

Министерство образования и науки Российской Федерации
Правительство Республики Мордовия
Национальный исследовательский
Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарева
Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН
Научный центр волоконной оптики РАН
Национальный исследовательский
Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского
АУ «Технопарк-Мордовия»
Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девярых РАН

МАТЕРИАЛЫ НАНО-, МИКРО-, ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ И ВОЛОКОННОЙ ОПТИКИ: ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ПРИМЕНЕНИЕ

СБОРНИК ТРУДОВ
12-Й МЕЖДУНАРОДНОЙ НАУЧНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ-ШКОЛЫ

Саранск, 1–4 октября 2013 г.

*Конференция-школа проводится при финансовой поддержке Министерства
образования и науки Российской Федерации*

*(Программа развития деятельности студенческих объединений
образовательных учреждений высшего профессионального образования.
Проект: «Студенческие объединения как креативная составляющая научно-
образовательного процесса в национальном исследовательском университете»
(2012–ПСО–104))*

Саранск
Издательство Мордовского университета
2013

УДК 537.533.3:621.3.049.77

ББК В3

М341

Редакционная коллегия:

Нищев К. Н. (отв. ред.), Рябочкина П. А. (отв. секр.),

Попова М. Н., Маргулис В. А., Чупрунов Е. В.

М341

Материалы нано-, микро-, оптоэлектроники и волоконной оптики: физические свойства и применение: сб. тр. 12-й Междунар. науч. конф.-шк., Саранск, 1–4 окт. 2013 г. / редкол.: К. Н. Нищев (отв. ред.) [и др.]. – Саранск: Изд-во Мордов. ун-та, 2013. – 204 с.
ISBN 978-5-7103-2468-4

В сборник трудов включены конспекты лекций и тезисы докладов 12-й Международной научной конференции-школы «Материалы нано-, микро-, оптоэлектроники и волоконной оптики: физические свойства и применение», посвященные актуальным проблемам современного физического материаловедения. Рецензирование докладов осуществлено программным комитетом школы.

L+10n

УДК 537.533.3:621.3.049.77

ББК В3

ISBN978-5-7103-2468-4

© Коллектив авторов, 2013

© Оформление Издательство

Мордовского университета, 2013

Официальные партнеры:

Фонд инфраструктурных и образовательных программ



РОСНАНО

ФОНД ИНФРАСТРУКТУРНЫХ
И ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫХ ПРОГРАММ

Фонд инфраструктурных и образовательных программ создан в 2010 году в соответствии с Федеральным законом № 211-ФЗ «О реорганизации Российской корпорации нанотехнологий». Целью деятельности Фонда является развитие инновационной инфраструктуры в сфере нанотехнологий, включая реализацию уже начатых РОСНАНО образовательных и инфраструктурных программ.

Основными направлениями деятельности Фонда инфраструктурных и образовательных программ являются:

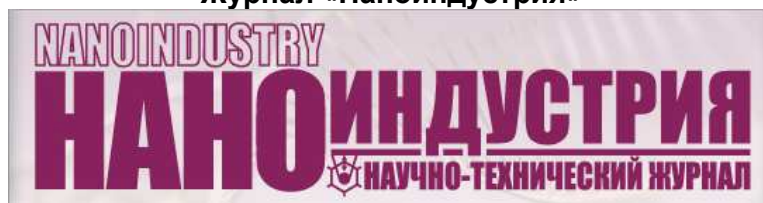
- Формирование технологической инфраструктуры
- Развитие кадрового потенциала отрасли
- Стимулирование спроса на нанотехнологическую продукцию
- Совершенствование законодательства
- Стандартизация, сертификация и оценка безопасности нанопродукции
- Метрология
- Популяризация нанотехнологий

Журнал «Фотоника»



Журнал «Фотоника» посвящен оптическим системам любого типа (электрооптическим, оптоволоконным, лазерным, полностью оптическим), их элементам и технологиям. Цель издания – глубокое и подробное освещение вопросов, связанных с оптическими системами передачи, оптическими технологиями, оптическими материалами и элементами, оборудованием и станками, используемыми в оптических системах.

Журнал «Наноиндустрия»



Журнал «Наноиндустрия» поддерживает и популяризирует оригинальные работы отечественных и русскоязычных зарубежных специалистов, в обзорных статьях знакомит читателей с состоянием и перспективами развития новых направлений нанотехнологии и наноматериалов, организует проведение круглых столов, семинаров и научно-практических конференций. Помимо научных и технических вопросов, журнал «Наноиндустрия» освещает вопросы производства, экономики и бизнеса в области наноиндустрии.

СОДЕРЖАНИЕ

	НАНОМАТЕРИАЛЫ И НАНОТЕХНОЛОГИИ	21
	Лекции	
AL2	<u>Е.С. Климов</u>¹, <u>А.А. Лукьянов</u>¹, <u>Е.С. Ваганова</u>¹, <u>В.П. Злотов</u>¹, <u>М.В. Бузаева</u>¹, <u>О.А. Давыдова</u>¹, <u>А.М. Объедков</u>², <u>В.В. Светухин</u>³	22
	¹ Ульяновский государственный технический университет, г. Ульяновск	
	² Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева РАН, г. Нижний Новгород	
	³ Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск	
	СИНТЕЗ МЕТОДОМ МОСVD И ИЗУЧЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК МНОГОСТЕННЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ НА ИХ ОСНОВЕ НОВЫХ СОРБЦИОННЫХ И ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ	
AL3	<u>А.С. Иванцев</u>	24
	Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, г. Саранск	
	МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ СВЕТОФИЛЬТРЫ	
	Доклады	
AO2	<u>К.Н. Нищев</u>, <u>А.А. Панов</u>, <u>А.И. Заикин</u>	25
	Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск	
	ИССЛЕДОВАНИЕ НАНОСТРУКТУРЫ МАГНИЙ-АЛЮМОСИЛИКАТНОЙ СТЕКЛОКЕРАМИКИ, АКТИВИРОВАННОЙ НИКЕЛЕМ, МЕТОДОМ МАЛОУГЛОВОГО РЕНТГЕНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ	
AO3	<u>М.Н. Маякова</u>¹, <u>П.П. Федоров</u>¹, <u>С.В. Кузнецов</u>¹, <u>В.В. Воронов</u>¹, <u>Р.П. Ермаков</u>¹, <u>К.Н. Болдырев</u>², <u>О.В. Карбань</u>³, <u>О.В. Уваров</u>¹, <u>А.Е. Баранчиков</u>⁴, <u>В.К. Иванов</u>⁴	26
	¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва	
	² Институт спектроскопии РАН, г. Троицк	
	³ Физико-технический институт Уральского отделения РАН, г. Ижевск	
	⁴ Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН, г. Москва	
	КСЕРОГЕЛИ НЕОРГАНИЧЕСКИХ ФТОРИДОВ: СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ	

- АО4** **С.А. Антошкина¹, П.А. Рябочкина¹, А.С. Ванецев², О.В. Гайтко³, С.Н. Ушаков⁴, А.А. Панов¹** 27
¹ Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск
² Институт физики, Тарту, Эстония
³ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва
⁴ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва
 ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ, РАЗМЕРОВ И СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК НАНОРАЗМЕРНЫХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПОРОШКОВ Y_2O_3 И YVO_4 , АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ Er^{3+}
- АО5** **Д.С. Королев, А.И. Белов, А.Н. Михайлов, А.И. Бобров, Д.А. Павлов, Д.И. Тетельбаум** 28
 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород
 ВЛИЯНИЕ ИОННОГО ЛЕГИРОВАНИЯ НА ДИСЛОКАЦИОННУЮ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ В КРЕМНИИ
- АО6** **Д.А. Грачев, А.В. Ершов** 29
 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород
 ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕЗОНАТОРНЫХ СТРУКТУР С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ СЛОЕМ, СОДЕРЖАЩИМ МАССИВЫ НАНОКРИСТАЛЛОВ КРЕМНИЯ
- АО7** **Р.Т. Сибатов, Е.В. Морозова** 30
 Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск
 УЧЕТ ПЕРКОЛЯЦИИ И ДИСПЕРСИОННОГО ХАРАКТЕРА ТРАНСПОРТА В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ В РАМКАХ ДРОБНО-ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ТЕОРИИ
- АО8** **Е.Д. Синева** 32
 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород
 ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ $(TiO_2)_n/MЭГ$
- АО9** **К.А. Петровых^{1,2}, А.А. Ремпель^{1,2}, В.С. Кортов²** 33
¹ Институт химии твердого тела УрО РАН, г. Екатеринбург
² Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург
 ПОЛУЧЕНИЕ НАНОРАЗМЕРНОГО ЛЮМИНОФОРА $Zn_2SiO_4:Mn$
- АО10** **М.Н. Маякова¹, С.В. Кузнецов¹, П.П. Федоров¹, В.В. Воронов¹, Р.П. Ермаков¹, Е.А. Гарибин², П.Е. Гусев², А.Е. Баранчиков³** 34
¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва
² ЗАО ИНКРОМ, г. Санкт-Петербург
³ Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН, г. Москва
 СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ ПОРОШКА ФТОРИДА БАРИЯ, ЛЕГИРОВАННОГО СКАНДИЕМ, КАК ШИХТЫ ДЛЯ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОЙ КЕРАМИКИ

- АО11** **Н.В. Латухина, В.И. Чепурнов, Г.А. Писаренко, С.А. Рогожин** 35
Самарский государственный университет, г. Самара
КРЕМНИЙ И КАРБИД КРЕМНИЯ: НОВЫЕ ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ
- АО12** **В.А. Остаточников¹, С.В. Елисеева¹, С.Г. Мусеев^{1,2},
Д.И. Семенцов¹** 36
¹Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск
²Ульяновский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, г. Ульяновск
ВЛИЯНИЕ НА СПЕКТРЫ ОТРАЖЕНИЯ И ПРОПУСКАНИЯ ФОТОННЫХ
КРИСТАЛЛОВ РЕЗОНАНСНОЙ ДИСПЕРСИОННОЙ ЗАВИСИМОСТИ
МАТЕРИАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ДЕФЕКТОВ СТРУКТУРЫ
- АО13** **Д.Л. Шиманович, Д.И. Чушкова** 37
Белорусский государственный университет информатики и
радиоэлектроники, г. Минск
СИНТЕЗ БИМЕМБРАННЫХ Al_2O_3 -СТРУКТУР МЕТОДОМ СКВОЗНОГО
ДВУХСТОРОННЕГО АНОДИРОВАНИЯ
- АО14** **А.И. Нечаев¹, В.А. Миличко², В.А. Вальцифер¹, В.Н. Стрельников¹,
В.П. Дзюба², Ю.Н. Кульчин²** 38
¹Институт технической химии УрО РАН, г. Пермь
²Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН,
г. Владивосток
РАЗРАБОТКА МЕТОДИКИ СИНТЕЗА НАНОКОМПОЗИТА,
НАПОЛНЕННОГО Fe_3O_4 , ПЕРСПЕКТИВНОГО ДЛЯ
ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ
- АО15** **В.Е. Васильченко** 39
Казанский (Приволжский) федеральный университет, г. Казань
ИЗГОТОВЛЕНИЕ НАНОАНТЕНН ДЛЯ ЛОКАЛЬНО УСИЛЕННОЙ
РАМАНОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ
- АО16** **М.А. Борик¹, В.Т. Бублик², А.В. Кулебякин¹, Е.Е. Ломонова¹,
Ф.О. Милович², В.А. Мызина¹, Н.Ю. Табачкова²** 40
¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва
²Московский институт стали и сплавов, г. Москва
ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ОТЖИГА НА СТРУКТУРУ
КРИСТАЛЛОВ ЧСЦ
- АР1** **М.С. Болдин, Н.В. Сахаров, А.В. Нохрин, В.Н. Чувильдеев** 41
Научно-исследовательский физико-технический институт
Нижегородского государственного университета
им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород
ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ НАГРЕВА НА КИНЕТИКУ СПЕКАНИЯ НАНО- И
УЛЬТРАДИСПЕРСНЫХ ПОРОШКОВ ОКСИДА АЛЮМИНИЯ
- АР2** **Е.В. Уцына, Н.С. Волкова, А.П. Горшков** 42
Нижегородский государственный университет
им. Н. И. Лобачевского, г. Нижний Новгород
ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ СТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ
InAs/GaAs НА ИХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР

- AP3** **А.М. Гурьянов¹, В.М. Лебедев²** 43
¹Самарский государственный архитектурно-строительный университет, г. Самара
²Петербургский институт ядерной физики, г. Гатчина
 ПЛЕНОЧНЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ СЛОЯМИ ИЗ ОКСИДА СКАНДИЯ
- AP4** **Т.Н. Трушкова, Е.В. Жариков, М.В. Провоторов** 44
 Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева, г. Москва
 ПОЛУЧЕНИЕ УЛЬТРАДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМ ДЛЯ ПРОЗРАЧНОЙ КЕРАМИКИ НА ОСНОВЕ ИТТРИЙ-АЛЮМИНИЕВОГО ГРАНАТА
- AP5** **С.В. Мутилин, Р.А. Соотс, А.Б. Воробьёв, Д.Г. Икусов, Н.Н. Михайлов, В.Я. Принц** 44
 Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, г. Новосибирск
 МИКРОТРУБКИ И ГОФРИРОВКИ ИЗ КАДМИЙ-РТУТЬ-ТЕЛЛУРА
- AP6** **Е.А. Суровегина, Д.А. Грачев, Н.В. Малехонова, Д.А. Павлов, А.В. Ершов** 46
 Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, г. Нижний Новгород
 ПОЛУЧЕНИЕ И ВЛИЯНИЕ ОТЖИГА НА СВОЙСТВА НАНОПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР Ge/SiO₂ (ИЛИ HfO₂, Al₂O₃)
- AP7** **А.И. Нечаев¹, Н.Б. Кондрашова¹, В.А. Вальцифер¹, В.Я. Митрофанов², С.А. Упоров², А.Я. Фишман²** 47
¹Институт технической химии УрО РАН, г. Пермь
²Институт металлургии УрО РАН, г. Екатеринбург
 ПОЛУЧЕНИЕ И СВОЙСТВА ЖЕЛЕЗОСОДЕРЖАЩИХ МЕЗОПОРИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ
- AP8** **А.Е. Амелина, Д.В. Котов, Е.Е. Гринберг** 48
 Научно-исследовательский ордена Трудового Красного Знамени институт химических реактивов и особо чистых химических веществ, г. Москва
 ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗМЕРОВ ЧАСТИЦ В ЗОЛЯХ ОКСИДА КРЕМНИЯ
- AP9** **В.С. Мясниченко** 49
 Конструкторско-технологический институт научного приборостроения СОРАН, г. Новосибирск
 МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМИЧЕСКИ-УСТОЙЧИВЫХ БИМЕТАЛЛИЧЕСКИХ КЛАСТЕРОВ
- AP10** **С.П. Губин, В.А. Оптов, Е.Г. Рустамова** 50
 ИОНХ РАН, г. Москва
 ПОЛУЧЕНИЕ КОМПОЗИТОВ ГРАФЕН/ПОЛИЭТИЛЕН ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ И ИССЛЕДОВАНИЕ ИХ СВОЙСТВ

ВОЛОКОННАЯ ОПТИКА

51

Лекции

- VL3** **А.А. Фотиади**^{1,2,3} 52
¹University of Mons, blvd.Dolez, 31, Mons, B-7000 Belgium
²Ульяновский государственный университет, Ульяновск
³Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С. Петербурга
ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ РАСПРЕДЕЛЕННЫЕ СИСТЕМЫ
МОНИТОРИНГА
- VL4** **А.В. Таранов** 53
ООО «Оптикэнерго», г. Саранск
ОПТИЧЕСКИЙ КАБЕЛЬ ООО «САРАНСКАБЕЛЬ-ОПТИКА» ДЛЯ
ПРОЕКТОВ «ВОЛОКНО В ДОМ»
- VL5** **А.Н. Гурьянов** 54
Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девярых РАН,
г. Нижний Новгород
НОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ И МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ АКТИВНЫХ
ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ НА ОСНОВЕ КВАРЦЕВОГО СТЕКЛА
- VL6** **А.С. Курков** 56
Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, г. Москва
ГЕНЕРАЦИЯ СУПЕРКОНТИНУУМА В СРЕДНЕМ ИК-ДИАПАЗОНЕ В
ВОЛОКНАХ НА ОСНОВЕ КВАРЦЕВОГО СТЕКЛА

Доклады

- BO1** **А.Н. Гурьянов**¹, **М.В. Яшков**¹, **А.Н. Абрамов**¹, **В.В. Колташеев**², **Л.Д. Исхакова**² 60
¹Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девярых РАН,
г. Нижний Новгород.
²Научный центр волоконной оптики РАН, г. Москва
ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ (ВС) НА
ОСНОВЕ ГАЛЛИЙСИЛИКАТНОГО СТЕКЛА, ЛЕГИРОВАННОГО
ХРОМОМ
- BO2** **А.Н. Гурьянов**, **Д.С. Липатов** 61
Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девярых РАН,
г. Нижний Новгород
ВОЛОКОННЫЕ СВЕТОВОДОБЫ С СЕРДЦЕВИНОЙ ИЗ СТЕКОЛ
СИСТЕМЫ $\text{Yb}_2\text{O}_3\text{-F/B}_2\text{O}_3\text{-Al}_2\text{O}_3\text{-P}_2\text{O}_5\text{-SiO}_2$
- BO3** **А.А. Пыненко**¹, **К.Н. Нищев**¹, **С.В. Фирстов**² 62
¹Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева,
г. Саранск
²Научный центр волоконной оптики РАН, г. Москва
СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ
СВОЙСТВ ГЕРМАНАТНЫХ СТЕКОЛ, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ
ВИСМУТА.
- BO4** **А.С. Курков**¹, **С.О. Антипов**¹, **А.В. Баранников**² 63
¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва
²Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный
ГОЛЬМИЕВЫЙ ВОЛОКОННЫЙ ЛАЗЕР С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ
ГЕНЕРАЦИИ 2,21 МКМ

- BO5** **А.Н. Колядин, А.Ф. Косолапов, Г.К. Алагашев, А.Д. Прямиков, А.С. Бирюков, В.Г. Плотниченко** 64
Научный центр волоконной оптики Российской академии наук, г. Москва
 ПЕРЕДАЧА ИЗЛУЧЕНИЯ В ПОЛЫХ МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫХ СЕТОВОДАХ ПРИ ЭКСТРЕМАЛЬНО ВЫСОКИХ МАТЕРИАЛЬНЫХ ПОТЕРЯХ
- BO6** **Ф.В. Афанасьев, В.Ф. Хопин** 65
Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девярых РАН, г. Нижний Новгород
 ПОЛУЧЕНИЕ ВЫСОКОЧИСТЫХ СТЕКОЛ СИСТЕМЫ $\text{SiO}_2\text{-GeO}_2\text{-P}_2\text{O}_5$ И СВЕТОВОДОВ НА ИХ ОСНОВЕ, ЛЕГИРОВАННЫХ ВИСМУТОМ, МЕТОДОМ MCVD
- BO7** **П.Ф. Кашайкин^{1,2}, М.Ю. Салганский³, А.Л. Томашук¹, А.Н. Абрамов³, В.Ф. Хопин³, А.Н. Гурьянов³, К.Н. Нищев², Е.М. Дианов¹** 66
¹ *Научный центр волоконной оптики РАН, г. Москва*
² *Мордовский государственный университет им Н.П. Огарёва, г. Саранск*
³ *Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девярых РАН, г. Нижний Новгород*
 РАДИАЦИОННОСТОЙКИЕ СВЕТОВОДЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ МЕТОДОМ MCVD
- BO8** **Г.К. Алагашев, А.Д. Прямиков, А.С. Бирюков, А.Н. Колядин** 67
Научный центр волоконной оптики Российской академии наук, г. Москва
 ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ОПТИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ В ПОЛЫХ МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫХ СВЕТОВОДАХ С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ КРИВИЗНОЙ ГРАНИЦЫ СЕРДЦЕВИНА-ОБОЛОЧКА
- BO9** **А.Л. Павлов, А.И. Трикшев, Ю.Н. Пырков** 68
Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва
 АНАЛИЗ ВОЛОКОННОГО КОЛЬЦЕВОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА
- BO10** **А.И. Султангулова^{1,2}, П.Ф. Кашайкин^{1,3}, М.Ю. Салганский⁴, А.Л. Томашук¹, А.Н. Абрамов⁴, В.Ф. Хопин⁴, А.Н. Гурьянов⁴, Е.М. Дианов¹** 69
¹ *Научный центр волоконной оптики РАН, г. Москва*
² *НИЯУ МИФИ, г. Москва*
³ *Мордовский государственный университет им Н. П. Огарёва, г. Саранск*
⁴ *Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девярых РАН, г. Нижний Новгород*
 ОПТИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ В ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ ПОСЛЕ γ -ОБЛУЧЕНИЯ СВЕРХВЫСОКИМИ (МЕГАГРЕЙНЫМИ) ДОЗАМИ
- BO11** **З. Маргушев¹, К. Бжеумихов¹, Д. Крушке²** 70
¹ *Институт информатики и проблем регионального управления Кабардино-Балкарского научного центра РАН, г. Нальчик*
² *Institut für angewandte Photonik e.V., Berlin, Germany*
 СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН ИЗ СТЕКЛА С НАНОКРИСТАЛЛАМИ СУЛЬФИДА СВИНЦА

- BP1** **И.А. Волков¹, А.С. Курков², К.Н. Нищев¹** 71
¹Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева,
г. Саранск
²Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва
ИССЛЕДОВАНИЕ ОСНОВНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК
СПЕЦИАЛЬНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СВЕТОВОДОВ, АКТИВИРОВАННЫХ
 Yb^{3+} , Tm^{3+} , Er^{3+} , Ho^{3+}
- BP2** **М.В. Вилкова¹, В.В. Дорофеев², А.Ф. Косолапов³, В.П. Мишкин¹,
К.Н. Нищев¹, Е.Н. Ускова¹** 72
¹Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева,
г. Саранск
² Институт химии высокочистых веществ РАН, г. Нижний Новгород
³Научный центр волоконной оптики РАН, г. Москва
ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ АТОМНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ И
СЕЛЕКТИВНОГО ХИМИЧЕСКОГО ТРАВЛЕНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ
МИКРОСТРУКТУРЫ ТЕЛЛУРИТНЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ

НОВЫЕ ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

73

Лекции

- CL1** **М.Н. Попова** 74
Институт спектроскопии РАН, г. Троицк
ИССЛЕДОВАНИЯ КАЧЕСТВА КРИСТАЛЛОВ С РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫМИ
ИОНАМИ МЕТОДОМ ФУРЬЕ-СПЕКТРОСКОПИИ ВЫСОКОГО
РАЗРЕШЕНИЯ
- CL2** **П.П. Федоров** 76
Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва
КВАНТОВАНИЕ НАНО-, МИКРО- И МАКРООБЪЕКТОВ
- CL3** **М.В. Дорохин, Ю.А. Данилов, Е.И. Малышева, А.В. Здравейцев** 78
Научно-исследовательский физико-технический институт
Нижегородского государственного университета
им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород
СПИНОВЫЕ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИЕ ДИОДЫ НА ОСНОВЕ
ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ (A^3, Mn) B^5
- CL4** **В.В. Елисеев¹, В.А. Мартыненко¹, К.Н. Нищев², М.И. Новопольцев²** 88
¹ОАО «Электровыпрямитель», г.Саранск
²Мордовский государственный университет им.Н.П. Огарева,
г.Саранск
КОМПЛЕКСНЫЙ ПРОЕКТ «ОРГАНИЗАЦИЯ ПРОИЗВОДСТВА
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ СИЛОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ
НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ НА ОСНОВЕ СОЗДАНИЯ БАЗОВОЙ
ТЕХНОЛОГИИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ СТРУКТУР «КРЕМНИЙ НА
МОЛИБДЕНЕ» С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ
СОЕДИНЕНИЙ: ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РЕАЛИЗАЦИИ

Доклады

- CO1** **А.П. Большаков¹, В.Г. Ральченко¹, А.В. Польский¹, А.Ф. Попович¹, В.Е. Розалин², Е.Е. Ашкинази¹, С.Г. Рыжков¹, А.В. Власов¹, В.И. Конов¹** 90
¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва
²НПО «Астрофизика», г. Москва
 ОПТИЧЕСКИЕ И ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛИ- И МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО CVD-АЛМАЗА, СИНТЕЗИРОВАННОГО В СВЧ-ПЛАЗМЕ
- CO2** **Д.С. Нуждин¹, Д.Н. Тимаев¹, М.А. Фаддеев¹, Л.А. Истомин¹, А.В. Горшков², М.О. Марычев¹** 91
¹Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород
²Южно-Уральский государственный университет, г. Челябинск
 ИССЛЕДОВАНИЕ СОСТАВА ЧЕЛЯБИНСКОГО МЕТЕОРИТА
- CO3** **Е.А. Добрецова^{1,2}, К.Н. Болдырев¹, Е.Ю. Боровикова²** 92
¹Институт спектроскопии РАН, г. Троицк
²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва
 СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ДВОЙНЫХ БОРАТОВ $RM_3(BO_3)_4$ (R = Y, Ce – Yb, M = Al, Ga)
- CO4** **Т.О. Гельманова, С.В. Лотарев, А.С. Липатьев, В.Н. Сигаев** 93
 Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева, г. Москва
 ЛОКАЛЬНАЯ КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ ЛАНТАНОБОРОГЕРМАНАТНЫХ СТЕКОЛ ИЗЛУЧЕНИЕМ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРА
- CO5** **Д.А. Ерофеев^{1,2}** 94
¹Институт спектроскопии Российской Академии Наук, г. Троицк
²Московский Физико-Технический Институт, г. Долгопрудный
 ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ МУЛЬТИФЕРРОИКА $SmFe_3(BO_3)_4$
- CO6** **К.Н. Болдырев¹, Д.А. Ерофеев², Т.Н. Станиславчук³** 95
¹Институт спектроскопии Российской академии наук, г. Москва, Россия
²Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный, Россия
³New Jersey Institute of Technology, New Jersey, USA
 ТЕРАГЕРЦЕВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ФЕРРОБОРАТОВ
- CO7** **А.С. Липатьев¹, С.В. Лотарев¹, Н.В. Голубев¹, Е.С. Игнатьева¹, Ю.С. Присеко², Н.М. Лепёхин², В.Н. Сигаев¹** 96
¹Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева, г. Москва
²НПП «ВЭЛИТ», Московская обл., г. Истра
 ЛОКАЛЬНОЕ ФОРМИРОВАНИЕ НАНОСТРУКТУР С СИНЕЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЕЙ В ГАЛЛИЕВО-ГЕРМАНОСИЛИКАТНЫХ СТЕКЛАХ

- CO8** **С.А. Матвеев, М.В. Степихова, В.Г. Шенгуров** 97
*Нижегородский государственный университет
им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород*
НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ РОСТ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНО-
ПУЧКОВОЙ ЭПИТАКСИИ ГЕТЕРОСТРУКТУР Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si(100) И ИХ
ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА
- CO9** **Н.В. Сахаров, А.Е. Огородников** 98
*Нижегородский государственный университет
им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород*
ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА АНОМАЛЬНОГО РОСТА ЗЕРЕН В
МИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВАХ СИСТЕМЫ Al-Fe-Zr,
ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ РКУ-ПРЕССОВАНИЯ
- CO10** **О.Б. Петрова, А.В. Хомяков, В.Е. Щукина** 99
*Российский химико-технологический университет
им. Д.И. Менделеева, г. Москва*
СВИНЦОВО-ФТОРОБОРАТНЫЕ СТЕКЛОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ
МАТЕРИАЛЫ, АКТИВИРОВАННЫЕ Er³⁺ И Yb³⁺
- CO11** **И.В. Степанова** 100
*Российский химико-технологический университет
им. Д.И. Менделеева, г. Москва*
СТЕКЛА В СИСТЕМАХ Bi₂O₃-GeO₂-Nd₂O₃ И Bi₂O₃-GeO₂-Yb₂O₃
- CO12** **И.В. Самарцев¹, С.В. Шотин², М.Ю. Грязнов²** 101
¹*Нижегородский государственный университет
им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород*
²*НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород*
ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ И МИКРОСТРУКТУРЫ
НОВЫХ ЖАРОСТОЙКИХ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ НИКЕЛЯ,
ПОЛУЧЕННЫХ ПО ТЕХНОЛОГИИ ПОСЛОЙНОГО ЛАЗЕРНОГО
СПЛАВЛЕНИЯ
- CO13** **Д.А. Лис¹, К.А. Субботин¹, Е.В. Жариков^{1,2}, О.Б. Петрова²,
И.В. Степанова², А.В. Хомяков², Ю.Н. Осипова²** 103
¹*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва*
²*Российский химико-технологический университет
им. Д.И. Менделеева, г. Москва*
КРИСТАЛЛЫ МОЛИБДАТОВ – НОВЫЕ ДАУН-КОНВЕРСИОННЫЕ
МАТЕРИАЛЫ
- CO14** **М.М. Сергеев, Г.К. Костюк** 104
*Национальный исследовательский университет информационных
технологий, механики и оптики, г. Санкт-Петербург*
ИССЛЕДОВАНИЕ ЛОКАЛЬНОЙ МОДИФИКАЦИИ В ОБЪЕМЕ
ПОРИСТОГО СТЕКЛА, ИМПРЕГНИРОВАННОГО СОЛЯМИ СЕРЕБРА
- CO15** **М.М. Сергеев, Р.А. Заколдаев, Г.К. Костюк** 105
*Национальный исследовательский университет информационных
технологий, механики и оптики, г. Санкт-Петербург*
ФОРМИРОВАНИЕ ЛОКАЛЬНО МОДИФИЦИРОВАННЫХ ОБЛАСТЕЙ В
ОБЪЕМЕ ПОРИСТОГО СТЕКЛА, ПРОПИТАННОГО ГЛИЦЕРИНОМ

- CO16** **А.П. Гажулина, М.О. Марычев** 106
*Нижегородский государственный университет
им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород*
ПСЕВДОСИММЕТРИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ КРИСТАЛЛОВ ТИПА АХ
- CO17** **А.В. Балясов, М.В. Герасимов, Н.Н. Логинов, М.В. Логунов** 107
*Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева,
Саранск*
ВЫСОКОСКОРОСТНАЯ ФОТОГРАФИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ ДОМЕННЫХ
СТРУКТУР В МАТЕРИАЛАХ МАГНИТОФОТОНИКИ
- CO18** **Т.М. Бурханова, А.В. Соловьёва, В.Е. Емельянова** 108
Тюменский государственный университет, Тюмень
СИНТЕЗ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СОЕДИНЕНИЯ $BaDyCuS_3$
- CP1** **А.П. Гажулина, Е.А. Исупова, М.О. Марычев** 109
*Нижегородский государственный университет
им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород*
РАСЧЕТЫ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КРИСТАЛЛОВ ЛАНГАСИТА
 $La_3Ga_5SiO_{14}$ В ПРОГРАММНОМ КОМПЛЕКСЕ WIEN2k
- CP2** **А.Д. Гортинская, В.Н. Портное** 110
*Нижегородский государственный университет
им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород*
НАБЛЮДЕНИЕ РОСТОВЫХ СТУПЕНЕЙ НА ГРАНЯХ {110}
КРИСТАЛЛОВ $Zn(NH_4)_2(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$ В РАСТВОРАХ РАЗНОГО
СОСТАВА
- CP3** **Р.И. Аветисов, А.А. Аккузина, А.Г. Чередниченко, И.Х. Аветисов** 111
*Российский химико-технологический университет
им. Д.И. Менделеева, г. Москва*
ПОЛИМОРФНЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ТРИ-8-ОКСИХИНОЛЯТАХ
АЛЮМИНИЯ, ГАЛЛИЯ И ИНДИЯ
- CP4** **Чан Кхань¹, Е.Н. Можевитина¹, А.В. Хомяков¹, С.В. Неустроев²,
А.А. Давыдов², Н.В. Жаворонков², И.Х. Аветисов¹** 112
¹*Российский химико-технологический университет
им. Д.И. Менделеева, г. Москва*
²*НИИ Материаловедения, г. Зеленоград*
НЕСТЕХИОМЕТРИЯ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ
СЕЛЕНИДА ЦИНКА
- CP5** **Г.И. Клым** 113
*Национальный университет «Львовская политехника», г. Львов,
Украина*
ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ СПЕКАНИЯ НА
ВЛАГОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ НАНОСТРУКТУРНО
ОПТИМИЗИРОВАННОЙ КЕРАМИКИ $MgO-Al_2O_3$
- CP6** **К.Н. Болдырев, Е.А. Добрецова** 114
Институт спектроскопии Российской академии наук, г. Москва
ШТАРКОВСКАЯ СТРУКТУРА УРОВНЕЙ ГОЛЬМИЯ В
РЕДКОЗЕМЕЛЬНОМ АЛЮМИНИЕВОМ И ГАЛЛИЕВОМ БОРАТЕ

- CP7** **А.М. Зюзин, С.Н. Сабаев, М.А. Бакулин, Н.В. Янцен** 115
Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск
 ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СТЕПЕНИ ЗАКРЕПЛЕНИЯ СПИНОВ В ДВУХСЛОЙНОЙ ПЛЕНКЕ
- CP8** **Е.К. Малафеева, В.Н. Портнов, Н.В. Сомов** 116
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород
 РОСТ КРИСТАЛЛОВ ТАРТРАТОВ НАТРИЯ В ГЕЛЕ
- CP9** **А.С. Журавлёва** 117
Иркутский государственный технический университет, г. Иркутск
 СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ТОНКИХ ПЛЕНОК ОКСИДА ЦИНКА, ЛЕГИРОВАННЫХ МАРГАНЦЕМ И ЛИТИЕМ
- CP10** **Т.В. Волкова¹, М.В. Вилкова¹, Е.В. Глушкин¹, Е.Е. Ломонова², А.А. Кулебякин², В.П. Мишкин¹, П.А. Рябочкина¹, Н.Ю. Табачкова³, С.Н. Ушаков²** 118
¹*Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск*
²*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва*
³*НИТУ «МИСиС», г. Москва*
 СТРУКТУРА И СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРИСТАЛЛОВ ЧАСТИЧНО СТАБИЛИЗИРОВАННОГО ДИОКСИДА ЦИРКОНИЯ, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ Nd³⁺
- CP11** **Ю.В. Максимов¹, М.А. Голубьев², К.Н. Нищев², М.Д. Шибанова¹, В.М. Кяшкин², Б.Ф. Мамин²** 119
¹*Институт химической физики РАН им. Н.Н. Семенова, г. Москва*
²*Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск*
 ФОРМИРОВАНИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУР В Fe-Cr-Co ОКИСНЫХ СИСТЕМАХ НА НОСИТЕЛЕ SiO₂

ЛАЗЕРНЫЕ МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИИ 121

Лекции

- DL1** **В.В. Семашко** 122
Казанский (Приволжский) федеральный университет, г. Казань
 ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ЛАЗЕРЫ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО И ВАКУУМНО-УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ДИАПАЗОНОВ
- DL2** **Е.М. Гаврищук, О.Н. Еремейкин** 132
Институт химии высокочистых веществ РАН, г. Нижний Новгород
 ХАЛЬКОГЕНИДЫ ЦИНКА, ЛЕГИРОВАННЫЕ ПЕРЕХОДНЫМИ МЕТАЛЛАМИ ДЛЯ ПЕРЕСТРАИВАЕМЫХ ИК-ЛАЗЕРОВ
- DL3** **Сметанин С.Н.^{1,2}** 135
¹*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва*
²*Ковровская государственная технологическая академия им. В.А. Дегтярева, Ковров*
 ЛАЗЕРНЫЕ КРИСТАЛЛЫ С ПОВЫШЕННЫМ КОЭФФИЦИЕНТОМ УСИЛЕНИЯ И ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ЛАЗЕРЫ НА ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОМ СМЕШЕНИИ НЕПОСРЕДСТВЕННО В АКТИВНОЙ СРЕДЕ

DL4	<u>А.В. Щербаков</u> <i>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург</i> ТЕРАГЕРЦЕВЫЕ АКУСТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОСТРУКТУРАХ	136
DL5	<u>П.Г. Зверев</u> <i>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва</i> ВКР-ЛАЗЕРЫ ВЫСОКОЙ СРЕДНЕЙ МОЩНОСТИ	138
DL6	<u>Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, И.С. Тарасов</u> <i>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург</i> МОЩНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ НА КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ	140
Доклады		
DO1	<u>Г.В. Шилова</u>¹, <u>П.Г. Зверев</u>^{1,2}, <u>Л.И. Излева</u>² ¹ <i>НИУ МЭИ, г. Москва</i> ² <i>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва</i> ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В КРИСТАЛЛАХ SBN	150
DO2	<u>Ю.К. Воронько, А.А. Соболев, В.Е. Шукшин</u> <i>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва</i> КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В МОНОКРИСТАЛЛАХ ТРИБОРАТА ЛИТИЯ LiB ₃ O ₅	151
DO3	<u>А.А. Ляпин</u>¹, <u>П.А. Рябочкина</u>¹, <u>С.Н. Ушаков</u>², <u>П.П. Федоров</u>², <u>А.А. Пыntenков</u>¹, <u>А.А. Куреев</u>¹, <u>С.В. Шотин</u>³ ¹ <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i> ² <i>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва</i> ³ <i>Нижегородский государственный университет имени Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород</i> МЕХАНИЧЕСКИЕ, ТЕПЛОВЫЕ И СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МОНОКРИСТАЛЛА И КЕРАМИКИ CaF ₂ :Ho	152
DO4	<u>А.П. Гажулина, М.О. Марычев</u> <i>Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород</i> ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОФИЛЕЙ ПИКОВ СТЕПЕНИ ИНВАРИАНТНОСТИ ОТНОСИТЕЛЬНО ОПЕРАЦИИ ИНВЕРСИИ СТРУКТУРЫ КРИСТАЛЛОВ СЕМЕЙСТВА КТР	153
DO5	<u>Д.С. Нуждин, А.Е. Егорова, В.А. Иванов, А.П. Гажулина, М.Л. Лабутина, М.О. Марычев</u> <i>Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород</i> ОПТИКО-ЭМИССИОННЫЙ ЭЛЕМЕНТНЫЙ АНАЛИЗ РЯДА ВЫРАЩЕННЫХ КРИСТАЛЛОВ КТР С ПРИМЕСЬЮ ЦИРКОНИЯ	154

- DO6** ***В.Г. Плотниченко¹, Д.В. Филипповский¹, В.О. Соколов¹, Е.М. Дианов¹, В.Ф. Голованов², Г.В. Полякова², И.С. Лисицкий²*** 155
¹Научный центр волоконной оптики РАН, г. Москва
²Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности, г. Москва
ИНФРАКРАСНАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ГАЛОГЕНИДАХ СЕРЕБРА, ЛЕГИРОВАННЫХ ВИСМУТОМ
- DO7** ***Н.Г. Захаров, Е.А. Туданов, А.В. Мухин, Ю.Н. Фролов, С.Д. Великанов, А.В. Ларионов, В.А. Гарюткин, Р.В. Порубов.*** 156
 Российский Федеральный Ядерный Центр - Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, г. Саров
КОМПАКТНЫЙ И ЭФФЕКТИВНЫЙ Cr²⁺:CdSe-ЛАЗЕР ТРЁХМИКРОННОГО ДИАПАЗОНА С НАКАЧКОЙ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИМ Tm:YAlO₃-ЛАЗЕРОМ
- DO8** ***Н.В. Малехонова¹, Д.А. Павлов¹, А.И. Бобров¹, Н.В. Байдусь², А.А. Бирюков²*** 157
¹Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород
²Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, г. Нижний Новгород
ИССЛЕДОВАНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО СРЕЗА СВЕРХРЕШЕТОК AlGaAs/GaAs
- DO9** ***Ю.К. Воронько, А.А. Соболев, В.Е. Шукшин*** 158
 Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва
МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В ТРИБОРАТЕ ЛИТИЯ LiB₃O₅: ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОМ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ
- DO10** ***П.А. Рябочкина¹, Н.В. Сидорова¹, С.Н. Ушаков², Е.Е. Ломонова²*** 159
¹Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск
²Институт общей физики им. А.Н. Прохорова РАН, г. Москва
СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ ZrO₂-Y₂O₃-Er₂O₃
- DO11** ***В.В. Андреев*** 160
 Чувашский государственный университет имени И.Н. Ульянова, г. Чебоксары
СИНТЕЗ НАНОСТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ ТВЁРДЫХ ТЕЛ В ПОЛЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СЛАБОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ
- DO12** ***П.А. Рябочкина¹, С.Н. Ушаков², Е.Е. Ломонова², А.В. Кулебякин², А.Н. Чабушкин¹*** 161
¹Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск
²Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва
ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ЛАЗЕРЫ НА КРИСТАЛЛАХ ZrO₂-Y₂O₃-Tm₂O₃, ZrO₂-Y₂O₃-Ho₂O₃, ГЕНЕРИРУЮЩИЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ДВУХМИКРОННОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

DP1	<u>П.В. Андреев, В.А. Иванов, Е.А. Исупова, Д.С. Нуждин</u> <i>Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород</i> РЕНТГЕНОСТРУКТУРНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛИКРИСТАЛЛОВ КТР:Zr	162
DP2	<u>А.О. Щукина, Ю.С. Куракина, М.Н. Ершков, С.А. Солохин</u> <i>Ковровская государственная технологическая академия имени В.А. Дегтярева, г. Ковров</i> ГЕНЕРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В СИНЕЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА ПРИ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКОМ ПРЕОБРАЗОВАНИИ YAG:Nd- ИЗЛУЧЕНИЯ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 1,34 МКМ	163
DP3	<u>В.А. Гарюткин, Г.М. Мищенко, В.А. Волков, Н.Г. Захаров, А.В. Мухин</u> <i>Российский федеральный ядерный центр - Всероссийский научно- исследовательский институт экспериментальной физики, г. Саров</i> ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОДНОМОДОВОГО РЕЖИМА ГЕНЕРАЦИИ Nd:YAG-ЛАЗЕРА С ПРОДОЛЬНОЙ НАКАЧКОЙ	164
DP4	<u>К.Н. Болдырев¹, П. Дерен²</u> <i>¹Институт спектроскопии Российской академии наук, г. Москва, Россия</i> <i>²Institute of Low Temperature and Structure Research, Polish Academy of Sciences, Wroclaw, Poland</i> СПЕТРОСКОПИЯ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ МОНОКРИСТАЛЛА LaAlO ₃ , АКТИВИРОВАННОГО ГОЛЬМИЕМ	165
DP5	<u>Е.И. Сальникова, О.В. Андреев, Ю.Г. Денисенко</u> <i>Тюменский государственный университет, г. Тюмень</i> ПОЛУЧЕНИЕ ЛЮМИНОФОРОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СУЛЬФАТОВ РЗЭ С ВОДОРОДОМ И СЕРОВОДОРОДОМ	166
DP6	<u>А.В. Мухин, С.Д. Великанов, Н.Г. Захаров, Ю.Н. Фролов, В.А. Гарюткин</u> <i>Российский федеральный ядерный центр - Всероссийский научно- исследовательский институт экспериментальной физики, г. Саров</i> ИСТОЧНИК ИЗЛУЧЕНИЯ СРЕДНЕГО ИК-ДИАПАЗОНА	167
DP7	<u>М.Н. Пивкина, Г.А. Буфетова, В.Ф. Серегин, В.Б. Цветков</u> <i>Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, г. Москва</i> ГЕНЕРАЦИЯ Nd:GGG ДИСКОВОГО ЛАЗЕРА ПРИ МНОГОТОЧЕЧНОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКЕ	168
	ЭЛЕКТРОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В НАНОСТРУКТУРАХ	169
	Лекции	
EL1	<u>М.С. Каган</u> <i>Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, г. Москва</i> ГЕНЕРАЦИЯ КОЛЕБАНИЙ С ПОМОЩЬЮ ПОЛУПРОВОДНИКОВ: ПРИНЦИПЫ, ИСТОРИЯ И ПЕРСПЕКТИВЫ	170

EL2	<u>А.В. Шорохов</u> <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, г. Саранск</i> «НЕДЖОЗЕФСОНОВСКАЯ» ГЕНЕРАЦИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КОНТАКТАМИ ДЖОЗЕФСОНА	171
Доклады		
EO1	<u>В.Д. Кревчик, А.Б. Грунин, Т.А. Губин</u> <i>Пензенский государственный университет, г. Пенза</i> ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КВАНТОВЫХ ЯМ С РЕЗОНАНСНЫМИ D_2^- -СОСТОЯНИЯМИ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ	172
EO2	<u>В.В. Карпунин¹, В.А. Маргулис²</u> <i>¹Мордовский государственный педагогический институт им. М.Е. Евсевьева, г. Саранск</i> <i>²Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i> РЕЗОНАНСНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КВАНТОВОЙ ЯМЕ	173
EO3	<u>А.И. Мурзашев, Е.О. Шадрин</u> <i>Марийский государственный университет, г. Йошкар-Ола</i> ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ И ОПТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК В РАМКАХ МОДЕЛИ ХАББАРДА	174
EO4	<u>О.Д. Позднякова¹, А.В. Шорохов¹, К.Н. Алексеев²</u> <i>¹Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i> <i>²Loughborough University, Loughborough, UK</i> ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ УСИЛЕНИЕ МИКРОВОЛНОВОГО И ТЕРАГЕРЦЕВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ КОНТАКТАХ ДЖОЗЕФСОНА	175
EO5	<u>М.А. Пятаев¹, А.В. Шорохов¹, К.Н. Алексеев²</u> <i>¹Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i> <i>²Loughborough University, Loughborough, UK</i> КОЭФФИЦИЕНТ ПОГЛОЩЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ СВЕРХРЕШЕТКОЙ В СКРЕЩЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ	176
EO6	<u>Е.В. Скопин, Е.С. Демидов, А.В. Кудрин, А.В. Здоровейщев</u> <i>Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, г. Нижний Новгород</i> ТРАНСПОРТНЫЕ И МАГНИТОРЕЗОНАНСНЫЕ СВОЙСТВА СТРУКТУР «СПИНОВОГО КЛАПАНА»	177
EO7	<u>В.Д. Кревчик, М.Б. Семенов, Р.В. Зайцев, П.В. Кревчик, И.А. Егоров</u> <i>Пензенский государственный университет, г. Пенза</i> ВЛИЯНИЕ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ ФОНОННЫХ МОД ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ МАТРИЦЫ НА ТУННЕЛЬНЫЕ ВАХ ДЛЯ СТРУКТУР С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ	178

EO8 **Д.А. Еремин¹, Е.Н. Гришанов¹, Д.А. Иванов¹, И.Ю. Попов²** 179
¹Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева,
г. Саранск
²НИУ ИТМО, г. Санкт-Петербург
**МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТУННЕЛИРОВАНИЯ ЧЕРЕЗ МАССИВ
КВАНТОВЫХ ТОЧЕК В МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

EP1 **О.Г. Жевняк** 180
Белорусский государственный университет, г. Минск
**КОЭФИЦИЕНТЫ ТУННЕЛИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ЧЕРЕЗ
ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ БАРЬЕРЫ ТРЕУГОЛЬНОЙ И СТУПЕНЧАТОЙ
ФОРМЫ**

**РАДИОЭЛЕКТРОННЫЕ
КОМПОНЕНТЫ И СИСТЕМЫ** 181

Доклады

FO1 **М.Л. Антонов¹, М.В. Логунов², А.Р. Милославский¹, Д.В. Пьянзин²,
А.В. Спирин²** 182
¹ОАО «Саранский телевизионный завод», г. Саранск
²Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева,
г. Саранск
**ФОРМИРОВАНИЕ СИГНАЛОВ ЦИФРОВОГО ТЕЛЕВИДЕНИЯ
С ПОМОЩЬЮ КОМПЛЕКСА NATIONAL INSTRUMENTS**

FO2 **М.В. Герасимов, С.В. Ильин, М.В. Логунов, А.В. Спирин** 183
Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева,
г. Саранск
**ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССОВ НАМАГНИЧИВАНИЯ ИНДУКЦИОННЫМ
МЕТОДОМ**

FO3 **Я.А. Зазулин, Б.Н. Денисов** 184
Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева,
г. Саранск
ВОССТАНОВЛЕНИЕ ФОРМЫ ОПТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

FO4 **А.В. Земсков, В.М. Бардин** 185
Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева,
г. Саранск
**ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ В ИНВЕРТОРНОМ
СВАРОЧНОМ АППАРАТЕ ЗНАКОПЕРЕМЕННОГО ТОКА НА ЭТАПАХ
СВАРОЧНОГО ЦИКЛА**

FO5 **С.В. Ильин, М.В. Логунов** 186
Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева,
г. Саранск
**ПРИМЕНЕНИЕ ЦИФРОВОЙ ФИЛЬТРАЦИИ В ЗАДАЧАХ
УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ТОМОГРАФИИ**

FO6 **А.В. Пивкин, В.М. Бардин** 187
Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева,
г. Саранск
**ОПТИМИЗАЦИЯ КПД ИНВЕРТОРНОГО СВАРОЧНОГО АППАРАТА
ЗНАКОПЕРЕМЕННОГО ТОКА ПО КРИТЕРИЮ ЭМС**

FO7	<i>М.В. Логунов¹, А.Р. Милославский², Д.С. Сенатенко¹, А.В. Спири¹, Д.Д. Ступин^{1,3}, А.Н. Чалдышкин¹</i>	188
	<i>¹Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i>	
	<i>²ОАО «Саранский телевизионный завод», г. Саранск</i>	
	<i>³ОАО «РТИ», г. Москва</i>	
	3D-МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ КОМПОНЕНТОВ	
FO8	<i>А.А. Трифонов, М.В. Логунов</i>	189
	<i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i>	
	ПРИМЕНЕНИЕ ДЕКОНВОЛЮЦИИ ДЛЯ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ, ПОЛУЧЕННЫХ С ПОМОЩЬЮ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ТОМОГРАФИИ	
FO9	<i>Д.В. Пьянзин, А.В. Брагин</i>	190
	<i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i>	
	ОСОБЕННОСТИ РАСПОЗНАВАНИЯ УПОРЯДОЧЕННЫХ ДОМЕННЫХ СТРУКТУР ТИПА РАВ2 И РАВ6	
FP1	<i>Д.Л. Шиманович</i>	192
	<i>Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, г. Минск</i>	
	NI-Cu-МЕТАЛЛИЗАЦИЯ НА АЛЮМООКСИДНЫХ ОСНОВАНИЯХ ДЛЯ МОЩНЫХ МНОГОКРИСТАЛЬНЫХ МОДУЛЕЙ	
	КОММЕРЦИАЛИЗАЦИЯ НАУЧНЫХ РАЗРАБОТОК	193
	Доклады	
GO3	<i>М.А. Борик, Е.Е. Ломонова, В.В. Осико, С.Н. Ушаков</i>	194
	<i>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, (ИОФРАН), г.Москва.</i>	
	ПРОИЗВОДСТВО ИЗДЕЛИЙ ТРИБОТЕХНИЧЕСКОГО НАЗНАЧЕНИЯ ИЗ ВЫСОКОПРОЧНЫХ, ИЗНОСОСТОЙКИХ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛОВ ЧАСТИЧНО СТАБИЛИЗИРОВАННОГО ДИОКСИДА ЦИРКОНИЯ	
	АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ	197

НАНОМАТЕРИАЛЫ И НАНОТЕХНОЛОГИИ

AL2 СИНТЕЗ МЕТОДОМ МОСVD И ИЗУЧЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК МНОГОСТЕННЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ НА ИХ ОСНОВЕ НОВЫХ СОРБЦИОННЫХ И ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Е.С. Климов¹, А.А. Лукьянов¹, Е.С. Ваганова¹, В.П. Злотов¹, М.В. Бузаева¹,
О.А. Давыдова¹, А.М. Обьедков², В.В. Светухин³

¹Ульяновский государственный технический университет, г. Ульяновск

²Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева РАН,
г. Нижний Новгород

³Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск

E-mail: eugen1947@mail.ru

Проблема создания новых гибридных материалов, в том числе и на основе многостенных углеродных нанотрубок (МУНТ), является одной из ключевых проблем развития нанотехнологий. Несмотря на то, что общие принципы синтеза МУНТ химическим осаждением из паровой фазы с использованием металлоорганических соединений (метод МОСVD) известны [1, 2], при развитии этого метода в каждом конкретном случае необходима оптимизация технологических параметров осаждения. Нами осуществлен синтез МУНТ с использованием прекурсоров толуола и ферроцена. Свойства МУНТ в существенной мере зависят от технологических параметров режима осаждения (температуры, скорости потока инертного газа носителя аргона и др.). Мы проводили осаждение МУНТ на разработанной нами экспериментальной установке, которая включала две горизонтальные трубчатые печи (испаритель ферроцена и печь для осаждения МУНТ с изотермическими зонами 200 мм). Осаждение проводили в кварцевой трубе внешним диаметром 42 мм с размещенными внутри нее тремя цилиндрическими кварцевыми вкладышами диаметром 25 мм и длиной 70 мм, что позволило получить на разных вкладышах МУНТ с различными характеристиками. Оптимальные параметры синтеза МУНТ следующие: температура зоны осаждения МУНТ 850°C, температура испарителя ферроцена 105°C, расход аргона 800 см³/мин, время синтеза 6 ч, средняя скорость осаждения на 3 вкладышах 1,45 г/ч. Масса полученных МУНТ со всего объема реактора составила 8,7 г. В свободном пространстве зоны реактора наблюдается образование длинных переплетенных нитей типа «паутины». На всех вкладышах МУНТ формируется в виде массивов (макроцилиндры) с толщиной слоя до 6-8 мм на 1 вкладыше.

По поперечному сечению макроцилиндра можно выделить 3 зоны с различной упаковкой МУНТ (электронный микроскоп Phenom proX). Область, прилегающая к кварцевой подложке (начальный рост МУНТ, 1 зона) представляет собой область хаотичного роста МУНТ. При дальнейшем росте МУНТ образуют ориентированные волнистые пряди (2 зона). Верхний слой макроцилиндра (3 зона) – область роста радиально ориентированных МУНТ с плотной упаковкой. Размер МУНТ по толщине составляет от 20 до 150 нм и увеличивается при переходе от 1 к 3 зоне (атомно-силовой

микроскоп Solver P47-PRO NT-MDT, Россия). Во всех зонах наблюдаются преимущественно закрытые, изогнутые нанотрубки, имеющие внешний диаметр 100-150 нм, и более тонкие диаметром 20-70 нм. Наиболее тонкие МУНТ содержатся в «паутине».

Различия в структуре МУНТ (содержание аморфного углерода и фаз - железа и карбида железа) прослеживаются и на дифрактограммах образцов (дифрактометр D2 Phaser). Основной пик на дифрактограммах ($2\Theta = 26$) соответствует дифракции на плоскостях, образуемых sp^2 -углеродными графеновыми слоями в МУНТ. Кроме того, к МУНТ относятся слабые пики вблизи $2\Theta \approx 44$ и 54 . В интервале углов 2Θ от 36 до 54 градусов обнаружены также перекрывающиеся пики малой интенсивности, которые, можно отнести к фазе карбида железа Fe_3C ($2\Theta \approx 38$ и 44) и фазе железа γ -Fe ($2\Theta \approx 44$ и 52). В разных зонах осаждения соотношение фаз МУНТ несколько меняется.

Исследование термоокислительной стабильности (термовесы Pyris бТГА) свидетельствует, что способность МУНТ, осажденных на разных вкладышах, к окислению кислородом воздуха практически одинакова. Для образца МУНТ, отобранного с 1 вкладыша, окисление начинается при температуре $486^\circ C$ и проходит в одну стадию с максимальной скоростью окисления при $598^\circ C$. Для образца с 3 вкладыша значения температур составляют $505^\circ C$ и $590^\circ C$ соответственно. Характеризация исходных МУНТ представляется необходимой для дальнейших исследований с целью создания новых композиционных материалов с повышенными сорбционными свойствами на основе нанок углерода и природных минералов, полимерных композитов на основе углеродных нанотрубок..

1. Srivastava A., Srivastava O. N., Talapatra S., Vajtai R., Ajayan P.M. Carbon nanotube filters // Nature Materials. – 2004. – Vol. 3. – Iss. 9. – P. 610 – 614.

2. Егоров В.А. Новые гибридные материалы на основе углеродных нанотрубок: Дис. ... канд. хим. наук. –Н. Новгород, 2012. – 163 с.

AL3 МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ СВЕТОФИЛЬТРЫ

А.С. Иванцев

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск

E-mail: a.ivantsev@yandex.ru

В волоконно-оптических линиях связи (ВОЛС) в качестве источников света в основном применяются полупроводниковые лазеры. Вызвано это тем, что поляризованные лучи лазера в оптическом волокне не интерферируют друг с другом со всеми вытекающими из этого последствиями.

Среди пассивных элементов ВОЛС применяются поляризаторы и анализаторы. Они построены на основе многослойных диэлектрических интерференционных светофильтров, прозрачных для видимой и инфракрасной областей оптического спектра. Число чередующихся слоев диэлектриков с высокими и низкими показателями преломления в составе светофильтров составляет от 15 до 39.

Известны трехслойные металло-диэлектрические интерференционные светофильтры (МетДИП), обладающие высокими поляризационными свойствами и высокой прозрачностью в той же спектральной области оптического спектра. Если бы они характеризовались теми же эксплуатационными параметрами, что и диэлектрические светофильтры, то можно было бы выставить предложение об их безусловном внедрении в производство ВОЛС, т.к. их производство намного дешевле.

МетДИП представляет собой прозрачный слой металла с высокой электрической проводимостью между двумя слоями прозрачного в той же области оптического спектра диэлектрика с высоким показателем преломления.

Слои, составляющие МетДИП, наносятся на оптическое стекло в вакууме $\sim 10^{-6}$ мм. рт. ст. методом термического испарения. Проведены исследования МетДИП на основе композиции CeO_2 -Ag- CeO_2 на оптическом стекле, которые показали:

- МетДИП характеризуются достаточно высоким пропусканием в областях со второго по пятый окон прозрачности оптического волокна из двуокиси кремния, который в основном применяется в оптической связи;
- МетДИП обладает недостаточной термостойкостью, чтобы его можно рекомендовать для внедрения в ВОЛС;
- проведены работы по доведению термостойкости МетДИП до требуемых параметров;
- термостойкий МетДИП обладает и требуемой для ВОЛС влагостойкостью.

В заключение следует сказать, что преимущества МетДИП перед МИП очевидны.

А02 ИССЛЕДОВАНИЕ НАНОСТРУКТУРЫ МАГНИЙ-АЛЮМОСИЛИКАТНОЙ СТЕКЛОКЕРАМИКИ, АКТИВИРОВАННОЙ НИКЕЛЕМ, МЕТОДОМ МАЛОУГЛОВОГО РЕНТГЕНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ

К.Н. Нищев, А.А. Панов, А.И. Заикин

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск

E-mail: aaпанов@yandex.ru

Прозрачная стеклокерамика, легированная ионами Ni^{2+} , может быть перспективным материалом для создания активных световодов, являющихся основой волоконных лазеров и волоконных оптических усилителей.

В качестве основы для получения стеклокерамики использовалось стекло, синтезированное из шихты состава: $28MgO-10Al_2O_3-8TiO_2-54SiO_2+0,1NiO$ (MATS) мол.% с добавками Ga_2O_3 различной концентрации. Синтез стекол проводился в корундовых тиглях в температурном интервале $1500-1550\text{ }^\circ\text{C}$.

Исследования влияния последовательной вторичной термообработки в температурном интервале $T=720-780\text{ }^\circ\text{C}$ на структуру стекла (процессы формирования кристаллической фазы) методом рентгеновского рассеяния под малыми углами (МУР) проводились на малоугловом дифрактометре Necus S3-MICRO. По положению максимума области рассеяния на малоугловых дифрактограммах в координатах $I(q)\cdot q$ (рис. 1) можно определить радиус инерции (линейные размеры) и среднее расстояние между рассеивающими областями.

Показано, что в результате вторичной термической обработки средний радиус инерции неоднородностей изменяется от 2 до 5 нм. Установлено, что введение оксида галлия Ga_2O_3 в состав стекол меняет кинетику выпадения кристаллических фаз при вторичной термообработке. Полученная стеклокерамика обладает широким спектром люминесценции с максимумом в области $1400-1500\text{ нм}$, совпадающим с окном прозрачности телекоммуникационных световодов.

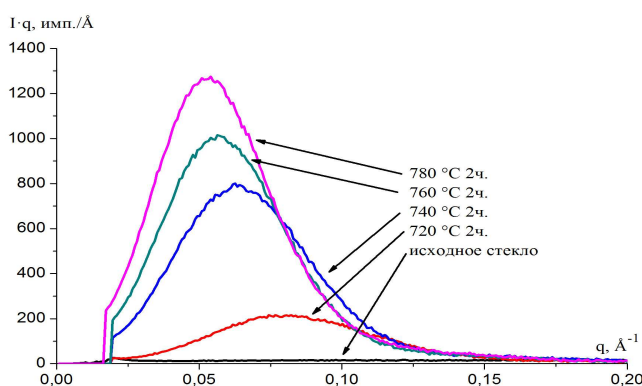


Рис. 1. Кривые малоуглового рассеяния стекла состава $28MgO-10Al_2O_3-8TiO_2-54SiO_2+0,1NiO$ в координатах $I(q)\cdot q$.

**АОЗ КСЕРОГЕЛИ НЕОРГАНИЧЕСКИХ ФТОРИДОВ:
СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ**

М.Н. Маякова¹, П.П. Федоров¹, С.В. Кузнецов¹, В.В. Воронов¹, Р.П. Ермаков¹,
К.Н. Болдырев², О.В. Карбань³, О.В. Уваров¹, А.Е. Баранчиков⁴, В.К. Иванов⁴

¹*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва*

²*Институт спектроскопии РАН, г. Троицк*

³*Физико-технический институт Уральского отделения РАН, г. Ижевск*

⁴*Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН,
г. Москва*

e-mail: mn.mayakova@gmail.com

В последние годы сформировалась новая область исследований – синтез и изучение нанофторидов. Свойства, проявляемые наноматериалами, а также уникальный набор физико-химических свойств фторидов обуславливают возможности их использования в различных областях науки и техники.

При синтезе нанопорошков фторидов методом осаждения из водных растворов были получены монолитные оптически прозрачные осадки, состоящие из агломерированных наночастиц и воды. Данная работа посвящена исследованию морфологии и особенностей строения таких объектов, полученных на основе неорганических фторидов редкоземельных и щелочноземельных элементов. Были синтезированы образцы NdF₃, PrF₃ и CeF₃ гексагональной сингонии, а также образцы номинальных составов Sr_{0,6}Y_{0,4}F_{2,6}, Ba₄Y₃F₁₇:Bi (1 mol.%), Ba₄Y₃F₁₇:Yb (1 mol.%) со структурой флюорита.

Синтезированные объекты носят необычный характер. Однофазные, согласно данным РФА, образцы представляют собой явно выраженные субмикро-гетерогенные системы, содержащие, помимо твердой кристаллической фазы, адсорбированный гидратный слой, стабилизирующий общую структуру. На основе РФА проведена оценка величин областей когерентного рассеяния для всех синтезированных образцов, которая составила 20-30 нм. По данным СЭМ, ПЭМ и АСМ установлено, что прозрачные ксерогели имеют иерархическую структурную организацию: первичные наночастицы размером 20-30 нм образуют агломераты размером около 100 нм, которые образуют т.н. «скелет» с множественными полостями и каналами размером до сотен нм. В спектрах пропускания исследуемых образцов наблюдались интенсивные полосы, относящиеся к различным типам колебаний молекул H₂O. Исследование динамики изменения спектра при нагревании образца до 425°C и охлаждения до комнатной температуры позволяет сделать вывод об определяющей роли воды в структуре исследуемых фторидов.

А04 ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ, РАЗМЕРОВ И СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК НАНОРАЗМЕРНЫХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПОРОШКОВ YPO_4 И YVO_4 , АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ Er^{3+}

С.А. Антошкина¹, П.А. Рябочкина¹, А.С. Ванцев², О.В. Гайтко³,
С.Н. Ушаков⁴, А.А. Панов¹

¹*Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск*

²*Институт физики, г. Тарту, Эстония*

³*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва*

⁴*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва*

E-mail: anabel-2005@yandex.ru

Наноразмерные кристаллические порошки, активированные РЗ ионами, в последнее время привлекают все большее внимание исследователей. Интерес к этим соединениям обусловлен возможностью получения люминесценции в различных диапазонах спектра, что позволяет применять их в качестве кристаллофосфоров и в медицине.

В настоящей работе представлены результаты исследований наноразмерных кристаллов ортофосфатов и ортованадатов, активированных ионами Er^{3+} , Yb^{3+} : ортофосфата иттрия $YPO_4:Er$ ($C_{Er}=1$ ат. %, 5 ат. %), $YPO_4:Er, Yb$ ($C_{Er}=2$ ат. %, $C_{Yb}=25$ ат. %); гидрата ортофосфата иттрия $YPO_4 \cdot 0,8H_2O:Er$ ($C_{Er}=1$ ат. %, 5 ат. %), $YPO_4 \cdot 0,8H_2O:Er, Yb$ ($C_{Er}=2$ ат. %, $C_{Yb}=25$ ат. %); ортованадата иттрия $YVO_4:Er$ ($C_{Er}=5$ ат. %). Кристаллические порошки были получены в Институте общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН к.х.н. А.С. Ванцевым и О.М. Гайтко методом гидротермально-микроволнового синтеза.

Для уточнения фазового состава указанных порошков был выполнен рентгенофазовый анализ, который показал, что образцы безводных ортофосфатов соответствуют фазе YPO_4 с тетрагональной структурой ксенотима, а образцы гидратов ортофосфатов - гексагональной рабдофанитоподобной фазе состава $YPO_4 \cdot 0,8H_2O$. Образец ортованадата $YVO_4:Er$ соответствует структурному типу циркона. По результатам РФА были оценены значения размеров областей когерентного рассеяния исследуемых образцов, которые хорошо коррелируют со значениями размеров частиц, определенными из кривых малоуглового рентгеновского рассеяния.

Для исследуемых образцов зарегистрированы спектры люминесценции, обусловленные переходом ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ ионов Er^{3+} при их возбуждении на уровень ${}^4I_{11/2}$. Отсутствие люминесценции с других уровней ионов Er^{3+} , в наноразмерных кристаллах YPO_4 и YVO_4 , характерной для объемных кристаллов, обусловлено процессами безызлучательного переноса энергии между ионами Er^{3+} и ОН группами.

1. D. Casanova, D. Giaume, M. Moreau et al. J. of the Am. Chem. Soc. **129**, 12592 (2007).

А05 ВЛИЯНИЕ ИОННОГО ЛЕГИРОВАНИЯ НА ДИСЛОКАЦИОННУЮ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ В КРЕМНИИ

Д.С. Королев, А.И. Белов, А.Н. Михайлов, А.И. Бобров, Д.А. Павлов,
Д.И. Тетельбаум

*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
г. Нижний Новгород*

E-mail: dmkorolev@phys.unn.ru

Актуальной задачей оптоэлектроники является создание светодиодов на основе кремния, излучающих в области 1,5 мкм, соответствующей окну прозрачности SiO₂. Одним из перспективных направлений разработки таких светодиодов является использование дислокационной люминесценции (ДЛ). В настоящее время отсутствует единая точка зрения на механизм ДЛ. Согласно одной из них, за ДЛ ответственны энергетические уровни, связанные с особенностями структуры ядер дислокаций, другие предполагают, что эти уровни обусловлены точечными дефектами, локализованными в окрестностях дислокаций (атмосферах Котрелла). В качестве возможных кандидатов на роль ответственных за ДЛ точечных дефектов могут служить как дефекты типа комплексов из нескольких собственных точечных междоузлий, так и комплексов с участием примесей.

В настоящей работе с целью установления природы линий ДЛ исследовано влияние дополнительной ионной имплантации различных примесей (О, С, Р, В) на спектр фотолюминесценции кремния, в котором линия D1 ДЛ в области 1,5 мкм получена путем имплантации ионов Si.

Образцы кремния облучались ионами Si⁺ с энергией 100 кэВ и дозой 10¹⁵ см⁻² в условиях термостабилизации, а затем отжигались в окисляющей хлоросодержащей атмосфере при 1100 °С (1 ч). После отжига образцы облучались ионами указанных выше примесей, причем энергии и дозы выбирались таким образом, чтобы концентрации примесей в максимумах их распределений (~10¹⁸ и ~10²¹ см⁻³) были приблизительно равными. Постимплантационный отжиг проводился при 800 °С (1 ч), чтобы активировать примеси, но не создавать дополнительных дислокаций.

Установлено, что природа примеси оказывает существенное влияние на поведение ДЛ. Имплантация углерода приводит к почти полному подавлению ДЛ, тогда как после имплантации фосфора отжиг частично восстанавливает ДЛ. Внедрение кислорода приводит к усилению ФЛ, немонотонно зависящему от дозы. Имплантация В⁺ усиливает ФЛ, причем тем в большей степени, чем выше доза. Структура исходных и облученных бором образцов исследовалась методом высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии и выявила увеличение плотности дислокаций в результате имплантации В⁺. Результаты обсуждаются с точки зрения влияния ионного легирования на дефектно-примесный состав дислокационных атмосфер.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 12-02-00980).

АО6 ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕЗОНАТОРНЫХ СТРУКТУР С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ СЛОЕМ, СОДЕРЖАЩИМ МАССИВЫ НАНОКРИСТАЛЛОВ КРЕМНИЯ

Д.А. Грачев¹, А.В. Ершов¹

¹*Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского,
г. Нижний Новгород*

E-mail: grachov@phys.unn.ru

Современные тенденции развития электроники связаны с интеграцией электронных и оптических элементов на одном чипе. Решение этой проблемы было бы упрощено при создании эффективного кремниевого светоизлучателя. Считается, что создание Si светодиода возможно путем формирования структур с массивами нанокристаллов кремния в диэлектрической матрице. Такие системы обладают интенсивной люминесценцией при комнатной температуре, однако характеризуются широкой областью световой эмиссии (650–850 нм) [1]. Использование такого массива нанокристаллов в качестве активной среды резонатора Фабри-Перо должно позволить сузить пик спонтанной эмиссии и усилить ее интенсивность.

В настоящей работе были изготовлены и изучены резонаторные структуры Фабри-Перо с активным слоем диэлектрика, содержащего упорядоченные массивы нанокристаллов кремния, сформированные высокотемпературным (~ 1000 °С) отжигом многослойных нанопериодических систем SiO_x/диоксид. Последние были получены поочередным осаждением методом вакуумного испарения из отдельных источников. Зеркалами резонаторов служили интерференционные многослойные покрытия.

Исследование спектров фотолюминесценции в диапазоне длин волн 650–900 нм (возбуждение импульсным Nd:YAG лазером, 532 нм, 22 Гц) выявило наличие острых (FWHM ~ 20 нм) пиков фотолюминесценции. Наблюдается многократное (~ 10 раз) увеличение интенсивности основного пика люминесценции по оси резонатора, по сравнению с ситуацией отсутствия зеркал. Установлена угловая зависимость, свидетельствующая о значительном сужении диаграммы направленности излучения в апертурном угле до 15°. Добротность резонатора составляла величину ~ 40.

В докладе обсуждаются подходы оптимизации схемы резонатора, а также структурные и оптические свойства активного слоя диэлектрика с массивами нанокристаллов кремния.

1. А.В. Ершов, И.А. Чугров, Д.И. Тетельбаум и др., ФТП, **47**, 4, 460–465 (2013).

**А07 УЧЕТ ПЕРКОЛЯЦИИ И ДИСПЕРСИОННОГО ХАРАКТЕРА
ТРАНСПОРТА В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ
В РАМКАХ ДРОБНО-ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ТЕОРИИ**

Р.Т. Сибатов, Е.В. Морозова

Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск

E-mail: kat-valezhanina@yandex.ru

В неупорядоченных полупроводниковых и диэлектрических системах часто наблюдается аномальная кинетика носителей заряда (электронов, дырок, ионов), при описании которой не применимы стандартные кинетические уравнения Больцмана, закон Фика, центральная предельная теорема, гауссова статистика и классические диффузионные схемы [2]. Ярким примером аномальной кинетики является дисперсионный транспорт [1]. Этот тип негауссова переноса наблюдается во многих материалах.

С физической точки зрения дисперсионный транспорт объясняется различными механизмами: многократным захватом носителей на распределенные в щели подвижности локализованные состояния, прыжковая проводимость с участием фононов, перколяцией по проводящим состояниям и др. [3].

Рассмотрим некоторые противоречия в время-пролетного эксперимента. Часто универсальная форма кривых перехода

$$I(t) \propto \begin{cases} t^{-1+\alpha}, & t < t_T \\ t^{-1-\alpha}, & t > t_T \end{cases}, \quad \alpha < 1 \quad (1)$$

объясняется экспоненциальной плотностью локализованных состояний. При этом известно, что многократный захват и прыжковая проводимость в этом случае приводят к зависимости $\alpha \propto T$. Экспоненциальная плотность состояний является сильной идеализацией для реальных неупорядоченных полупроводников.

В других работах слабая зависимость $\alpha(T)$ часто объясняется топологическим беспорядком, а не энергетическим. Топологический беспорядок может приводить к перколяционному характеру зоны подвижности и каналов проводимости. При этом перколяция приводит к дробно-дифференциальной кинетике с температурнонезависимым дисперсионным параметром.

В модели многократного захвата, носители на квазисвободные и захваченные в ловушки. Связь концентрации выражается формулой

$$n(r,t) = n_f(r,t) + \int_0^\infty n_l(r,t;\varepsilon) d\varepsilon \quad (2)$$

Здесь $n_f(r,t)$ и $n_l(r,t;\varepsilon)$ - концентрации подвижных и локализованных носителей. При дисперсионном транспорте подавляющая часть носителей захвачена ловушками, но именно носители ответственны за перенос.

Уравнение непрерывности

$$\frac{\partial n(r,t)}{\partial t} + \operatorname{div}\{\mu E n_f(r,t) - D \nabla n_f(r,t)\} = 0 \quad (3)$$

После преобразований и замены переменных приходим к уравнению:

$$\frac{\partial n(r,t)}{\partial t} + \omega_0 c_\alpha^{-\alpha} D_t^\alpha n_f(r,t) + \text{div}\{\mu E n_f(r,t) - D \nabla n_f(r,t)\} = 0 \quad (4)$$

В случае $\alpha < 1$ в асимптотике больших времен можно пренебречь первым слагаемым в уравнении (4), кинетика в этом случае является аномальной. При $\alpha > 1$ в асимптотике $t \rightarrow \infty$ пренебрегается слагаемым с дробной производной, и мы приходим стандартному уравнению Фоккера-Планка и нормальной кинетике.

Вернемся к время-пролетному эксперименту. Подвижные носители генерируются в начальный момент времени в приэлектродном слое полупроводника

$$n_f(x, t = 0) = n(x, t = 0) = N \delta(x) \quad (5)$$

Поскольку перколяция, обусловленная топологическим беспорядком, и перенос по зоне подвижности являются независимыми процессами, то мы можем записать уравнение многократного захвата с учетом перколяционного характера зоны в виде:

$$\frac{\gamma}{c_\beta} D_t^\beta n_f(x,t) + (1-\gamma) \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^t n_f(x,t) Q(t-\tau) d\tau + \mu E \frac{\partial}{\partial x} n_f(x,t) - D \frac{\partial^2}{\partial x^2} n_f(x,t) = N \delta(x) \delta(t) \quad (6)$$

Первое слагаемое с дробной производной порядка β обусловлена асимптотически степенным распределением времен пребывания носителей в «мертвых ветвях» перколяционного кластера.

Получены кривые переходного тока в случае гауссова распределения ловушек по энергии и структурной разупорядоченности, рассчитанные путем решения уравнения (6).

Для экспоненциальной плотности локализованных состояний не существует равновесного распределения носителей по энергии. Интегро-дифференциальный оператор в уравнении (6) в этом случае становится дробной производной (асимптотике больших времен). Для любых плотностей состояния $\rho(\epsilon)$, для которых равновесное распределение существует, слагаемое с дробной производной $\beta < 1$ в (6) в асимптотике больших времен будет подавлять второе слагаемое.

1. H. Sher and E.W. Montroll. Anomalous transit-time dispersion in amorphous solids. Phys. Rev. B 12 (1975) 2455-2477

2. R.T. Sibatov, V.V. Uchaikin. Fractional differential kinetics of charge transport in unordered semiconductors. Semiconductors 41:335-340,2007.

3. V. I. Arkhipov, A.I. Rudenko, A.M. Andriesh et al. Non-stationary injection currents in disordered solids. Kishinev,1983.

АО8 ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ (TiO₂)_n/МЭГ

Е.Д. Синева

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
г. Нижний Новгород

E-mail: katya-sineva@yandex.ru

В моей работе исследовались электрофизические и магнитные свойства полимеров на основе полититаноксида, находящегося в матрице полиметакрилата этиленгликоля или сокращенно (TiO₂)_n/МЭГ, с различным соотношением компонентов. Также рассматривались свойства полимеров, модифицированных с помощью соединения переходного металла (Co) и проведено их сравнение.

В результате исследования транспортных свойств на автоматизированной установке Nanometrics HL5500PC были получены достаточно высокие значения подвижностей заряда от 10 до 100 см²/В*с как для образцов без Co, так и для образцов с Co, а так же обнаружен активационный характер проводимости. На магнитометре переменного градиента магнитного поля (МПГМП) были измерены магнитополевые зависимости намагниченности для полимера без Co – (TiO₂)_n/МЭГ(1:6) и для полимера с внедренной фазой Co – Ti(OPrⁱ)₄/МЭГ + CoCl₂. На рис. 1(а, б) приведены кривые, полученные при комнатной температуре измерений.

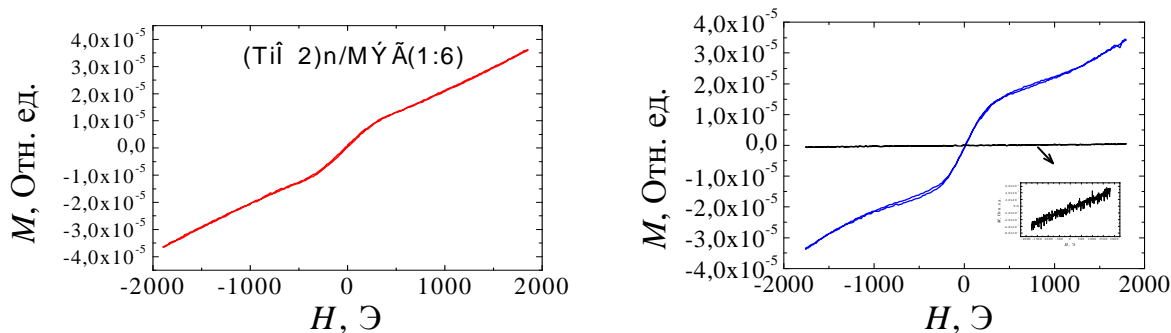


Рис.1. а - Магнитополевая зависимость намагниченности, полученная методом МПГМП для полимера без Co – (TiO₂)_n/МЭГ(1:6). б - Магнитополевая зависимость намагниченности, полученная методом МПГМП для полимера с Co – Ti(OPrⁱ)₄/МЭГ + CoCl₂.

Обнаружено проявление ферромагнитных свойств как у полимеров с Co, так и у исходных полимеров. Причины возникновения ферромагнитных свойств у полимеров без Co требуют дополнительного исследования.

Ожидается, что после модификации мы сможем управлять уже не только электрическими, но и магнитными свойствами создаваемых полимерных материалов. Это, в совокупности с высокой подвижностью носителей заряда в них и возможностью управления электрическими свойствами, делает получаемые материалы хорошими кандидатами на новые базовые материалы полимерной спинтроники и магнитооптики.

АО9 ПОЛУЧЕНИЕ НАНОРАЗМЕРНОГО ЛЮМИНОФОРА $Zn_2SiO_4:Mn$

К.А. Петровых^{1,2}, А.А. Ремпель^{1,2}, В.С. Кортов²

¹Институт химии твердого тела УрО РАН, г. Екатеринбург

²Уральский федеральный университет имени первого
Президента России Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург

E-mail: kspetrovyh@mail.ru

Ортосиликат цинка (виллемит Zn_2SiO_4), активированный марганцем ($Zn_2SiO_4:Mn$), является эффективным катодолуминофором, который обладает высокой яркостью и насыщенностью свечения, химической, а также термической стабильностью при различных концентрациях Mn^{2+} [1]. Известны достаточно эффективные способы получения люминофоров в наноразмерном состоянии [2], однако по сравнению с ними золь-гель метод обладает простотой и позволяет получить продукт с достаточно узким распределением частиц по размерам.

В связи с этим, цель данной работы заключалась в синтезе золь-гель методом наноразмерного люминофора $Zn_2SiO_4:Mn$ с различными концентрациями активатора и его рентгенофазовой и люминесцентной аттестации.

Исходными компонентами выступали тетраэтилортосиликат (ТЭОС) и хлориды цинка и марганца. Содержание марганца варьировалось в широких пределах: от 0.1 до 10 ат. %. Гелеобразование происходило при комнатной температуре, после чего материал подвергался сушке, а затем отжигу в диапазоне температур от 500 до 1100°C.

Анализ спектров рентгеновской дифракции показал, что золь-гель метод позволяет снизить температуру кристаллизации в образцах на 300 °C по сравнению, например, с традиционным твердофазным методом синтеза. Методом сканирующей электронной микроскопии установлено, что непосредственно после сушки размер частиц составляет около 20 нм, а после отжига увеличивается до 80 нм.

С помощью флуоресцентной микроскопии выявлено, что все образцы $Zn_2SiO_4:Mn$ имеют зеленое люминесцентное свечение, интенсивность которого заметно увеличивается с увеличением температуры отжига. Кроме этого, обнаружена зависимость спектрально-кинетических характеристик люминесценции $Zn_2SiO_4:Mn$ от концентрации активатора.

Авторы благодарны Кожевниковой Н.С., Горбуновой Т.И., Ремпель С.В. и Звонареву С.В. за помощь в проведении синтеза и эксперимента. Работа поддержана проектом УрО РАН 12-П-234-2003, выполняемого по программе Президиума РАН № 24 «Фундаментальные основы технологий наноструктур и наноматериалов».

1. A. Morell, N.El. Khiati, J. Electrochem. Soc. **140**, 2019 (1993).

2. К.А. Петровых, А.А. Ремпель, В.С. Кортов и др., Неорг. матер. **49**, 1099 (2013).

**АО10 СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ ПОРОШКА ФТОРИДА БАРИЯ,
ЛЕГИРОВАННОГО СКАНДИЕМ, КАК ШИХТЫ
ДЛЯ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОЙ КЕРАМИКИ**

**М.Н. Маякова¹, С.В. Кузнецов¹, П.П. Федоров¹, В.В. Воронов¹,
Р.П. Ермаков¹, Е.А. Гарибин², П.Е. Гусев², А.Е. Баранчиков³**

¹*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва*

²*ЗАО ИНКРОМ, г. С.-Петербург*

³*Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН,
г. Москва*

e-mail: mn.mayakova@gmail.com

В последние годы сформировалась новая область исследований – синтез и изучение нанофторидов. Свойства, проявляемые наноматериалами, а также уникальный набор физико-химических свойств фторидов обуславливают возможности использования нанопорошков фторидов в различных областях науки и техники. Порошки фторидов интересны как компоненты просветляющих оптических покрытий, в качестве шихты для получения лазерной керамики, монокристаллов, для биомедицинских приложений, перспективны для создания нового поколения сцинтилляторов, источников белого света.

Данная работа посвящена синтезу и исследованию шихты для фторидной сцинтилляционной керамики на основе фторида бария легированного скандием.

Одним из наиболее перспективных и активно исследуемых быстрых сцинтилляторов является фторид бария. В монокристаллическом фториде бария наблюдаются широкая экситонная полоса люминесценции с максимумом около 300 нм, которая характеризуется медленным высвечиванием ($\tau = 600-800$ нс), и коротковолновая полоса остово-валентных переходов около 220 нм, обладающая сверхбыстрой люминесценцией ($\tau = 0.8$ нс). Именно быстрая люминесценция представляет особый интерес для физики высоких энергий и медицинских приложений. Добавление фторидов редкоземельных элементов в матрицу фторида бария приводит к тушению медленного компонента и увеличению интенсивности сверхбыстрого компонента. Одной из наиболее эффективных добавок является фторид скандия.

Синтез методом соосаждения из водных растворов позволяет получить шихту требуемого гранулометрического состава. Варьирование таких параметров синтеза как тип фторирующего агента, скорость реакции, температура растворов и др., позволяет получать однофазные порошки различной морфологии и размера частиц. Синтезированы образцы в широком диапазоне концентраций (0.2 – 5 мол.% ScF₃). В результате добавления фторида скандия в матрицу фторида бария отмечено тушение медленного компонента и увеличение интенсивности сверхбыстрого компонента люминесценции фторида бария. Отмечено влияние изменений условий синтеза на соотношение интенсивности люминесценции быстрой и медленной компонент.

АО11 КРЕМНИЙ И КАРБИД КРЕМНИЯ: НОВЫЕ ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ

Н.В. Латухина, В.И. Чепурнов, Г.А. Писаренко, А.С. Рогожин
Самарский государственный университет, г. Самара
E-mail: natalat@yandex.ru

Прогресс в развитии современной полупроводниковой электроники связан в основном с освоением нанокристаллических полупроводников, обладающих более эффективными электрофизическими и эксплуатационными показателями. Один из таких перспективных материалов – пористый кремний (ПК), поскольку он обладает уникальными физико-химическими свойствами, оставаясь в то же время одним из самых распространенных материалов в природе. Это делает его перспективным для многочисленных применений не только в электронике, но и в энергетике, технологии полупроводников, медицине. Возможность использовать ПК как подложку для роста гетероструктур карбид кремния на кремнии позволяет практически решить проблему согласования кристаллических решеток гетеропары и получить структуры приборного качества. Однако, несмотря на то, что ПК известен несколько десятилетий, существует ряд трудностей в получении пористых слоев с заданными и стабильными параметрами. В частности, широкому применению ПК в электронике препятствует его высокое электрическое сопротивление. Эту проблему удается решить за счет локального порообразования на текстурированной поверхности [1], при травлении которой поры формируются лишь на стыке пирамидок, и их стенками служат грани пирамид (рис.1). В этом случае травление по глубине идет достаточно равномерно, образуя пористую структуру с вертикальными порами глубиной несколько десятков микрон. Формирование пор на текстурированной поверхности позволяет сохранить ее высокую электропроводность, повысить стабильность и к тому же существенно увеличивает ее фоточувствительность в коротковолновой части спектра, что делает перспективным использование такой структуры в солнечных элементах.

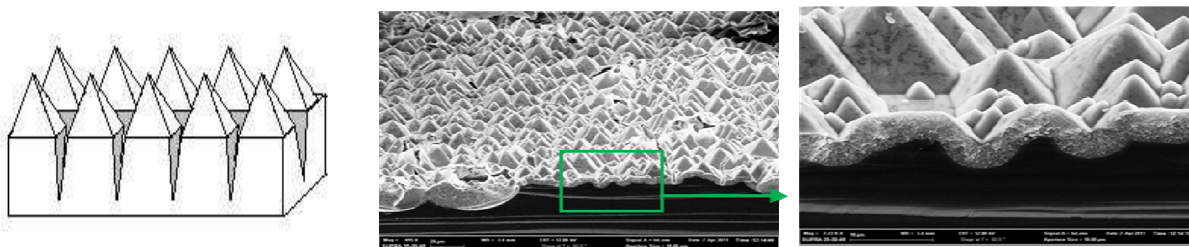


Рис. 1. Схема образования щелевидных пор на текстурированной поверхности и ее РЭМ-изображение.

1. Н.В. Латухина и др., Сб. докладов Харьковской нанотехнологической Ассамблеи, т.2., Харьков: ННЦ «ХФТИ» ИПП «Контраст», 2006, с.207–211.

**АО12 ВЛИЯНИЕ НА СПЕКТРЫ ОТРАЖЕНИЯ И ПРОПУСКАНИЯ
ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ РЕЗОНАНСНОЙ ДИСПЕРСИОННОЙ
ЗАВИСИМОСТИ МАТЕРИАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ДЕФЕКТОВ
СТРУКТУРЫ**

В.А. Остаточников¹, С.В. Елисеева¹, С.Г. Моисеев^{1,2}, Д.И. Семенцов¹

¹Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск

²Ульяновский филиал ИПЭ им. В. А. Котельникова РАН, г. Ульяновск

E-mail: ost.vld@yandex.ru

Распространение электромагнитной волны в одномерном ФК, период которого состоит из двух оптически изотропных слоев с толщинами L_1 и L_2 , диэлектрическими проницаемостями (ДП) ε_1 и ε_2 , магнитными проницаемостями (МП) μ_1 и μ_2 , описываются с помощью метода передаточных матриц $\hat{M} = m_1^{-1}m_2^{-1}$, компоненты m_j^{-1} имеют вид:

$$m_j = \begin{pmatrix} \cos(k_j L_j) & (ik_0 \varepsilon_j / k_j) \sin(k_j L_j) \\ -(ik_j / k_0 \varepsilon_j) \sin(k_j L_j) & \cos(k_j L_j) \end{pmatrix} \quad (1)$$

где $k_j = n_j \omega / c$ - константа распространения, $n_j = \sqrt{\mu_j \varepsilon_j}$ коэффициент преломления в каждом из слоев, ω и c частота и скорость волны в вакууме. Энергетические коэффициенты прохождения и отражения для ФК с числом периодов a могут быть выражены через элементы матрицы \hat{M} :

$$R = (M_{11}^a + M_{12}^a - M_{21}^a - M_{22}^a)^2 / (M_{11}^a + M_{12}^a + M_{21}^a + M_{22}^a)^2, \quad (2)$$

$$T = 4 / (M_{11}^a + M_{12}^a + M_{21}^a + M_{22}^a)^2$$

Эффективная проницаемость ФК с дефектным слоем из плазмонного нанокompозита представляется в виде диагонального тензора $\hat{\varepsilon}_{ef}$ с ненулевыми компонентами $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{zz} = \varepsilon_{\perp}$ и $\varepsilon_{yy} = \varepsilon_{\parallel}$:

$$\varepsilon_{\perp, \parallel} = \varepsilon_m [1 + \eta(\varepsilon_p - \varepsilon_m) / (\varepsilon_m + (1 - \eta)(\varepsilon_p - \varepsilon_m)g_{\perp, \parallel})]. \quad (3)$$

Ориентации вектора электрического поля волны перпендикулярно оптической оси соответствует ε_{\perp} , параллельно оптической оси - ε_{\parallel} , η - объемная доля включений, $g_{\parallel} = (1 - \xi \arcsin \sqrt{1 - \xi^2} / \sqrt{1 - \xi^2}) / (1 - \xi^2)$ для поля, направленного вдоль оси вращения эллипсоида, $g_{\perp} = (1 - g_{\parallel}) / 2$ для поля, направленного перпендикулярно оси вращения эллипсоида, $\xi = b / a$ - отношение длин полярной a и экваториальной b полуосей наночастиц, $\varepsilon_p(\omega) = \varepsilon_0 - \omega_p^2 / (\omega^2 + i\omega\gamma)$ - проницаемость металлических наночастиц, ω_p плазменная частота, ε_0 постоянная, γ релаксационная постоянная. В спектральной области соответствующей резонансу ДП композита коэффициент отражения R становится близким к 1. Так как частота резонанса ДП композита зависит от ориентации наночастиц относительно распространяющейся электромагнитной волны, введение в ФК дефектного слоя из нанокompозитного материала делает его спектры поляризационночувствительными.

А013 СИНТЕЗ БИМЕМБРАННЫХ Al_2O_3 -СТРУКТУР МЕТОДОМ СКВОЗНОГО ДВУХСТОРОННЕГО АНОДИРОВАНИЯ

Д.Л. Шиманович, Д.И. Чушкова

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, г. Минск

E-mail: ShDL@tut.by

В работе представлены технологические приемы формирования наноструктурированных бимембран на основе свободных двухслойных пленок пористого Al_2O_3 с использованием метода двухстадийного двухстороннего анодирования в 7% $H_2C_2O_4$ при постоянном $U \sim 55$ В до полного сквозного окисления исходных Al пластин (99,99 %) толщиной $\sim 100, 150$ мкм и последующей обработки биполярным анодированием. Перспективность их использования определяется высокоупорядоченным характером их ячеисто-пористой морфологии, которая может контролироваться электрохимическими и температурными режимами при проведении электрохимического анодирования. Свободные пленки Al_2O_3 , полученные двухстадийным, но односторонним анодированием Al фольги и химическим удалением остаточного Al, широко освещены в научных изданиях [1]. Однако такие мембраны обладают недостатками, связанными с отсутствием формоустойчивости при высокотемпературных обработках.

При разрабатываемом подходе глубокого сквозного двухстороннего анодирования предъявляются высокие требования к степени шероховатости поверхности исходного Al, иначе на заключительной стадии процесса возникает эффект отсечки подвода потенциала, приводящий к появлению локальных недоанодированных Al включений произвольной формы внутри свободных Al_2O_3 бипластин в области стыка двух встречных барьерных слоев. Ликвидация Al вкраплений осуществлялась применением биполярного анодирования после основной стадии глубокого сквозного окисления, основная идея которого заключалась в использовании двухкамерной электролитической ванны, где образец свободной Al_2O_3 биструктуры, но с дефектными зонами токопроводящих Al вкраплений внутри нее, помещался как изолирующая перегородка, с одной стороны которой использовался электролит анодирования (7% $H_2C_2O_4$) и катод (-), а с другой стороны – буферный электролит (10% $CuSO_4$) и анод (+). При подаче $U \sim 55$ В на одной стороне бипластины напротив Al включений появлялся положительный заряд, и проходил процесс анодного доокисления Al включений.

В результате были сформированы свободные анодные наноструктурированные бимембраны с толщиной двухслойного $Al_2O_3 \sim 145, 216$ мкм, с упорядоченной матрицей пор диаметром ~ 55 нм и с отсутствием дефектных Al включений внутри них.

1. В.А. Сокол, В.А. Яковцева, Д.Л. Шиманович, Доклады БГУИР. **2**, 21 (2012).

**АО14 РАЗРАБОТКА МЕТОДИКИ СИНТЕЗА НАНОКОМПОЗИТА,
НАПОЛНЕННОГО Fe₃O₄, ПЕРСПЕКТИВНОГО
ДЛЯ ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ**

А.И. Нечаев¹, В.А. Миличко², В.А. Вальцифер¹, В.Н. Стрельников¹,
В.П. Дзюба², Ю.Н. Кульчин²

¹*Институт технической химии УрО РАН, г. Пермь*

²*Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН, г. Владивосток
E-mail: toxambj@gmail.com*

Исследования последних лет в области оптических свойств нанокompозитов показали наличие низкопорогового нелинейно-оптического отклика в видимом и инфракрасном диапазоне света. Явление обнаруживается в нанокompозитах, состоящих из диэлектрической матрицы и широкозонных полупроводниковых или диэлектрических наночастиц малой концентрации.

В данной работе наноразмерный магнетит Fe₃O₄ синтезирован одностадийным методом в виде органозоля. Метод основан на соосаждении магнетита из водного раствора солей железа Fe²⁺ и Fe³⁺ щелочью при интенсивном эмульгировании в присутствии среды-носителя н-октана, содержащего стабилизатор – олеиновую кислоту.

Фазовый состав наночастиц подтвержден методом рентгенофазового анализа. Механизм стерической стабилизации наночастиц Fe₃O₄ олеиновой кислотой уточнен методом ИК-спектроскопии. Методом динамического светорассеяния показано, что средний гидродинамический размер частиц магнетита в среде носителя н-октане 24 нм. Агрегативная и седиментативная устойчивость органозоля Fe₃O₄ подтверждена центрифугированием свежеприготовленного и недельного образцов при 2000g.

Композит на основе оптически прозрачного сополимера метилметакрилата со стиролом, наполненный наноразмерным Fe₃O₄ синтезирован методом радикальной форполимеризации в присутствии органозоля с последующей трехстадийной полимеризацией. Массовая концентрация наночастиц магнетита в образцах 0.005 – 0.01 %.

Методом УФ-видимой спектроскопии показано, что синтезированные композиты имеют характерные полосы поглощения в области видимого света. Методом z-сканирования определены коэффициенты поглощения и преломления нанокompозитов при низких интенсивностях оптического излучения. Показано, что электронная поляризуемость наночастиц Fe₃O₄ меняется при низкой интенсивности излучения видимого света ($I \leq 0.2$ кВт/см², $\lambda = 442$ и 561 нм) и достигает относительно высокого значения 10^7 \AA^3 . Таким образом, изменение поляризуемости, вызванное внутризонными переходами носителей заряда, может управляться изменением интенсивности облучения в видимой области.

Работа выполнена при поддержке программы фундаментальных исследований УрО РАН, проект № 12-С-3-1004.

AO15 ИЗГОТОВЛЕНИЕ НАНОАНТЕНН ДЛЯ ЛОКАЛЬНО УСИЛЕННОЙ РАМАНОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

В.Е. Васильченко

Казанский (Приволжский) федеральный университет, г. Казань

E-mail: valeria.vasilchenko@gmail.com

В данной работе развивается метод изготовления оптических конусообразных наноантенн для локально усиленной рамановской спектроскопии. Усиленная рамановская спектроскопия - Tip - enhanced Raman scattering (TERS-спектроскопия) обеспечивает высокое пространственное разрешение при визуализации образцов и их химической диагностике. Как известно, эффективное сечение рамановского рассеяния мало, поэтому для получения информативных спектров необходимо регистрировать электромагнитный отклик от больших ансамблей молекул. Для исследования малых объемов веществ и даже спектроскопии одной молекулы используется, так называемая, локально усиленная спектроскопия, которая использует металлические наноантенны для усиления отклика рамановского рассеяния. Центральную роль в TERS-спектроскопии играет изготовление зондов, обеспечивающих усиление электромагнитного поля.

Существует несколько способов изготовления зондов, здесь речь пойдет об электрохимическом травлении золотой проволоки. Травление может осуществляться в разных режимах. Можно использовать разные концентрации растворов, разные напряжения, разную глубину погружения проволоки и т.д. Для получения воспроизводимых результатов важно соблюдать режимы травления. Нами реализована система с автоматическим отключением подаваемого напряжения при окончании травления. Эта система также может изменять параметры режима травления непосредственно в процессе травления. Для подбора режимов травления рассмотрены процессы происходящие в электрохимической ячейке. В ходе работы получены зонды с воспроизводимой формой, параметры зондов контролировались при помощи оптической микроскопии, сканирующей и просвечивающей электронной микроскопии. С помощью полученных зондов осуществлялась TERS-спектроскопия углеродных одностенных нанотрубок, было достигнуто усиление интенсивности на несколько порядков.

А016 ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ОТЖИГА НА СТРУКТУРУ КРИСТАЛЛОВ ЧСЦ

М.А. Борик¹, В.Т. Бублик², А.В. Кулебякин¹, Е.Е. Ломонова¹, Ф.О. Милович²,
В.А. Мызина¹, Н.Ю. Табачкова²

¹*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва*

²*Московский институт стали и сплавов, г. Москва*

Сочетание высокой механической прочности и износостойкости с химической инертностью позволяет обеспечить надежность работы изделий из кристаллов частично стабилизированного диоксида циркония (ЧСЦ) в условиях высоких температур и агрессивных сред. Изменение технологических условий синтеза кристаллов ЧСЦ влияет на структуру и, таким образом, на механические характеристики материала.

Показано, что в зависимости от концентрации стабилизирующего оксида и введения дополнительных примесей редкоземельных элементов, таких как Се и Nd, изменяются не только размеры элементарных структурных элементов (доменов), но и характер расположения их друг относительно друга.

Был исследован характер структурных превращений в кристаллах ЧСЦ разного химического состава в зависимости от отжига в вакууме при температуре 2100 °С. Показано, что при таких условиях отжига структура кристаллов изменяется по-разному в зависимости от количества стабилизатора. Для концентраций 2.8–3.7 мол. % Y_2O_3 , наблюдается укрупнение доменов. При дальнейшем увеличении содержания стабилизирующего оксида образуются более мелкие домены. Объясняется это тем, что в первом случае отжиг при 2100 °С происходит в двухфазной области, а во втором образец переходит в однофазное состояние и в процессе последующего быстрого охлаждения происходит кубически-тетрагональный фазовый переход.

Таким образом, подбирая химический состав и температуру отжига можно существенно влиять на структуру и, как следствие, на свойства кристаллов ЧСЦ.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ № 12-02-31751 мол_а, № 13-02-12051 офи_м и Президиума РАН по Программе фундаментальных исследований «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов».

AP1 ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ НАГРЕВА НА КИНЕТИКУ СПЕКАНИЯ НАНО- И УЛЬТРАДИСПЕРСНЫХ ПОРОШКОВ ОКСИДА АЛЮМИНИЯ

М.С. Болдин, Н.В. Сахаров, А.В. Нохрин, В.Н. Чувильдеев

Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород

E-mail: boldin@nifti.unn.ru

Эффект ускорения спекания наблюдается только у порошковых материалов с оптимальным начальным размером частиц ($R_{\text{опт}}$). В случае нанопорошков ($R \ll R_{\text{опт}}$) плотность дислокаций в кристаллической решетке мала, и несмотря на высокую миграционную подвижность границ зерен, эффекта ускорения зернограничной диффузии наблюдаться не будет, а снижение характерных времен и температур спекания связано только с уменьшением характерного масштаба диффузионного массопереноса, пропорционального размеру частиц.

В случае же спекания обычных микронных порошков, интенсивность процесса диффузионной аккомодации будет существенно выше интенсивности потока дислокаций, замечаемых мигрирующей границей. В этом случае величина коэффициента зернограничной диффузии будет соответствовать своему равновесному значению, а сам процесс спекания будет подчиняться традиционным кинетическим законам залечивания пор.

Очевидно, что высокая скорость нагрева порошкового материала способствует ограничению роста зерен вследствие уменьшения общего времени процесса спекания ($\tau \sim 1/V_n$).

В этом случае интенсивность потока решеточных дислокаций, пропорциональная потоку дислокаций (ρ_v) и скорости миграции границ зерен (V_m), бомбардирующих мигрирующую границу зерна – мала, а величина коэффициента зернограничной диффузии близка к своему равновесному состоянию.

В случае малых скоростей нагрева возможны два варианта. Если нагрев осуществляется до температуры превышающей температуру окончания аномального роста зерен ($T > T_0$), то интенсивность процесса диффузионной аккомодации превосходит интенсивность потока дислокаций ($\Gamma \gg \Gamma^+$) и эффекта ускорения спекания вновь не наблюдается. Если же нагрев осуществляется до температур соответствующих области протекания аномального роста зерен, то наблюдается увеличение коэффициента зернограничной диффузии и уменьшение температуры спекания.

Скорость нагрева определяет кинетику спекания порошковых материалов, позволяя, при оптимальном значении V_n , существенно снизить температуру спекания и получить керамику с плотностью близкой к теоретической.

AP2 ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ СТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ InAs/GaAs НА ИХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР

Е.В. Уцына¹, Н.С. Волкова¹, А.П. Горшков¹

¹Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского,
г. Нижний Новгород
E-mail: eucyna@bk.ru

Перспективы применения структур с квантовыми точками (КТ) InAs в матрице GaAs обусловлены возможностью получения в них оптического излучения в широком диапазоне длин волн от 1 до 1.8 мкм. Наиболее длинноволновым излучением обладают поверхностные КТ. Однако структуры с поверхностными КТ не пригодны для создания на их основе светоизлучающих приборов с электрической инжекцией. Необходимое для приборных применений наращивание слоя КТ InAs покровным слоем GaAs приводит к уменьшению длины волны излучения вследствие увеличения упругих напряжений в КТ. В [1] экспериментально показано, что при увеличении толщины покровного слоя (d_c) от 3 до 20 нм происходит голубой сдвиг энергии основного перехода на 200 мэВ. Таким образом, актуальной является задача получения структур с КТ, встроенными в матрицу полупроводника, но при этом обладающими достаточно длинно волновым спектром излучения, максимально приближенным к спектру излучения поверхностных КТ.

В данной работе, используя программное обеспечение nextnano³ [2], был проведен расчет упругих напряжений, зонной диаграммы и положения основных уровней размерного квантования электрона и тяжелой дырки в КТ InAs. Рассматривались эллипсоидальные КТ InAs с диаметром основания 15 и 20 нм и высотой 5 и 7 нм, соответственно. КТ находились на смачивающем слое InAs толщиной 0.5 нм, сверху покрывались слоем квантовой ямы $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ толщиной 2 нм и покровным слоем GaAs $d_c = 3 - 20$ нм. Сравнивая результаты расчета для структуры с КТ с d_c 3 и 20 нм, можно сделать следующие основные выводы. В плоскости роста материал КТ в структурах с толстым и тонким покровным слоем деформирован практически одинаково. Вдоль оси роста постоянная решетки материала КТ при $d_c = 3$ нм на 1.2 % больше, чем в структуре с $d_c = 20$ нм. Это различие приводит к тому, что дно зоны проводимости в КТ с $d_c = 3$ нм смещается вниз на 60 мэВ, а потолок валентной зоны – вверх на 10 мэВ. Вследствие этого энергия основного перехода в таких КТ уменьшается на 70 мэВ.

1. Карпович И.А., Звонков Б.Н., Левичев С.Б. и др., Управление энергетическим спектром квантовых точек InAs/GaAs изменением толщины и состава тонкого двойного покровного слоя GaAs/InGaAs // Физика и техника полупроводников, 2004, Т. 38, С. 448 – 454.

2. <http://www.nextnano.de/nextnano3>.

AP3 ПЛЕНОЧНЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ СЛОЯМИ ИЗ ОКСИДА СКАНДИЯ

А.М. Гурьянов¹, В.М. Лебедев²

¹Самарский государственный архитектурно-строительный университет,
г. Самара

²Петербургский институт ядерной физики, г. Гатчина

E-mail: gurjanovam@mail.ru

Диэлектрические пленки из оксида скандия толщиной 18–100 нм изготавливались на кремниевых подложках методом термического окисления. Определялись свойства, как самих диэлектрических пленок, так и МДП-структур с диэлектрическими слоями из оксида скандия.

Элементный состав и концентрационные профили кислорода, кремния и скандия в структурах диэлектрическая пленка оксида скандия–кремниевая подложка определялись ядерно-физическими методами элементного микроанализа: спектрометрии резерфордского обратного рассеяния и ядерных реакций с дейтронами на аналитическом комплексе на базе электростатического ускорителя Петербургского института ядерной физики имени Б.П. Константинова РАН.

Оптические параметры пленок оксида скандия определялись методами отражательной эллипсометрии. Установленной моделью отражающей поверхности структуры пленка оксида скандия – кремниевая подложка является модель однородной прозрачной пленки на поглощающей подложке с двумя переходными слоями, одним из которых является поверхностный слой двуокиси кремния, а другим – слой состава $Sc_{4-x}Si_xO_5$. В рамках установленной модели рассчитывались показатель преломления и толщина пленок, а также параметры переходных слоев на границе диэлектрик – полупроводник, которые использовались при определении электрофизических характеристик МДП-структур.

Электропроводность исследуемых диэлектрических пленок определялась по вольтамперным характеристикам. По высокочастотным вольт-фарадным характеристикам рассчитывались удельная емкость диэлектрического слоя, коэффициент перекрытия по емкости, величина управляющего напряжения, поверхностная плотность встроенного заряда в диэлектрике, эффективная плотность поверхностных состояний при потенциале плоских зон. Показано, что наличие переходных слоев на межфазной границе диэлектрик–полупроводник приводит к уменьшению удельной емкости МДП-структур и увеличению поверхностной плотности встроенного заряда в диэлектрике и эффективной плотности поверхностных состояний.

Пленки оксида скандия могут быть отнесены к альтернативным диэлектрикам (диэлектрикам с высокой диэлектрической проницаемостью – high- k dielectrics). Для пленок оксида скандия получено значение диэлектрической проницаемости $\epsilon=15$.

AP4 ПОЛУЧЕНИЕ УЛЬТРАДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМ ДЛЯ ПРОЗРАЧНОЙ КЕРАМИКИ НА ОСНОВЕ ИТТРИЙ-АЛЮМИНИЕВОГО ГРАНАТА

Т.Н. Трушкова, Е.В. Жариков, М.В. Провоторов

*Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева,
г. Москва*

E-mail: tntru@rambler.ru

В последние годы интенсивное развитие важнейших отраслей науки и техники: оптики, электроники, лазерного приборостроения, нанотехнологии и др., привело к необходимости получения новых функциональных материалов, обладающих рядом более перспективных свойств, основываясь на успешно разработанных уже существующих материалах. Одним из перспективных направлений в технологии керамики является изготовление оптически прозрачных керамических материалов. Замена монокристаллов иттрий-алюминиевого граната (ИАГ), используемых в качестве активных элементов твердотельных лазеров, на прозрачную керамику является одним из таких направлений. Прозрачная керамика на основе ИАГ превосходит монокристаллы по механическим свойствам и сравнима по спектроскопическим и генерационным характеристикам, она обеспечивает возможность получения активных элементов больших размеров, необходимой конфигурации, с повышенным содержанием активатора при использовании более простых и экономичных средств, по сравнению с монокристаллами.

Предложен способ получения тонкодисперсных порошков прекурсора для получения ИАГ методом совместного соосаждения из водных растворов квасцов. Разработаны два способа получения иттрий-аммонийного квасца, один из которых обладает хорошей воспроизводимостью и отсутствием нежелательных примесей. Подобраны условия термической обработки прекурсора для получения ИАГ. Методами рентгенофазового и кристаллооптического анализов подтверждено получение ИАГ. Проведены исследования порошков на сканирующем и просвечивающем электронных микроскопах. Исходя из теории Ландау-Лившица, подобран диспергирующий растворитель – бензиловый спирт, позволяющий получать устойчивую по дезагрегации частиц дисперсную систему. Определена оптимальная концентрация вводимого органического растворителя – 7 мас. %.

Проведены исследования по изучению условий прессования тонкодисперсных порошков ИАГ. Разработана методика прессования и термообработки полученных таблеток. Определены режимы прессования и термообработки керамики. Давление прессования – 200 МПа, время – 5 с. Термообработку полученных образцов керамики проводили постадийно на воздухе при температурах: 1270, 1570, 1770 К в течение 3 часов. После спекания получали хорошо сформированные таблетки. Проведены исследования различных режимов обжига керамики в вакуумной среде при температурах: 1920, 1970, 2020 К для получения прозрачной керамики. Исследованы оптические свойства полученных образцов.

AP5 МИКРОТРУБКИ И ГОФРИРОВКИ ИЗ КАДМИЙ-РУТУТЬ-ТЕЛЛУРА

С.В. Мутилин, Р.А. Соотс, А.Б. Воробьёв, Д.Г. Икусов, Н.Н. Михайлов,
В.Я. Принц

*Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,
г. Новосибирск*

E-mail: s.mutilin@gmail.com

Структуры из теллурида кадмия и ртути (КРТ) привлекают повышенное внимание благодаря своим необычным свойствам зонной структуры. Слой HgTe (с широкозонными обкладками $Cd_xHg_{1-x}Te$, $x \approx 0,7$) становится полуметаллом при превышении определенной толщины, т.е. происходит инвертирование зонной структуры. Кроме того, в структурах такого рода возникает сильное спиновое расщепление. Бесщелевая структура квантовой ямы (КЯ) HgTe позволяет реализовать уникальные двумерные системы, состоящие из нескольких типов двумерных носителей зарядов (электронов и/или дырок) [1]. До сих пор формировались и исследовались только планарные структуры из КРТ. Создание полупроводниковых оболочек малого радиуса кривизны на основе полупроводниковых гетеропленок [2] для структур из КРТ открывает новые перспективы. Изогнутые плёнки предоставляют большие возможности для управления своими физическими свойствами, вследствие способности изменять свою кривизну в широких пределах. Физика же этих объектов и, в особенности, магнитотранспортные эффекты, возникающие вследствие влияния эффективно неоднородного магнитного поля на носители заряда, изучены мало. Нерешенной на сегодня проблемой на пути к реализации описанных выше возможностей является отсутствие технологии формирования оболочек, учитывающей особенности материала КРТ. Данная работа посвящена разработке методики формирования оболочек из КРТ.

Экспериментальные образцы КРТ были выращены с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии. Структуры состояли из HgTe квантовой ямы, заключенной в обкладках $Cd_{0,7}Hg_{0,3}Te$. На плоских структурах были проведены магнитотранспортные измерения, из которых получено, что в КЯ HgTe одновременно присутствуют двумерные электроны и дырки. Напряженная пленка с КЯ HgTe была отделена от подложки посредством селективного травления жертвенного слоя, под действием частичной релаксации внутренних механических напряжений [2]. В результате, были впервые получены оболочки различной формы, содержащие КЯ HgTe. Диаметр трубок составил 24 мкм, что совпадает с расчетным диаметром в предположении о 2-х слойной напряженной пленке. Латеральные размеры отдельной гофрировки составляют около 50 мкм, радиус кривизны – порядка 13 мкм.

1. Z. D. Kvon et al., Low Temp. Phys. **37**, 3, 202 (2009).
2. V. Ya. Prinz et al., Physica E **6**, p. 828 (2000).

АР6 ПОЛУЧЕНИЕ И ВЛИЯНИЕ ОТЖИГА НА СВОЙСТВА НАНОПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР Ge/SiO₂ (ИЛИ HfO₂, Al₂O₃)

Е.А. Суровегина¹, Д.А. Грачев¹, Н.В. Малехонова¹, Д.А. Павлов¹,
А.В. Ершов¹

¹*Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского,
г. Нижний Новгород*

E-mail: surovegina_ka@mail.ru

Классическое применение непрямозонных объемных материалов электроники – Si или Ge, – ограничено принципиальной проблемой создания эффективных светоизлучателей [1]. Однако массивы нанокристаллов непрямозонных полупроводников проявляют интенсивную люминесценцию при комнатной температуре, что открывает возможности создания планарных оптоэлектронных схем.

В данной работе были получены многослойные нанопериодические структуры а-Ge/диэлектрик (SiO₂, HfO₂, Al₂O₃) методом поочередного испарения в вакууме из отдельных источников. Исследовано влияние высокотемпературного отжига (500–1000 °С) на структурные и люминесцентные характеристики. Спектры фотолюминесценции измерялись при комнатной температуре в диапазоне длин волн 350–900 нм при возбуждении импульсным азотным лазером. Анализ структуры производился по снимкам высокого разрешения электронной микроскопии, а так же по полосам поглощения на спектрах инфракрасной Фурье-спектроскопии.

Группой методов цифровой обработки информации микроскопических снимков было установлено, что до отжига структура состоит из сплошных, однородных по толщине слоев а-Ge/диэлектрик с четко выраженными границами, в которой наблюдаются уединенные нанокристаллы в аморфных слоях германия. Отжиг приводит к формированию нанокристаллических слоев Ge, разделенных диэлектрическими барьерами в направлении роста структуры. Получено распределение НК Ge по размерам. Как и ожидалось, средний эквивалентный диаметр соответствует исходной толщине слоя Ge, что подвергает возможность контролируемого роста наночастиц.

В работе обсуждаются спектры фотолюминесценции под влиянием вариации температуры отжига и химического состава барьерного слоя. Наблюдается управление положением пика на спектрах люминесценции в диапазоне длин волн 400–650 нм, а так же изменение интенсивности полосы люминесценции. Показано, что температура отжига ~ 600 °С является оптимальной для данного типа структур.

1. M. Fukuda, Optical semiconductor devices, NY: N.Y. Wiley, 1999.

AP7 ПОЛУЧЕНИЕ И СВОЙСТВА ЖЕЛЕЗОСОДЕРЖАЩИХ МЕЗОПОРИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ

А.И. Нечаев¹, Н.Б. Кондрашова¹, В.А. Вальцифер¹, В.Я. Митрофанов²,
С.А. Упоров², А.Я. Фишман²

¹*Институт технической химии УрО РАН, г. Пермь*

²*Институт металлургии УрО РАН, г. Екатеринбург*

E-mail: toxambj@gmail.com

В работе были проанализированы структурные особенности железосодержащих мезопористых силикатов в зависимости от их способа синтеза с целью получения преимущественно γ - Fe_2O_3 -МСМ-41(48), а также исследованы текстурные характеристики этих материалов.

Железосодержащие мезопористые силикаты получали золь-гель методом в процессе жидкофазного темплатного синтеза с применением СТАВ. В качестве прекурсоров оксида железа (III) использовали соли железа $\text{FeSO}_4 \cdot 7 \text{H}_2\text{O}$ и $\text{FeCl}_3 \cdot 6 \text{H}_2\text{O}$ в соотношении 1/2 и 1/1, железа нитрат наногидрат, а также наноразмерную γ -окись оксида железа (III). Синтез материалов проводили в щелочной среде при различных мольных соотношениях [Fe] и [TEOS] - источника кремния (тетраэтоксисилана).

Образцы $\text{Fe}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_2$ готовили способами прямого гидротермального синтеза и постсинтетической модификации поверхности мезопористого диоксида кремния со структурой МСМ-41 и МСМ-48 (методом пропитки). Образцы были исследованы с помощью рентгенофазного анализа, низкотемпературной сорбции азота, сканирующей электронной микроскопии, магнитных измерений.

Проведённые исследования продемонстрировали, что образцы, полученные методом прямого гидротермального синтеза с мольным соотношением основных компонентов 0,1 [Fe] : 1 [SiO_2] и достаточным количеством жидкой фазы (1 [TEOS] : 200 [H_2O]), несмотря на аморфную структуру, обладают ферромагнитными свойствами с намагниченностью насыщения 0,1 emu/g и коэрцитивной силой $H_c=200$ Oe. В этих образцах зафиксирована РФА хорошо организованная пористая структура – МСМ-41 и высокая удельная поверхность – до 1475 м²/г. Образцы с меньшим содержанием железа имеют более слабые магнитные характеристики. С увеличением мольного содержания железа до 0,3 [Fe] происходит некоторое увеличение H_c до 300 Oe, намагниченность насыщения с приложенным магнитным полем 3 Т возрастает до 10 emu/g, определяется γ -фаза Fe_2O_3 .

В образцах, полученных методом пропитки с последующим терморазложением солей, наблюдается присутствие α -фазы Fe_2O_3 . Пропитка силикатной основы наноразмерной γ окисью железа позволяет получить материалы с пористой структурой МСМ-41(48) и магнитными характеристиками, соответствующими содержанию [Fe].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований – программа фундаментальных исследований УрО РАН – проект № 12-И-3-3033.

AP8 ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗМЕРОВ ЧАСТИЦ В ЗОЛЯХ ОКСИДА КРЕМНИЯ

А. Е. Амелина, Д. В. Котов, Е. Е. Гринберг

Научно-исследовательский ордена Трудового Красного Знамени институт
химических реактивов и особо чистых химических веществ, г. Москва
e-mail: ireon@mail.ru

Метод получения и технология нано- и микроструктурированных материалов основаны на применении современного анализа позволяющего определить размеры их структурных элементов. Как правило, для решения этого вопроса используется атомно-силовая и просвечивающая электронная микроскопия. Однако эти методы являются локальными и не дают информации о распределении частиц по размерам в сколько-нибудь значимых объемах. Тем более это относится к задачам, когда применение указанных методов затруднено, например, при определении размеров частиц в золях. В силу своей универсальности: возможности анализа суспензий, эмульсий и порошковых материалов, а также наличием высокой воспроизводимости результатов методом лазерной дифракции, исследованы золи оксида кремния, полученные щелочным гидролизом ТЭОС. Это наиболее быстрый метод, позволяющий получить информацию о распределении частиц в числовом диапазоне, определить удельную поверхность и средний диаметр частиц.

Для определения размера частиц золь оксида кремния использовали лазерный анализатор Mastersizer 2000 (Malvern Instruments). Диапазон измерения прибора 0.02-2000 мкм. Анализ проводили при непосредственном введении пробы в зону измерительной ячейки. Характерное распределение частиц по размерам представлено на рисунке 1.

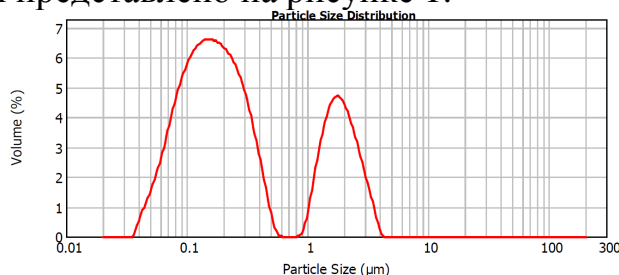


Рисунок 1. Распределение частиц золя оксида кремния по размерам

Объемное распределение частиц золя представляет собой бимодальную кривую распределения, что свидетельствует об отсутствии частиц среднего размера в исследуемых образцах. Так как исследуемые золи содержат смесь частиц, отличающиеся по размерам, использование только метода динамического светового рассеяния, может привести к недостоверным результатам, поскольку распределение по размерам мелких частиц при этом может остаться незарегистрированным. Для таких золь данный метод измерения размеров частиц необходимо дополнять оптическими измерениями, в частности электронной микроскопией, что повышает уровень достоверности получаемых результатов.

AP9 МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМИЧЕСКИ УСТОЙЧИВЫХ БИМЕТАЛЛИЧЕСКИХ КЛАСТЕРОВ

В.С. Мясниченко

*Конструкторско-технологический институт научного приборостроения
СОРАН, г. Новосибирск
E-mail: virtson@yandex.ru*

В серии компьютерных экспериментов исследован процесс плавления кластеров $Me@Cu_{N-1}$ ($M = Ag, Pb, Th, Ca, Sr$) с плавным нагреванием от 1 К. Рассмотрено два различных магических числа $N = 55$ и 147 , при которых ГЦК кластер имеет форму кубооктаэдра с центральным атомом. Данная форма является наименее термически стабильной для медных кластеров [1].

Для вычисления сил, действующих между атомами, использовался многочастичный tight-binding потенциал [2] с фиксированным радиусом обрезания – по пятой координационной сфере включительно. В данном многочастичном потенциале общая энергия системы рассчитывается как сумма зонной энергии (вклад, отвечающий притяжению атомов) и энергии отталкивания атомов. Скорость изменения температуры U равнялась 1 пс^{-1} .

Температура в процессе моделирования определялась средней кинетической энергии атомов, которая рассчитывалась на основе скоростного алгоритма Верлета [3] с шагом по времени $h = 2.5 \text{ фс}$. Моделирование проводилось в микроканоническом ансамбле [4]. Точки структурной перестройки кластеров фиксировались по скачку координационного числа по первой сфере как функции температуры. Симметрия в ближайшем окружении атома определялась с помощью метода анализа общих соседей [5]. Параллельно рассчитывалась и отображалась радиальная функция распределения атомов $g(r)$.

Замещение центрального атома меди атомом Me большего радиуса увеличивает термическую устойчивость ГЦК кластера. Максимальные температуры структурно-фазового перехода среди кластеров рассмотренных составов достигнуты при использовании в качестве атомов замещения Th и Ca , для размеров $N = 55$ и $N = 147$ это $140 \pm 20^\circ\text{K}$ и $300 \pm 30^\circ\text{K}$ соответственно.

1. В.С. Мясниченко, М.Д. Старостенков, *Фундаментальные проблемы современного материаловедения*. **8**, 49–52 (2011).
2. F. Cleri, V. Rosato, *Physical Review B*. **48**, 22–33 (1993).
3. D. Frenkel, B. Smit, *Understanding molecular simulation: from algorithms to applications*. San Diego: Academic Press, 2002.
4. M.P. Allen, D.J. Tildesley, *Computer Simulation of Liquids*. Oxford: Clarendon Press, 1987.
5. J.D. Honeycutt, H.C. Andersen, *J. Phys. Chem.* **91**, 4950 (1987).

AP10 ПОЛУЧЕНИЕ КОМПОЗИТОВ ГРАФЕН/ПОЛИЭТИЛЕН ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ И ИССЛЕДОВАНИЕ ИХ СВОЙСТВ

С.П. Губин¹, В.А. Оптов², Е.Г. Рустамова¹

¹ *Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН, г. Москва*

² *Институт химической физики им. Н.Н.Семенова РАН, г. Москва*
E-mail: rustamova.eg@yandex.ru

Одним из возможных путей улучшения комплекса свойств полимеров является введение в них наноразмерных углеродных наполнителей, например, таких как графен.

Графен представляет собой двумерный единичный слой углерода, толщиной всего в один sp^2 -углеродный атом и обладает многими уникальными физическими свойствами [1]. Благодаря его внедрению в различные полимеры полученные композиты приобретают улучшенные характеристики по прочности, жесткости, электро- и теплопроводности [2].

В связи с этим целью данной работы стала разработка метода внедрения графена в полиэтилен высокого давления (ПЭВД), получение полимерных композитов графен/ПЭВД и исследование их свойств.

Синтез образцов графен/ПЭВД был осуществлен в две стадии. Сначала был получен графен из природного графита, согласно методике [3]. Затем навеску графена диспергировали в изопропиловом спирте, до образования устойчивой дисперсии, которую далее вводили в раствор-расплав ПЭВД – масло ВМ1 в атмосфере Ar, температуре 200 °С и интенсивном перемешивании (1200 об./мин). Полученные образцы графен/ПЭВД содержали от 0,25 до 5,0 масс % наполнителя.

Результаты исследования композитов методами микроскопии показали, что графеновые листы равномерно распределены по объему полиэтилена и имеют латеральные размеры от 1,5 до 3 мкм, толщину 1 - 2 нм, что соответствует 3-5 слоям

В КР-сигналах образцов графен/ПЭВД наблюдаются уширенные D- (1350 см^{-1}), G- (1591 см^{-1}) 2 D - линии (2721 см^{-1}) отвечающих за наличие в композитах разупорядоченных sp^2 -гибридизированных углеродных структур с малым количеством слоев. Данные измерения деформационно-прочностных характеристик пленок образцов графен/ПЭВД свидетельствуют об увеличении модуля упругости на 100 мПа для образцов графен/ПЭВД с концентрацией графена 3 и более масс %.

1. K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, et al, Science. **306**, 666 (2004).

2. G. Huang, J. Gao, X Wang, H. Liang, C.Ge, Materials Letters. **66**, 187 (2012)

3. W. S. Hummers, R. E. Offeman, J. Am. Chem. Soc. **80**, 1339, (1958)

ВОЛОКОННАЯ ОПТИКА

VL3 ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ РАСПРЕДЕЛЕННЫЕ СИСТЕМЫ МОНИТОРИНГА

А.А. Фотиади^{1,2,3}

¹*University of Mons, Blvd.Dolez, 31, Mons, B-7000 Belgium*

²*Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск*

³*Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, г. С.-Петербург*

В последние годы волоконно-оптические датчики переживают почти такое же бурное развитие, как телеком в 90-е годы. Связано это с острой востребованностью индустрией эффективных систем мониторинга крупных промышленных сооружений, а также с появлением нового класса датчиков - датчиков распределенного типа. Каждый из таких датчиков способен заменить десятки тысяч одиночных (локальных) датчиков. Все волоконно-оптические датчики основаны на преобразовании измеряемых физических полей в изменение характеристик распространяющегося по волокну оптического излучения. В датчиках распределенного типа волокно используется одновременно как устройство измерения физических полей, где каждая точка волокна является локальным датчиком, и как устройство сбора и передачи данных этих измерений для последующего анализа.

Практически все известные на сегодняшний день распределенные волоконные системы основаны на использовании механизмов встречного рассеяния света: Рэлеевского, Бриллюэновского и Рамановского - линейного и нелинейных оптических эффектов, достаточно хорошо изученных в связи с их важностью в телекоме и волоконных лазерах. Однако, специфика применения этих эффектов для целей распределенного мониторинга требует особого понимания динамики протекания этих процессов, необходимого для полной реализации их потенциала в новых системных приложениях.

В настоящем докладе обсуждаются:

- физические принципы построения распределенных систем мониторинга различных типов (акустические датчики, датчики температуры, деформаций и др.)
- особенности моделирования распределенных систем мониторинга на основе динамических моделей Рэлеевского и Бриллюэновского рассеяния
- тенденции развития и новые решения для распределенных датчиков следующего поколения
- предельные возможности и перспективы распределенных систем.

This work was supported by European FEDER-Wallonia "Mediatic" and FP7 IRSES projects, the Interuniversity Attraction Pole program IAP PVII-35 of the Belgian Science Policy and by the Ministry of Education and Science of the Russian Federation.

**VL4 ОПТИЧЕСКИЙ КАБЕЛЬ ООО «САРАНСКАКАБЕЛЬ-ОПТИКА»
ДЛЯ ПРОЕКТОВ «ВОЛОКНО В ДОМ»**

А.В. Таранов

ООО «Оптикэнерго», г. Саранск

E-mail: info@icopticenergo.ru

Оптическое волокно как среда передачи информации прочно вошло в нашу жизнь. Наверняка со временем оно вытеснит все другие среды передачи в системах фиксированной связи, такие, как коаксиальный кабель и витая пара ввиду превосходства по пропускной способности, помехозащищенности и дальности передачи.

Уже сейчас оптическое волокно с его практически неограниченной пропускной способностью является основной транспортной средой в магистральных и городских сетях.

В докладе рассматриваются существующие варианты построения сетей широкополосного доступа на основе оптических волокон и предпочтительный вариант их построения в виде пассивной оптической сети.

Для практической реализации проектов «Волокно в дом» предлагается специальный кабель производства ООО «Саранскакабель-Оптика», описываются варианты его использования и преимущества в эксплуатации.

Необходимость в реализации таких проектов подчеркивается тенденцией развития электроники в мире и ростом потребительского спроса на качественный широкополосный доступ к сети Интернет.

VL5 НОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ И МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ АКТИВНЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ НА ОСНОВЕ КВАРЦЕВОГО СТЕКЛА

А.Н.Гурьянов

Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девятовых РАН, г. Нижний Новгород,

E-mail: guryanov@ihps.nnov.ru.

Волоконные лазеры являются одним из наиболее ярких достижений современной квантовой электроники, волоконной оптики и химии высокочистых веществ. Одним из основных элементов волоконного лазера является специальный световод с малыми оптическими потерями. Волоконные лазеры обладают целым рядом преимуществ по сравнению с традиционными твердотельными и газовыми лазерами. Принципиальные преимущества волоконных световодов как лазерной среды по сравнению с объёмными активными средами заключается в низких оптических потерях, большой длине взаимодействия и малом диаметре световедущей сердцевины (4-20 мкм). Большое отношение площади поверхности волоконного световода (стандартный диаметр 125 мкм) к его объёму радикально решает проблему отвода тепла, позволяя создавать волоконные лазеры с выходной мощностью до 1 кВт и воздушным охлаждением. Исключительно важным для многих применений является высокое качество выходного пучка волоконных лазеров и высокая эффективность накачки. Использование внутри волоконных брэгговских решеток показателя преломления в качестве отражателей обеспечивает компактность и малый вес, высокую стабильность и надежность волоконных лазеров. Указанные преимущества позволяют их использовать наравне с традиционными лазерами, а в некоторых случаях заменить их.

В качестве активных добавок используются редкоземельные элементы (Er, Yb, Nd, Tm и др.). Первый волоконный лазер был создан Снитцером в 1961 году [1]. В качестве активного элемента лазера использовался стеклянный волоконный световод, содержащий ионы неодима. Однако в то время это направление не получило развития из-за отсутствия источников накачки. Кроме того волоконные световоды имели высокий уровень оптических потерь. Развитие технологии волоконных световодов на основе высокочистого кварцевого стекла с предельно низкими оптическими потерями и полупроводниковых источников накачки позволило вернуться к идее волоконных лазеров на качественно новом уровне. Начало бурного развития этого направления относится к 80-м годам прошлого столетия. К этому времени были разработаны волоконные световоды на основе высокочистого кварцевого стекла, легированного оксидом эрбия, которые нашли применение в системах связи в качестве волоконных усилителей сигнала в диапазоне длин волн 1,53-1,56 мкм [2].

Отсутствие у редкоземельных элементов летучих соединений потребовало разработки новых и модернизации существующих методов

получения световодов для волоконных лазеров. Кроме того, в области прозрачности кварцевого стекла у РЗЭ отсутствует люминесценция короче 900 нм и в диапазоне 1180-1500 нм. Поэтому возникла необходимость в поиске новых активных добавок. Свойства активных добавок также сильно зависят от состава стекла сердцевины. Разработанные технологии и подбор материалов позволили создать световоды на основе высокочистого кварцевого стекла для высокоэффективных волоконных лазеров и усилителей, работающих в широком диапазоне длин волн.

1. Snitzer E., Proposed fiber cavities for optical lasers, J. Appl. Phys., 1961, v.32, pp 36-39.
2. S.B. Pool, D.N. Payne and M.E. Fermann, Fabrication of low-loss optical fibers containing rare-earth ions, Electr. Lett., 1985, V.27, pp.737-738.

VL6 ГЕНЕРАЦИЯ СУПЕРКОНТИНУУМА В СРЕДНЕМ ИК-ДИАПАЗОНЕ В ВОЛОКНАХ НА ОСНОВЕ КВАРЦЕВОГО СТЕКЛА

А.С. Курков

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва
Лаборатория фотоники Пермского научного центра УрО РАН, г. Пермь*

Под генерацией суперконтинуума обычно понимается процесс формирования широкого спектра излучения под воздействием мощных лазерных импульсов. В основе этого процесса лежит проявление различных нелинейных процессов, таких как вынужденное комбинационное рассеяние, четырехфотонное смешение, фазовая самомодуляция, кроссмодуляция и др. Генерации суперконтинуума в оптических волокнах посвящено большое количество оригинальных работ и несколько обзоров [1, 2]. Такой интерес вызван широким применением широкополосного излучения в самых различных областях. Следует отметить, что основные усилия в этой области были направлены на получение широкополосной генерации в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне. В то же время, интерес представляет получение широкополосного излучения и в среднем ИК-диапазоне, на длинах волн более 2 мкм. Источники такого излучения могут использоваться в спектроскопии, анализе атмосферы, медицине и пр. Как правило, для получения суперконтинуума в этой части спектра используются специальные волокна. Так, использование флюоридного волокна позволило продемонстрировать генерацию вплоть до 3.8 мкм. К недостаткам такого подхода следует отнести плохую совместимость специальных волокон с волокнами на основе кварцевого стекла. Это не позволяет реализовать полностью волоконный компактный генератор суперконтинуума для практических применений. В то же время, представляет несомненный интерес реализация длинноволнового суперконтинуума в волокнах на основе кварцевого стекла, что позволяет реализовать полностью волоконные источники.

Основным фактором, затрудняющим получение суперконтинуума на длинах волн выше 2 мкм, является высокий уровень оптических потерь в кварцевых волокнах. Так, в диапазоне 2-2.4 мкм в телекоммуникационных волокнах уровень потерь возрастает от 0.1 до 1 дБ/м. Поэтому для получения достаточно широкого спектра необходимо использование источника высокоэнергетических импульсов, а также волокон с высокой нелинейностью и активных волокон. В данной лекции будут рассмотрены различные конфигурации генераторов суперконтинуума.

В качестве задающего генератора используется волоконный лазер с модуляцией добротности [3]. Активной средой лазера является волокно, легированное ионами эрбия, с двойной оболочкой и диаметром сердцевины 20 мкм. Режим модуляции добротности был реализован за счёт введения в резонатор лазера насыщающегося поглотителя на основе волокна, легированного ионами Tm. В качестве отражателей использовались волоконные брэгговские решетки (ВБР). Входная решетка записывалась на

одномодовом волокне и обеспечивала одномодовый режим генерации. Выходная решетка была записана на многомодовом градиентном волокне, обеспечивая хорошее согласование с активным волокном с большим диаметром сердцевины. Лазер накачивался полупроводниковым источником на длине волны 0.98 мкм с мощностью до 10 Вт. Длина волны излучения лазера составила 1.59 мкм, максимальная выходная средняя мощность - около 1 Вт при частоте следования импульсов 4.4 кГц. Длительность импульса составила 35 нс, энергия импульса – 0.21 мДж, пиковая мощность – 6 кВт. Исследуемые образцы приваривались к выходной решетке. Таким образом, была реализована схема в полностью волоконном исполнении.

На рис.1 представлен спектр суперконтинуума на выходе отрезка волокна SM-332 длиной 12 м. Разность показателей преломления сердцевины и оболочки составляет у этого волокна $\Delta n=0.005$, диаметр поля моды на 1.6 мкм – 11 мкм. Уширение спектра у основания импульса вызвано четырех волновым смещением (ЧВС), при большем разрешении отчетливо видны сопутствующие пики. Преобразование в длинноволновое излучение обусловлено действием вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) в области большой аномальной дисперсии. В ходе эксперимента были использованы волокна различной длины. Длина волокна оптимизировалась по параметру максимального преобразования в средний ИК-диапазон. При этом малая длина волокна не позволяет эффективно развиваться ВКР-процессу, а избыточная – приводит к большим оптическим потерям на крае фоновой полосы поглощения. Максимальная преобразование достигается для 12 метрового отрезка волокна. Дальнейшее увеличение длины приводит к уменьшению мощности в области 2-2,4 мкм, так как возрастают оптические потери на крае фоновой полосы поглощения. Суммарная средняя мощность на выходе составила 480 мВт. Уменьшение мощности по сравнению с мощностью эрбиевого лазера вызвано потерями на сварку исследуемого волокна с выходной решеткой лазера. Доля мощности в среднем ИК-диапазоне составила 33.5%.

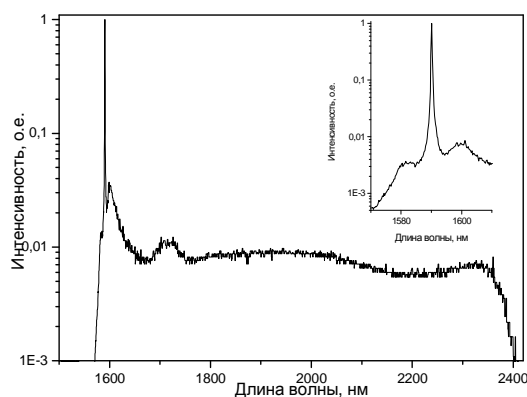


Рис.1. Спектр суперконтинуума в волокне SM-332.

Для расширения спектрального диапазона могут быть использованы волокна с увеличенной нелинейностью и меньшим уровнем потерь в

длинноволновой области. Так, может быть использовано волокно с повышенным содержанием оксида германия в сердцевине [4]. На рис. 2 представлен спектр суперконтинуума, полученный на выходе волокна с концентрацией оксида германия в сердцевине около 70%. Длина волокна составила 7 м. Из рисунка видно, что спектр суперконтинуума простирается до 2.7 мкм. При этом в спектральной области свыше 2 мкм средняя интегральная мощность составляет около 0.6 Вт.

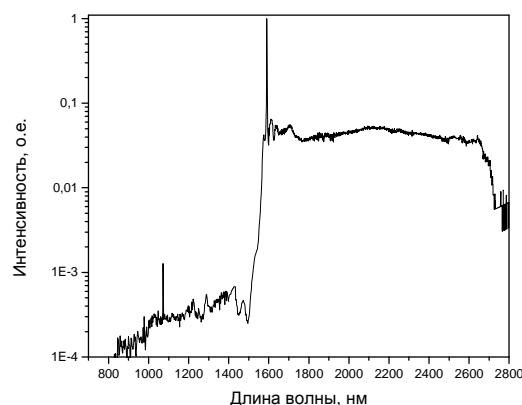


Рис.2. Спектр суперконтинуума в волокне с германатной сердцевиной

Особый интерес вызывает генерация в активных волокнах и усилителях на их основе. В этом случае удается получить суперконтинуум в диапазоне, определяемом спектром усиления усилителя. Так, может быть использован усилитель на основе волокна, легированного ионами гольмия [4]. На рис. 3 представлены спектры суперконтинуума на выходе гольмиевого волоконного усилителя при разных мощностях накачки на длине волны 1.125 мкм. Без накачки гольмиевое волокно работает как спектральный фильтр, ограничивая суперконтинуум полосой поглощения ионов гольмия. При введении накачки появляется суперконтинуум, ширина которого зависит от мощности накачки.

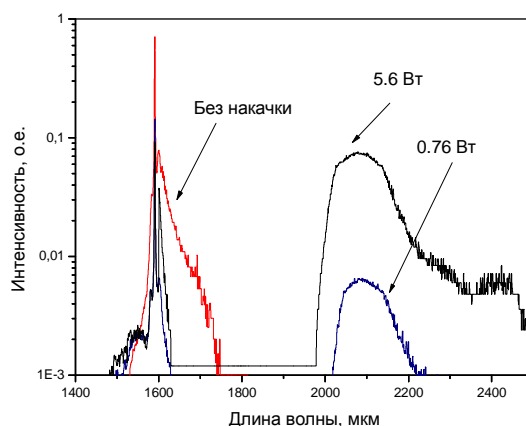


Рис.3. Спектр суперконтинуума в гольмиевом волоконном усилителе

Другим типом активной среды является волокно, легированное ионами тулия [6]. В данном случае импульсный источник на 1.6 мкм является и источником накачки тулиевого усилителя. На рис.4 представлен спектр на выходе высококонцентрированного тулиевого волокна длиной 0.5 м. На

данном спектре отчетливо видны две области усиления суперконтинуума – первая от 1,7 до 2 мкм, вызванная переходом ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$, вторая от 2,05 до 2,45 мкм. Вторая область усиления не может быть объяснена нелинейными эффектами, в частности ВКР, так как разность длин волн спектральных пиков не соответствует ВКР-сдвигу. Таким образом, наиболее вероятным является усиление за счет оптического перехода ${}^3H_4 \rightarrow {}^3H_5$.

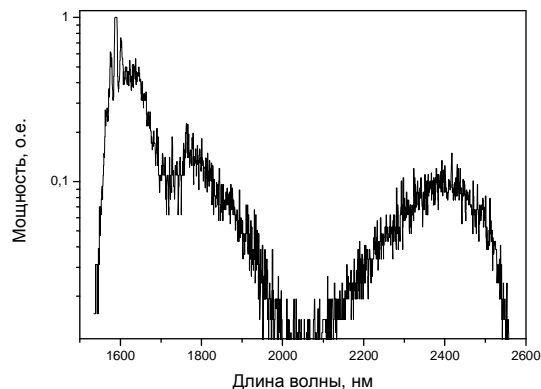


Рис.3. Спектр суперконтинуума в тулиевом волоконном усилителе

Таким образом, использование мощного импульсного волоконного источника в сочетании с различными типами волокон и усилителей позволяет получать различные спектры суперконтинуума.

1. Желтиков А.М. УФН, 176 623 (2006)
2. Dudley J. M., Genty G., Coen S. Reviews of modern physics, 78, 1135 (2006)
3. Kurkov A.S., Sadovnikova Ya.E., Marakulin A.V., Sholokhov E.M. Laser Phys. Lett. 7, 795 (2010)
4. V.A. Kamynin, A.S. Kurkov, and V.M. Mashinsky, Laser Physics Lett., 9, 219-222 (2012)
5. A.S. Kurkov, V.A. Kamynin, E.M. Sholokhov, and A.V. Marakulin, Laser Physics Lett., 8, 754-757, 2011
6. А.С. Курков, В.А. Камынин, В.Б. Цветков, Я.Э. Садовникова, А.В. Маракулин, Л.А. Минашина, Квант. электроника, 2012, 72 (9), 778–780.

ВО1 ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ НА ОСНОВЕ ГАЛЛИЙСИЛИКАТНОГО СТЕКЛА, ЛЕГИРОВАННОГО ХРОМОМ

А.Н. Гурьянов¹, М.В. Яшков¹, А.Н. Абрамов¹, В.В. Колташев²,

Л.Д. Исхакова²

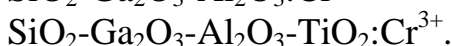
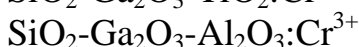
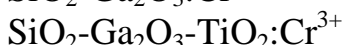
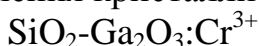
¹Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девярых РАН, г. Нижний Новгород.

² Научный центр волоконной оптики РАН, г. Москва.

E-mail: abramovan84@mail.ru

Представленная система выбрана с перспективой создания на ее основе перестраиваемых источников излучения, работающих в неохваченном волоконными лазерами диапазоне 600 – 900 нм. Учитывая низкий квантовый выход люминесценции ионов переходных металлов в силикатных стеклах представляет большой интерес получить Cr³⁺ в стеклообразной матрице в кристаллическом окружении. Один из возможных способов формирования кристаллической фазы в стекле - температурная обработка образцов при температуре выше температуры стеклования.

С целью поиска оптимального состава стекла сердцевины ВС для выделения кристаллической фазы было исследовано несколько матриц:



Добавка TiO₂ использовалась как нуклеатор для более эффективного выделения кристаллической фазы.

В ходе спектроскопических исследований ВС выявлено, что при малых концентрациях оксида галлия < 2 моль% в спектрах поглощения присутствуют полосы, как ионов Cr⁴⁺,

так и ионов Cr³⁺. А при концентрации оксида галлия > 5 моль% ионы хрома находятся преимущественно в степени окисления +3.

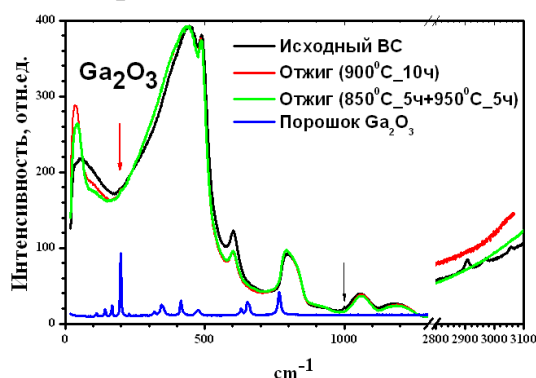


Рис. 1. КР спектры ВС состава



Показано, что тепловая обработка образцов ВС приводит к сильному увеличению интенсивности

люминесценции (~2-3 порядка) по сравнению с исходными. Методами спектроскопии комбинационного рассеяния (КР) и РФА установлено, что

отжиг приводит к образованию кристаллической фазы β-Ga₂O₃ в сердцевинах ВС всех составов. Появление узкого пика на 200 см⁻¹ в спектре КР для двух режимов отжига указывает на то, что размеры образованных кристаллов больше 10 нм (рис.1). Объемное количество кристаллов оценивается ~ 0.1 %.

VO₂ ВОЛОКОННЫЕ СВЕТОВОДОДЫ С СЕРДЦЕВИНОЙ ИЗ СТЕКОЛ СИСТЕМЫ Yb₂O₃-F/V₂O₃-Al₂O₃-P₂O₅-SiO₂

А.Н. Гурьянов, Д.С. Липатов

Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девярых РАН,

г. Нижний Новгород

E-mail: lidenis@yandex.ru

Для создания мощных одномодовых волоконных лазеров необходимы световоды содержащие более 1 мас.% Yb с Δn не более 0,002. В стеклах системы Yb₂O₃-Al₂O₃-P₂O₅-SiO₂ при Δn равной 0,002 максимальная концентрация Yb составляет 2 мас.%. Увеличить емкость Al₂O₃-P₂O₅-SiO₂ матрицы можно за счет дополнительного легирования фтором или V₂O₃. Работа посвящена разработке MCVD метода изготовления преформ с многокомпонентной сердцевиной и исследованию показателя преломления Yb₂O₃-F/V₂O₃-Al₂O₃-P₂O₅-SiO₂ стекол.

Легирование кварцевого стекла всеми добавками проводилось из газовой фазы. В качестве прекурсоров использовались SiCl₄, POCl₃, C₂F₃Cl₃, VBr₃, AlCl₃ и Yb(DPM)₃. Для достижения высокой концентрации активной добавки сердцевина формировалась путем осаждения тонких пористых слоев стекла (F/V₂O₃-Al₂O₃-P₂O₅-SiO₂), каждый из которых многократно пропитывался Yb₂O₃, а затем сплавлялся в атмосфере CCl₄.

Введение фтора приводило к снижению показателя преломления многокомпонентного стекла. При сплавлении фторсодержащих пористых слоев наблюдалось образование в стекле газовых пузырьков, количество которых пропорционально возрастало с увеличением концентрации фтора в стекле и температуры сплавления пористого слоя. Образование пузырей происходило вследствие взаимодействия фтора и фосфора в размягченном стекле с образованием газообразных продуктов (PF₃, PF₅ или POF₃). В результате быстрого остывания тонкого слоя стекла, диффузия пузырьков к поверхности затруднена вследствие быстрого увеличения вязкости, в итоге, образующиеся пузырьки замораживались в стекле сердцевины.

Проведены исследования по дополнительному легированию Yb₂O₃-Al₂O₃-P₂O₅-SiO₂ стекол оксидом бора. Изготовлен ряд световодов содержащих 1,8-2 вес.% Yb, 7-7,5 мол.% P₂O₅, 5,5-6 мол.% Al₂O₃ в которых содержание V₂O₃ изменялось в интервале 4-12 мол.%. Известно, что введение V₂O₃ существенно увеличивает коэффициент термического расширения кварцевого стекла, но при данном уровне легирования Yb₂O₃-Al₂O₃-P₂O₅-SiO₂ стекол оксидом бора динамические напряжения не превышают пределов прочности преформы. Суммируя коэффициенты молярной рефракции P₂O₅, Al₂O₃ и Yb₂O₃ при Δn не более 0.002 максимальная концентрация иттербия в фосфоросиликатной матрице может составлять не более 2 вес.%. Как показывает наше исследование, за счет дополнительного легирования V₂O₃ концентрация активной добавки может быть увеличена более чем в 2 раза при той же величине Δn .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 12-03-31213.

ВОЗ СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ ГЕРМАНАТНЫХ СТЕКОЛ, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ ВИСМУТА

А.А. Пыненков¹, К.Н. Нищев¹, С.В. Фирстов²

¹Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск

²Научный центр волоконной оптики РАН, г. Москва

alekspyn@yandex.ru

Целью работы являлось исследование влияния окислительно-восстановительных условий синтеза на спектрально-люминесцентные свойства висмут-германатных оптических стекол. Были синтезированы несколько серий висмут-германатных стекол (0,1 мол % Bi_2O_3) с различным содержанием окислителей. В качестве окислителей использовались CaF_2 и CeO_2 . Синтез стекол проводился в кварцевых тиглях при температуре 1600 °С на воздухе.

Для всех серий стекол наблюдалась полоса люминесценции с максимумом в области 1100 нм с различной полушириной спектра (рис. 1). Данная полоса ранее наблюдалась в оптических стеклах и световодах, в состав которых входил оксид алюминия [1,2].

Установлено, что при увеличении концентрации CaF_2 в составе стекла наблюдается уменьшение его оптической плотности в коротковолновой области 300-800 нм при наличии полос поглощения на 500, 700 и 800 нм, характерных для стекол активированных ионами висмута. Также наблюдался спад интенсивности люминесценции в области 1300-1500 нм, которая связывается нами с наличием в стекле висмута в состоянии с низкой валентностью.

При введении в состав стекла дополнительного окислителя (CeO_2) в количестве менее 3 мол.% наблюдалась аналогичная динамика снижения интенсивности люминесценции в длинноволновой области. При дальнейшем увеличении концентрации CeO_2 люминесценция в области 1100-1600 нм исчезала, при этом также исчезали характерные полосы поглощения.

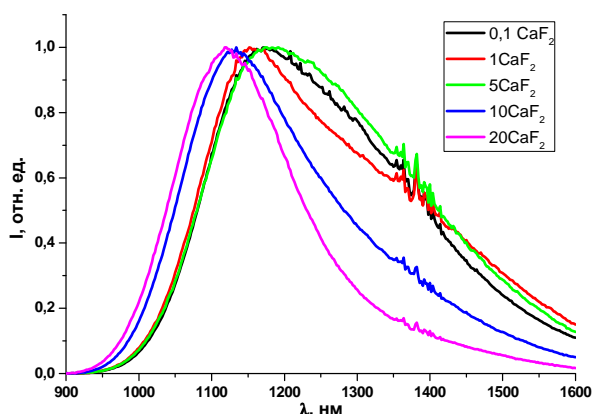


Рис. 1. Спектры люминесценции серии стекол $(84,5-x)\text{GeO}_2 - 15\text{Al}_2\text{O}_3 - 0,1\text{Bi}_2\text{O}_3 - x\text{CaF}_2$ ($\lambda_{\text{в}}=532\text{нм}$)

1. Denker B.I., Galagan B.I., Musalitin A.M., Dianov E.M. Laser Phys., 21 (4), 746 (2011).

2. I. Razdobreev, L. Bigot, Opt. Mater. 33 (2011) 973–977.

ВО4 ГОЛЬМИЕВЫЙ ВОЛОКОННЫЙ ЛАЗЕР С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ ГЕНЕРАЦИИ 2,21 МКМ

А.С. Курков¹, С.О. Антипов¹, А.В. Бараников²

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва

²Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный

E-mail: anton-baranikov@yandex.ru

В рамках данной работы был реализован волоконный лазер, основанный на волокнах, легированных ионами гольмия с длиной волны генерации 2,21 мкм. Данная длина волны является наибольшей для лазеров, основанных на кварцевых волокнах.

Схема установки представлена на рис. 1. В качестве накачки использовался иттербиевый лазер с длиной волны излучения 1125 нм, который в свою очередь накачивался полупроводниковым лазером на длине волны 910 нм.

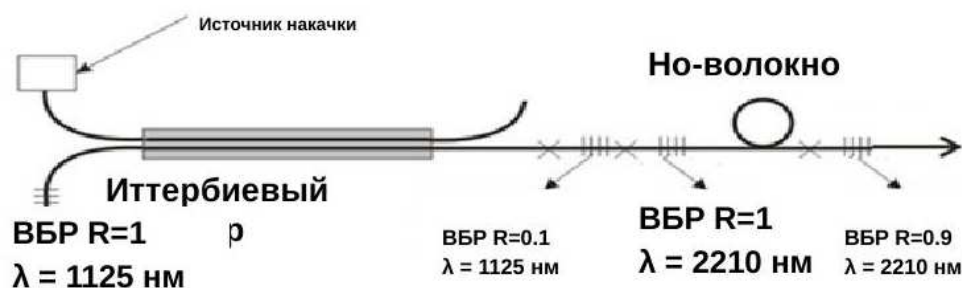


Рис. 1. Схема гольмиевого волоконного лазера с длиной волны 2,21 мкм.

Была выбрана достаточно высокая концентрация ионов гольмия, что позволило выбирать относительно короткие отрезки активного волокна. Для экспериментального определения оптимальной длины резонатора, на которой реализуется схема с максимальной эффективностью, было создано 6 лазерных схем с различной длиной резонатора от ~0.75 м до ~1,53 м. В итоге максимальная эффективность генерации достигалась при длине резонатора в районе 0.9-1 метра и максимальная мощность составила 140 мВт. На рис. 2 приведен спектр генерации при данной мощности.

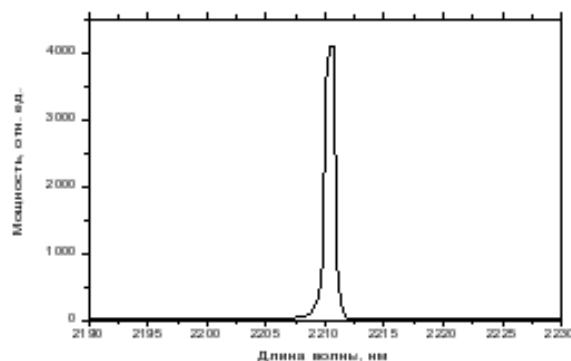


Рис. 2. Спектр генерации.

ВО5 ПЕРЕДАЧА ИЗЛУЧЕНИЯ В ПОЛЫХ МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫХ СЕТОВОДАХ ПРИ ЭКСТРЕМАЛЬНО ВЫСОКИХ МАТЕРИАЛЬНЫХ ПОТЕРЯХ

А.Н. Колядин, А.Ф. Косолапов, Г.К. Алагашев, А.Д. Прямиков,
А.С. Бирюков, В.Г. Плотниченко

Научный центр волоконной оптики Российской академии наук, г. Москва

*E-mail: kolyadin@fo.gpi.ru

Полые микроструктурированные световоды являются новым многообещающим типом волоконных световодов.

Мы демонстрируем формирование направленного излучения в полых кварцевых световодах с отрицательной кривизной поверхности сердцевины в широком спектральном диапазоне при экстремально высоких материальных потерях[1]. Приведены результаты расчётов и экспериментальные данные для потерь на вытекание в данных световодах. Основные результаты представлены на рисунке 1.

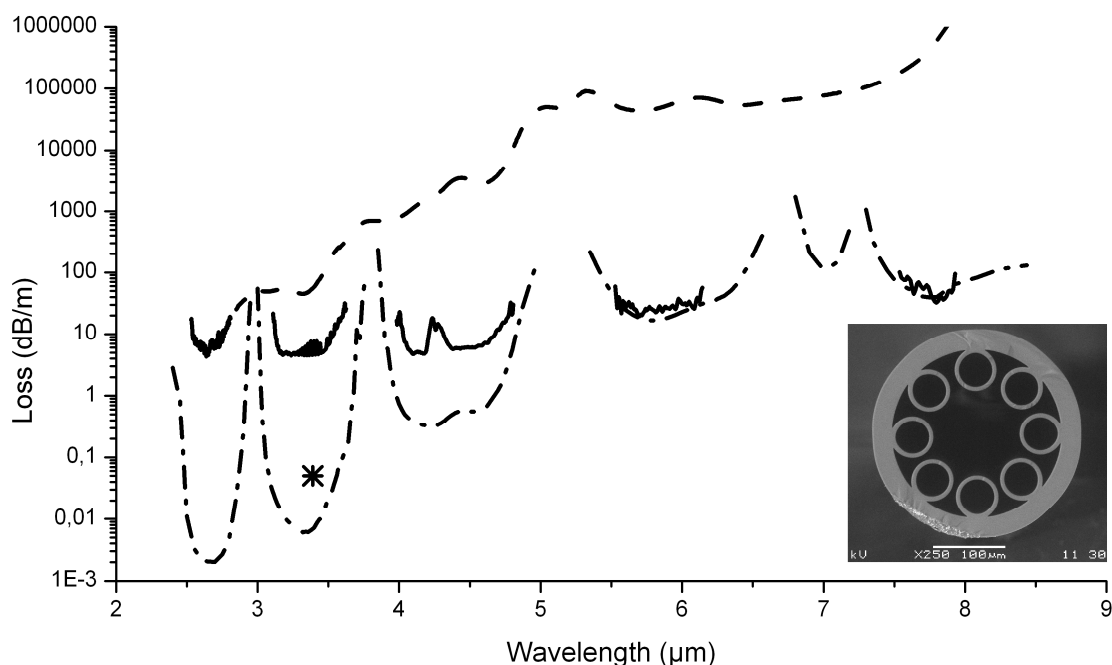


Рис. 1 Экспериментальная (сплошная линия) и теоритическая (точка-тире) спектральные зависимости оптических потерь в световоде. Оптические потери в кварцевом стекле (пунктирная линия). Звёздочка – потери, измеренные с помощью He-Ne лазера на длине волны 3,39мкм. Во вставке – поперечный срез торца световода.

Потери, измеренные на длине волны 3,39мкм, составили 50дБ/км. Как видно из рисунка, потери в данном световоде на три порядка ниже материальных, что явно свидетельствует о высокой локализации света в воздушной сердцевине и слабой связи излучения с оболочкой. Так же показана сильная зависимость уровня оптических потерь от модового состава. Диаметр сердцевины световода 119мкм.

1. Anton N. Kolyadin et al. *Optics Express*, Vol. **21**, Issue 8, pp. 9514-9519 (2013)

ВО6 ПОЛУЧЕНИЕ ВЫСОКОЧИСТЫХ СТЁКОЛ СИСТЕМЫ $\text{SiO}_2\text{-GeO}_2\text{-P}_2\text{O}_5$ И СВЕТОВОДОВ НА ИХ ОСНОВЕ, ЛЕГИРОВАННЫХ ВИСМУТОМ, МЕТОДОМ MCVD.

Ф.В. Афанасьев, В.Ф. Хопин

*Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девярых,
г. Нижний Новгород*

E-mail: khopin@ihps.nnov.ru

Среди возможных вариантов составов стёкол, легированных Вi, фосфорогерманосилкатные стёкла (PGSB) обладают рядом достоинств, а именно: более низкими оптическими потерями в диапазоне 1-1.3 мкм, наличием широкополосной люминесценции с центром на 1.3 мкм, а также широкополосным усилением [1] по сравнению с другими стёклами.

Цель данной работы заключается в получении PGSB стёкол методом MCVD, используя в качестве исходного соединения трибромид висмута, и определении оптимальной концентрации оксида висмута в сердцевине материала, обладающего высокой интенсивностью люминесценции (с центром на 1.3 мкм при накачке от LD на 800 нм) и низкими оптическими потерями.

Образцы высокочистых стёкол системы $\text{SiO}_2\text{-GeO}_2\text{-P}_2\text{O}_5$, легированных висмутом, были получены по стандартной MCVD технологии. В качестве изменяемого параметра при получении заготовок была выбрана относительная концентрация ViBr_3 в исходной парогазовой смеси. Подача висмута в сердцевину контролировалась потоком инертного газа через термостатируемую ампулу, содержащую трибромид висмута. Из полученных заготовок были вытянуты многомодовые световоды.

Концентрация каждого компонента стёкла определялась методом масс-спектрокопии. Измерение распределения легирующей добавки по длине заготовок осуществлялось на специальном приборе с накачкой от лазерного диода на 800 нм. Спектры поглощения световодов, вытянутых из заготовок, были измерены в диапазоне длин волн 800-1700 нм.

Разработана методика получения высокочистых стёкол системы $\text{SiO}_2\text{-GeO}_2\text{-P}_2\text{O}_5$ и световодов на их основе, легированных висмутом, изготовленных методом MCVD, используя в качестве прекурсора ViBr_3 . Результаты указывают на то, что увеличение концентрации висмута в сердцевинах световодов приводит быстрому росту оптических потерь в диапазоне 400-1600 нм (полосы 450, 700 и 900-1400 нм). Основываясь на термодинамическом расчёте, состав висмутового активного центра может состоять из ViO , Vi и Vi_2 (которые при температурах MCVD процесса наиболее стабильны) или продуктов их взаимодействия между собой. Показано, что для получения стёкол системы $\text{SiO}_2\text{-GeO}_2\text{-P}_2\text{O}_5\text{-Vi}$ с низкими оптическими потерями и активными ИК-центрами необходимо введение висмута порядка (0,1-0,2 масс.%).

1. В. Ф. Хопин, И. А. Буфетов и др. Висмутовые волоконные лазеры и усилители, работающие в области 1.3 мкм, «Квантовая электроника», **38**, №7, (2008).

ВО7 РАДИАЦИОННОСТОЙКИЕ СВЕТОВОДЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ МЕТОДОМ MCVD

Кашайкин П.Ф.^{1,2*}, Салганский М.Ю.³, Томашук А.Л.¹, Абрамов А.Н.³,
Хопин В.Ф.³, Гурьянов А.Н.³, Нищев К.Н.², Дианов Е.М.¹

¹ Научный центр волоконной оптики РАН, г. Москва

² Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарёва, г. Саранск

³ Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Деятовых РАН,
г. Нижний Новгород

* E-mail: kpf@fo.gpi.ru

Радиационно-стойкие световоды востребованы для применений в различных областях науки и техники (космос, авиация, атомная энергетика), поэтому увеличение радиационной стойкости волоконных световодов является актуальной задачей.

Ведущие зарубежные производители увеличивают радиационную стойкость световодов путем легирования сердцевины фтором [1,2]. Преформы этих волокон изготавливаются по технологии PCVD или путем последовательного применения сразу двух технологий: VAD для синтеза сердцевины и OVD для синтеза оболочки. В России наиболее распространенной для изготовления преформ является технология MCVD. В этой технологии невозможно ввести в кварцевое стекло достаточно большое количество фтора, а кроме того в MCVD-световодах со фторированной сердцевиной возникают изгибные оптические потери. Поэтому необходимо повышать радиационную стойкость MCVD-световодов с сердцевиной из нелегированного кварцевого стекла SiO₂.

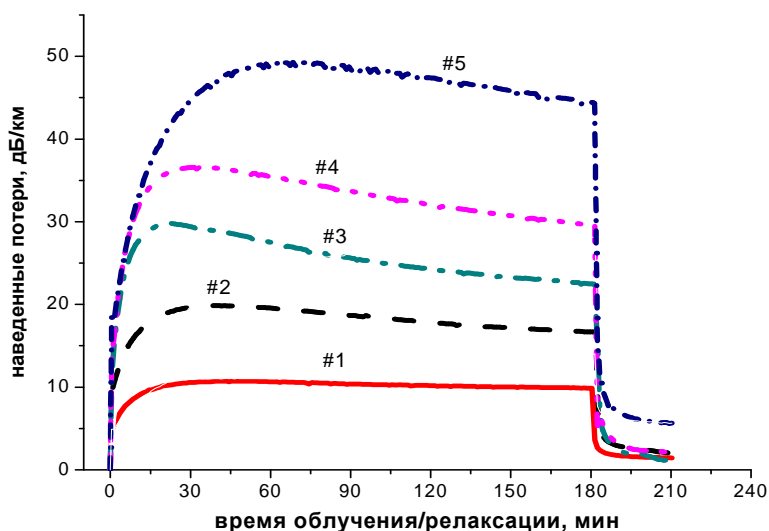


Рис. 1. Радиационно-наведенные оптические потери в световодах, изготовленных методом MCVD при различных режимах, на длине волны 1.31 мкм при мощности дозы 0,75 Гр/с. Облучение проводилось в течение 180 мин.

Оптимизацией технологических режимов удалось увеличить радиационную стойкость световодов с сердцевиной из нелегированного SiO₂ в ~5 раз (световод #1 на рис. 1). Наведенные потери составили ~ 10 дБ/км при дозе 8,1 кГр, что сравнимо с радиационной стойкостью зарубежных аналогов.

1. Aikawa K. et al., US Patent 7440673 B2, 21.10.2008.
2. Matthijsse P. et al., US Patent 7689093 B2, 30.03.2010.

ВОС ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ОПТИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ В ПОЛЫХ МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫХ СВЕТОВОДАХ С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ КРИВИЗНОЙ ГРАНИЦЫ СЕРДЦЕВИНА-ОБОЛОЧКА

Г.К. Алагашев, А.Д. Прямиков, А.С. Бирюков, А.Н. Колядин

Научный центр волоконной оптики Российской академии наук, г. Москва

E-mail: alagashevgrigory@gmail.com

Волноводные свойства полых микроструктурированных кварцевых световодов в телекоммуникационной области представляют большой практический интерес.

Мы докладываем о результатах численного анализа. Оптические потери для 8ми капиллярного модельного световода в зависимости от толщины стенок капилляров представлены на рис. 1, изгибные потери на рис. 2. Минимальная величина потерь порядка 0.02 дБ/км.

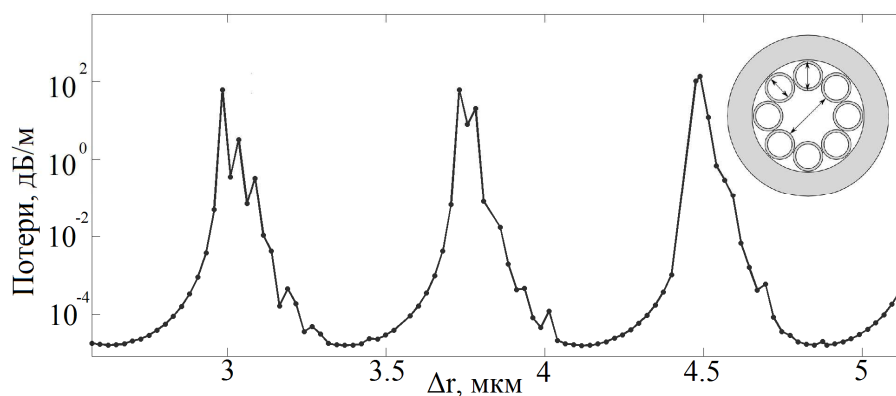


Рис. 1. Потери в 8-ми капиллярном модельном световоде

Положения центров зон пропускания определяются формулой [0]:

$$\lambda_m = \frac{4r}{2m+1} \sqrt{n^2 - 1}, m = 0, 1, \dots \quad (1)$$

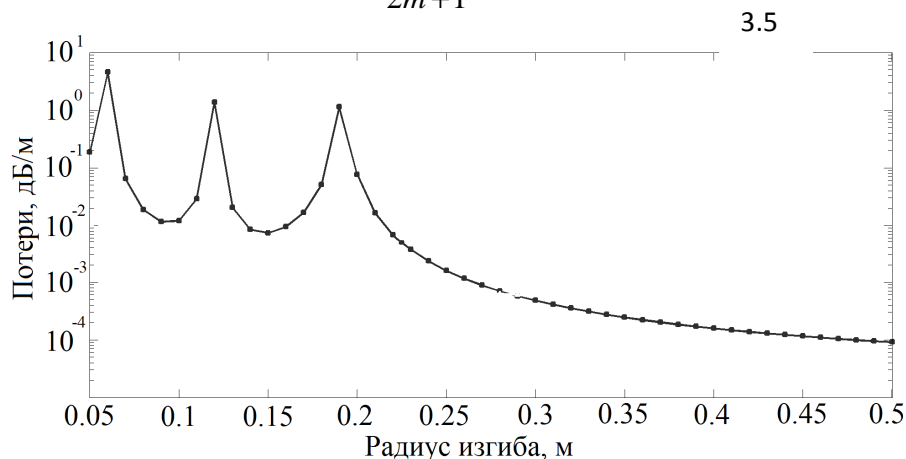


Рис. 2. Изгибные потери 8-ми капиллярного модельного световода

1. N. M. Litchinitser, A. K. Abeeeluck, C. Headley, and B. J. Eggleton, OPTICS LETTERS Vol. 27, 18 (2002).

ВО9 АНАЛИЗ ВОЛОКОННОГО КОЛЬЦЕВОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА

А.Л. Павлов, А.И. Трикшев, Ю.Н. Пырков

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

E-mail: newpavlov@gmail.com

Волоконные кольцевые интерферометры являются близким аналогом интерферометра Фабри-Перо. Обладая теми же самыми характерными чертами (высокая разрешающая способность, узкая область свободной дисперсии), кольцевой интерферометр позволяет легко наращивать длину кольца (десятки, сотни метров), тем самым достигая высочайшей разрешающей способности.

Тем не менее, при теоретическом описании [1] обычно ограничиваются простой моделью, в которой при наращивании длины кольца разрешающая способность устремляется в бесконечность. Разумеется, на практике всегда существуют ограничения сверху.

В данной работе рассмотрен один из таких ограничивающих факторов, а именно эффект потери когерентности излучения, выражающийся в первую очередь значительным снижением контрастности интерференционной картины. Получено аналитическое выражение для формы аппаратной функции интерферометра. Выполнен его анализ, сформулированы рекомендации по выбору оптимальных параметров интерферометра.

Произведена экспериментальная проверка теоретической модели посредством измерения выходного сигнала интерферометра при варьировании его параметров. Проверена достижимость оптимальных параметров установки, предсказываемых теорией (контрастность близкая к 1, параметр «тонкости» (*finesse*) на уровне 50, разрешающая способность вплоть до десятков кГц).

Показана возможность применения кольцевого волоконного интерферометра в спектроскопии лазерных источников и исследованиях модулированного оптического излучения.

1. Л.Б. Лиокумович; Волоконно-оптические интерферометрические измерения. Ч. 1. Волоконно-оптические интерферометры. СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2007. 110 с.

ВО10 ОПТИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ В ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ ПОСЛЕ γ -ОБЛУЧЕНИЯ СВЕРХВЫСОКИМИ (МЕГАГРЕЙНЫМИ) ДОЗАМИ

А.И. Султангулова^{1,2}, П.Ф.Кашайкин^{1,3}, М.Ю. Салганский⁴, А.Л. Томашук¹,
А.Н. Абрамов⁴, В.Ф. Хопин⁴, А.Н. Гурьянов⁴, Е.М. Дианов¹

¹ Научный центр волоконной оптики РАН, г. Москва

² НИЯУ МИФИ, г. Москва

³ МОРДОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ им Н. П. Огарёва,
г. Саранск

⁴ Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девятовых РАН,
г. Нижний Новгород

* E-mail: potf@list.ru

Под действием ядерного и ионизирующего излучения в волоконных световодах возникают радиационные центры окраски, поглощающие свет, распространяющейся по световоду. Этот нежелательный эффект известен как радиационно-наведенное поглощение света (РНП) в световоде.

С целью определения физических механизмов РНП и технологических путей его снижения нами исследованы спектральные зависимости оптических потерь в световодах различного химического состава, изготовленных при различных технологических режимах, после γ -облучения до сверхвысоких доз ($>1,3$ МГр). Такие дозы актуальны для применения световодов вблизи и внутри атомных реакторов. Установлено, что наибольшие оптические потери у стандартного световода для оптической связи SMF-28 с сердцевиной из кварцевого стекла, легированного германием (рис. 1). Устранение германия из состава стекла световодов 2-7, сердцевина которых выполнена из нелегированного (2-4, 7) или легированного фтором (5, 6) кварцевого стекла, позволило снизить РНП в $\sim 3-7$ раз.

Сделаны рекомендации по оптимизации световодов с целью дальнейшего снижения РНП при сверхвысоких дозах. Промежуточные результаты оптимизации демонстрирует световод 7 с минимальным РНП.

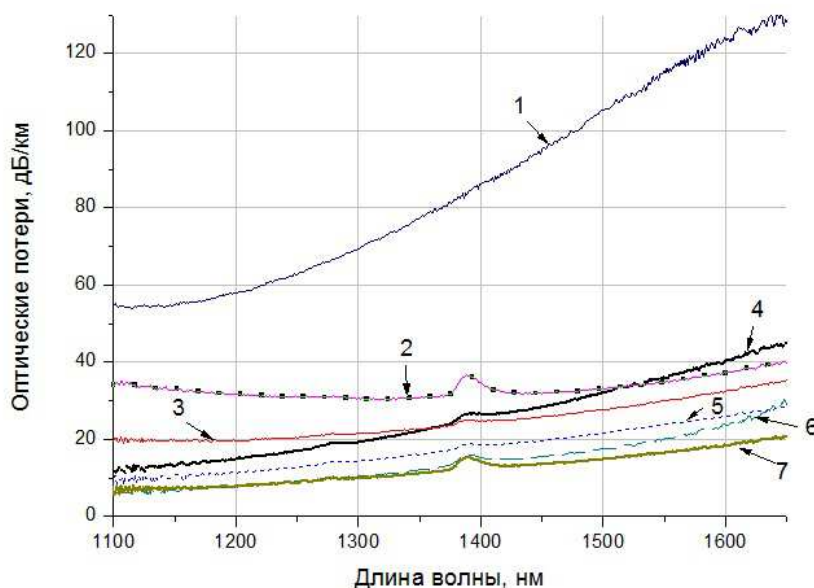


Рис. 1. Спектральные зависимости оптических потерь в различных световодах после γ -облучения до дозы 1,31 МГр. 1-стандартный световод для оптической связи SMF-28. 2-7 – экспериментальные световоды с повышенной радиационной стойкостью. 7 – световод с нелегированной сердцевиной и малым содержанием хлора.

ВО11 СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН ИЗ СТЕКЛА С НАНОКРИСТАЛЛАМИ СУЛЬФИДА СВИНЦА

З.Маргушев¹, К.Бжеумихов¹, Д.Крушке²

¹*Институт информатики и проблем регионального управления
Кабардино-Балкарского научного центра РАН, г. Нальчик*

²*Institut für angewandte Photonik e.V., Berlin, Germany*

E-mail: zmargush@ya.ru

Представлены результаты по изготовлению и исследованию оптических свойств боросиликатного стекла с нанокристаллами (НК) PbS, выполненные в форме оптического волокна на основе измерения спектров поглощения и фотолюминесценции (ФЛ)[1]. Экспериментальные образцы изготовлены методом перетяжки предварительно упакованных стержней и капилляров в подобие меньшего размера (stack and draw). Центральная рабочая часть волокна состоит из сплошной светопроводящей сердцевины, окруженная тремя стержнями из боросиликатного стекла с содержанием PbS (рис.1).

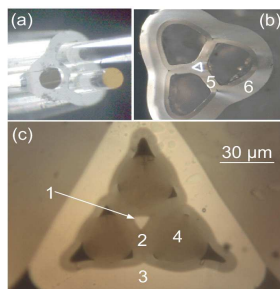


Рис.1. Изображения поперечного сечения волокна на этапах изготовления (а-с) .

Ввиду особенности технологии перетяжки, формирование и рост НК в волокне в отличие от [2] происходят в градиентной печи. Воздействие температуры и режимов перетяжки (скорость ввода заготовки в 3-х зонную печь и скорость его вытяжки) на рост кристаллов PbS в изготовленных образцах анализированы в дальнейшем путем накачки излучения Ti:Sa лазера (800нм) в светопроводящую сердцевину и измерения спектров ФЛ от НК в диапазоне 500-1700нм. Показаны возможности управления шириной спектра ФЛ, путем дополнительного термического отжига волокон в градиентной вертикальной печи (от 190 до 320 нм). Приведены экспериментальные результаты исследования влияния мощности накачки, геометрических размеров сердцевины волокна, а также окружающих ее сплошных стержней с НК на интенсивность и форму спектров ФЛ. Полученные результаты могут стать основой для разработки широкополосных волоконных лазерных усилителей ИК-диапазона.

1. D.Kruschke, K.Bzheumikhov, Z.Margushev et al., OPTICS EXPRESS, **21**, 2287(2013).

2. И.П.Алексеева, О.В.Атонен, В.В.Голубков и др., Физика и химия стекла, **33**, 3(2007).

ВР1 ИССЛЕДОВАНИЕ ОСНОВНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СПЕЦИАЛЬНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СВЕТОВОДОВ, АКТИВИРОВАННЫХ Yb^{3+} , Tm^{3+} , Er^{3+} , Ho^{3+}

И.А. Волков¹, К.Н. Нищев¹, А.С. Курков²

¹*Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск*

²*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва*

E-mail: igor-volkov-90@bk.ru

Измерение оптических характеристик оптических волокон является неотъемлемой частью процесса их производства. Оптические параметры волоконного световода (длина волны отсечки, диаметр поля моды, коэффициенты поглощения накачки и сигнала) определяют длину отрезка активного волокна в лазере или усилителе, оптические потери при сварке с другими элементами схемы, изгибные потери. В докладе сообщается о результатах работ по освоению методик измерения оптических характеристик специальных волоконных световодов, активированных ионами Yb^{3+} , Tm^{3+} , Er^{3+} , Ho^{3+} .

Синтез преформ волоконных световодов осуществлялся методом MCVD с легированием РЗМ из раствора.

Методики измерения оптических параметров исследуемых волоконных световодов были реализованы с использованием спектроанализатора Yokogawa AQ6370C и автоматизированной системы для анализа оптических волокон 2200 фирмы Photon Kinetics.

Оптические характеристики световодов определялись по спектрам пропускания короткого отрезка волокна и методом переменной апертуры в дальнем поле. Спектры пропускания регистрировались в интервале длин волн от 600 нм до 1700 нм. По спектрам пропускания определялись пики поглощения ионов редкоземельных металлов, длина волны отсечки первой моды и ширина полосы поглощения в спектрах, соответствующая областям оптических переходов РЗМ.

Концентрация активной примеси N в сердцевине световодов определялась по формуле:

$$N = \frac{a}{\sigma_a P}$$

где a – максимальная величина поглощения, σ_a – сечение поглощения иона РЗМ, P – доля мощности в сердцевине [1].

Измерение диаметра поля моды осуществлялось методом переменной апертуры в дальнем поле на длинах волн 1310 нм и 1550 нм. По полученным значениям строилось угловое распределение интенсивности, из которого определялось значение диаметра поля моды методами Гаусса и Петермана II.

1. А.С.Курков. Волоконные лазеры: принципы построения и основные свойств. Ульяновск, 2012г.

ВР2 ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ АТОМНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ И СЕЛЕКТИВНОГО ХИМИЧЕСКОГО ТРАВЛЕНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МИКРОСТРУКТУРЫ ТелЛУРИТНЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ

М.В. Вилкова¹, В.В. Дорофеев², А.Ф. Косолапов³, В.П. Мишкин¹,
К.Н. Нищев¹, Е.Н. Ускова¹

¹*Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск*

²*Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Десятых РАН,
г. Нижний Новгород*

³*Научный центр волоконной оптики РАН, г. Москва*

Теллуритные стёкла обладают рядом физических свойств, привлекательных для оптоэлектроники и волоконной оптики. Они имеют широкое окно пропускания электромагнитного излучения, высокий показатель преломления, высокую нелинейность оптических свойств, обладают хорошей химической стабильностью и высокой механической прочностью. Недостатком теллуритных стекол является высокий уровень оптических потерь, что существенно ограничивает широкое применение волоконных световодов, изготовленных из данных стекол. Причинами низкого пропускания теллуритных стекол являются микронеоднородности, возникающие в процессе варки стекла, наличие примесей ионов 3d-переходных и редкоземельных элементов, обладающих значительным поглощением в видимой и ближней ИК-областях спектра, значительное поглощение излучения ОН-группами.

В докладе сообщается о разработке авторами методики исследования особенностей микроструктуры теллуритных волоконных световодов с использованием атомно-силовой микроскопии (АСМ) в сочетании с селективным химическим травлением. С применением данной методики авторами изучены этапы формирования рельефа поверхности в процессе селективного химического травления теллуритных световодов, проведен сравнительный анализ микроструктуры теллуритных волоконных световодов с различным содержанием ОН-групп, изучено влияние отжига на изменение состава и структуры теллуритных волоконных световодов.

В результате проведенных исследований установлена связь между шероховатостью поверхности торцов исследуемых световодов с концентрацией ОН-групп в объёме световода и ее изменением в процессе травления и термической обработки.

Показано, что чистота исходных оксидов существенным образом влияет на распределение микронеоднородностей в теллуритных световодах.

Установлено, что применение при изготовлении теллуритных волоконных световодов метода монолитной преформы позволяет получать световоды с меньшим содержанием структурных дефектов по сравнению со световодами, преформы которых изготовлены методами "штабик-в-трубке" и методом двойного тигля.

НОВЫЕ ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

**СЛ1 ИССЛЕДОВАНИЕ КАЧЕСТВА КРИСТАЛЛОВ
С РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫМИ ИОНАМИ МЕТОДОМ
ФУРЬЕ-СПЕКТРОСКОПИИ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ**

М.Н. Попова

*Институт спектроскопии Российской Академии Наук, г. Троицк
E-mail: popova@isan.troitsk.ru*

Эта лекция в какой-то степени является продолжением моей прошлогодней лекции на нашей школе-конференции, она называлась «Редкоземельный спектроскопический зонд в исследовании кристаллической и магнитной структуры». На сей раз, я расскажу о прикладных приложениях метода редкоземельного (РЗ) зондирования, с использованием фурье-спектроскопии высокого разрешения.

Спектры РЗ ионов в кристаллах в диапазонах от далекого инфракрасного до ультрафиолетового (УФ) обусловлены оптическими переходами внутри $4f$ электронной оболочки, экранированной от внешних воздействий заполненными $5s$ и $5p$ оболочками, и состоят из множества узких линий. Регистрация таких спектров с помощью фурье-спектрометра, а не решеточного спектрометра дает огромный выигрыш в чувствительности, разрешении, точности шкалы волновых чисел. Будут рассмотрены три примера использования фурье-спектроскопии высокого разрешения для исследования качества кристаллов с РЗ ионами.

Первый из них касается детектирования напряжений и деформаций в кристалле путем исследования расщеплений спектральных линий РЗ иона. Мы показали, что, в частности, случайные деформации решетки приводят к специфической асимметричной форме компонент расщепленной линии. Моделирование экспериментальных спектров на базе разработанной теории позволяет количественно оценить напряжения в кристалле [1,2]. Такие исследования нужны, в частности, при оценке качества кристаллов для квантовой памяти.

Другой пример связан с исследованием посторонних примесей в кристаллах, выращиваемых раствор-расплавным методом. Предлагается, в частности, экспресс-метод определения примеси молибдена в нелинейных лазерных кристаллах YAB, мешающей преобразованию частот в УФ область [3-5]. Третий пример показывает роль высокого разрешения при нахождении концентрации неконтролируемых примесей РЗ ионов на уровне ppm.

Я благодарю соавторов работ [1-5]. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 13-02-01091).

1. S. A. Klimin, D. S. Pytalev, M. N. Popova et al., Phys. Rev. B 81, 045113 (2010).
2. B. Z. Malkin, D. S. Pytalev, M. N. Popova et al, Phys Rev B 86, 134110 (2012).
3. M.N. Popova, K.N. Boldyrev et al., J. Phys.: Condens. Matter 20, 455210 (2008).

4. K. Boldyrev; M. Popova, M. Bettinelli, *Quantum Electronics* 41, 120 (2011).
5. K.N. Boldyrev, M.N. Popova, M. Bettinelli et al., *Opt. Materials* 34, 1885 (2012).

CL2 КВАНТОВАНИЕ НАНО-, МИКРО- И МАКРООБЪЕКТОВ

П.П. Федоров

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

E-mail: ppf@lst.gpi.ru

Процессы квантования традиционно связываются с объектами микромира (в традиционной терминологии), подчиняющимся законам квантовой механики. Однако существует огромное количество фактов, свидетельствующих о существовании определенных наиболее вероятных уровней в распределении частиц по размерам независимо от их величины, что наталкивают на мысль о дискретном энергетическом спектре ансамблей частиц.

Согласно [1], в диапазоне масштабов: 10^{-3} - 10^8 м размеры кусков любого твердого материала (отдельности горных пород, размеры горной массы в карьерах, материал, разрушенный реологическим взрывом, измельченный торф, глобулы кварцевого стекла, величины тел Солнечной системы) неравновероятны. Преимущественные размеры образуют последовательность, приблизительно подчиняющиеся геометрической прогрессии: $(L_{i+1})/L_i = k$; $2 < k < 5$; $k \approx 3.5$. При этом квантуется и характерная частота упругих колебаний: $f_i \approx 1/L_i$

Большое количество примеров такого рода появилось в связи с развитием нанотехнологии. В процессах массовой кристаллизации регулярно наблюдается ступенчатое изменение размера образующихся частиц [2 - 3]. То же самое имеет место и в процессах диспергирования. Частным случаем, действующим в диапазоне 10^{-9} – 10^{-3} м, является механизм образования кристаллов путем когерентного сращивания частиц. Он реализуется в холодных процессах при температуре $T = (0.2 \div 0.5) T_{пл}$. [4].

Квантовые эффекты при механической обработке твердых тел описаны в [5].

Традиционно такие процессы трактуются как явления самоорганизации, что, однако, является только словесным манипулированием, но не объяснением. Возможны два (связанных) объяснения наблюдаемых явлений: систематическое образование фрактальных структур в различных процессах, а также описание систем дифференциальными уравнениями с дискретными решениями.

Примером фрактального описания процессов является хорошо известный закон дробление крупных тел Кирпичева-Кика (1885): дробление твердого материала при достижении определенного значения напряжения происходит сразу с образованием частиц одного класса независимо от исходного размера объекта измельчения.

Попытки описания поведения ансамблей частиц и периодических физико-химических процессов статистическими уравнениями типа уравнения Шредингера делались давно [6-8], причем отмечалось аналогия уравнений статистики и квантовой механики. Многочисленные

эксперименты продемонстрировали выполнение соотношения типа $\lambda v = \text{const}$, где λ - характерная длина, v – скорость диффузии, которое соответствует уравнению де Бройля, описывающему «волны материи». Понятие «волны диффузии» было введено еще Ледюком [9]. Характерным отличием поведения нано- микро- и макросистем от квантовой механики является отсутствие универсальной постоянной типа постоянной Планка.

1. М.А. Садовский, Л.Г. Болховитинов, В.Ф. Писаренко. 2. Деформирование геофизической среды и сейсмический процесс. М.: Наука, 1987.
3. П.П. Федоров, В.В. Воронов, В.К. Иванов и др. *Росс. нанотехнологии*, 2010, **5**, 37.
4. P.P. Fedorov, A.A. Luginina, S.V. Kuznetsov, V.V. Osiko. *J. Fluorine Chem.* 2011, **132**, 1012.
5. П.П. Федоров, В.К. Иванов *Докл. РАН*. 2011. Т. 437. № 4. С.468-471
6. А.В. Шубников. *Труды Ломоносовск. ин-та геохим., кристаллогр., и минерал. Кристаллогр.* сер., 1936, вып. 8, 23-44.
7. R. Furth. *Z. Physik*, 1933, **81**, 143.
8. J.A. Christiansen, I. Wulff. *Z. Phys. Chem.*, В, 1934, **26**, 187-194.
9. Ф.М. Шемякин, П.Ф. Михалев. Физико-химические периодические процессы. Изд. АН СССР, 1938, 184 с.
10. S. Leduc. *Theorie phisico-chimique de la vie et generations spontanies.* Paris, 1910. 202p.

СЛЗ СПИНОВЫЕ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИЕ ДИОДЫ НА ОСНОВЕ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ (A³,MN)B⁵

М.В. Дорохин, Ю.А. Данилов, Е.И. Малышева, А.В. Здравейщев
*Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского
государственного университета им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород*
E-mail: dorokhin@nifti.unn.ru

Введение

В настоящее время работа электронных приборов основана на принципах передачи, обработки и хранения информации. В «классической» микроэлектронике эти основные функции аппаратуры реализуются за счёт заряда электрона. Для управления зарядами формируются электрические схемы, работающие по законам теории цепей. Увеличение быстродействия и производительности любого электронного прибора достигается за счёт уменьшения размеров элементов электрических цепей. Это неизбежно приводит к увеличению числа элементов в микросхеме, повышению энергопотребления и снижению надёжности. Кроме того, существует ограничение на минимальный размер элементов электрической цепи, связанное с атомными размерами. В настоящий момент размеры элементов микросхем находятся вблизи минимального уровня [1-3].

В то же время известен ряд альтернатив «классической» микроэлектронике, в частности – спиновая электроника или спинтроника. Спинтроника – один из разделов функциональной микроэлектроники. Спинтроника занимается изучением физических явлений, связанных с наличием у электрона квантово-механической характеристики – спина. Каждый электрон в твёрдом теле имеет спин, который может принимать только 2 значения: $+1/2$ или $-1/2$ [4, 5]. Эти значения могут соответствовать логическому «0» и «1» и, таким образом, переносить информацию в виде двоичного кода. Также спинтроника занимается построением приборов, которые выполняют основные функции электронной аппаратуры (передача, обработка и хранение информации) за счёт использования физических явлений, связанных со спином электрона.

Одной из главных функций спиновой электроники является передача информации посредством спина. Эта функция может быть реализована с помощью спинового светоизлучающего диода (ССИД) [6]. Спиновый светоизлучающий диод испускает циркулярно-поляризованный свет, знак и степень поляризации которого зависят от спина рекомбинирующих носителей и могут контролируемо управляться, например, внешним магнитным полем. В фотоприёмнике - детекторе циркулярно-поляризованного излучения - формируемый светом сигнал зависит от знака и степени поляризации излучения, облучающего детектор [7]. Существенная особенность оптоэлектронных устройств заключается в том, что элементы в них оптически связаны, а электрически изолированы друг от друга. При этом решается задача уменьшения числа паразитных связей между элементами микросхем и повышения быстродействия. Кроме того, в приборе такого типа

может быть заложена потенциальная возможность шифрования информации [8]. Ниже рассмотрены основные принципы построения ССИД, материалы и технология их формирования.

Свойства спиновых светоизлучающих диодов

Основа функционирования спиновых светоизлучающих диодов – использование собственного момента количества движения электрона (спина) для кодирования, передачи и хранения информации. Спин измеряется в единицах \hbar и равен $J\hbar$, где J – характерное для каждого сорта частиц целое (в том числе нулевое) или полуцелое положительное число – т.н. называемое спиновое квантовое число (или просто спин). Электроны обладают полуцелым спином ($J = 1/2$). Проекция спина на любое фиксированное направление в пространстве может принимать значения $-J, -J+1, \dots, +J$. Т.о., частица со спином J может находиться в $2J+1$ спиновых состояниях (при $J = 1/2$ – в двух состояниях), что эквивалентно наличию у нее дополнительной внутренней степени свободы [4,9]. Система носителей заряда с одинаковым значением спина называется поляризованной по спину, носители заряда в указанной системе называются спин-поляризованными носителями. В спиновых светоизлучающих диодах спин-поляризованные электроны (или дырки) инжектируются в активную область, где они излучательно рекомбинируют с неполяризованными дырками (или электронами) с эмиссией преимущественно право- или лево- циркулярно-поляризованного света. Реализация спинтронного прибора включает в себя 4 основных процесса: спиновую инжекцию, спиновый транспорт, манипуляцию спином и детектирование спина.

Спиновый СИД (рис.1) включает, как правило, следующие элементы [8]: (а) ферромагнитный инжектор, который осуществляет поляризацию спинов носителей тока; (б) спейсерный слой, где спин-поляризованные носители перемещаются путем дрейфа и диффузии из ферромагнитного инжектора; (в) активную область прибора, которая типично состоит из одного или многих слоев квантовых ям (КЯ) [10,11] или квантовых точек (КТ) [12] и где в течение среднего времени жизни спин-поляризованные носители рекомбинируют излучательно с неполяризованными носителями; (г) проводящую подложку, на которой выращивается рабочая гетероструктура; (д) базовый немагнитный омический контакт, который осуществляет инжекцию неполяризованных носителей в активную область; (е) электрическую схему, которая включает источник тока или напряжения и реализует определенный режим смещения на инжекторе по отношению к базовому контакту; (ж) источник магнитного поля. Электрическая спиновая инжекция в неферромагнитные полупроводники требует, прежде всего, источника спин-поляризованных носителей. В качестве такового, в принципе, может быть использован достаточно большой набор ферромагнитных или парамагнитных материалов [8]. Под действием магнитного поля подзоны для носителей «спин-вверх» и «спин-вниз» расщепляются, создавая спиновую поляризацию электронов. Электрический

ток, инжектируемый из этих магнитных слоев, будет обнаруживать результирующую спиновую поляризацию.

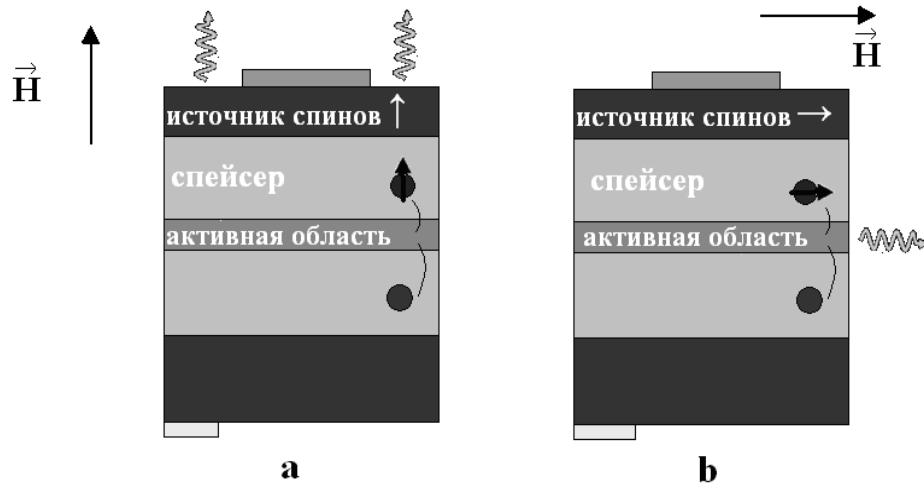


Рис.1.Схематическое представление спинового СИД при введении магнитного поля (a) перпендикулярно поверхности (геометрии Фарадея), параллельно поверхности (b) (геометрии Фойхта).

Для обеспечения условий спиновой инжекции, представляющих практический интерес, необходимо выполнить некоторые требования к свойствам магнитного инжектора. Наиболее важные требования к материалу включают:

- 1) достаточно высокую температуру Кюри (T_C). Температура Кюри – это температура фазового перехода, при котором материал переходит из ферромагнитного состояния в парамагнитное;
- 2) достаточно высокую степень спиновой поляризации носителей;
- 3) достаточно высокое значение остаточной намагниченности. Это требование связано с возможностью сохранения эффективной спиновой инжекции при выключении внешнего магнитного поля.

В настоящее время в литературе рассматривается три основных варианта спинового инжектора: (1) ферромагнитные металлические тонкопленочные туннельные или Шоттки барьерные контакты [6,11]; (2) разбавленные магнитные полупроводники (РМП) [13]; и (3) полуметаллические ферромагнетики как контакты со 100 %-ной спиновой поляризацией [14].

Ферромагнитные металлы. Возможность спиновой инжекции из ферромагнитных металлов рассмотрена в большом количестве публикаций. Одним из основных преимуществ ферромагнитного металлического инжектора является высокая температура Кюри. Так, температура фазового перехода ферромагнетик/парамагнетик для Ni составляет 631 К, для Co – 1604 К, для Fe – 1143 К [15]. Также к преимуществам ферромагнитного металла можно отнести большие намагниченности насыщения, низкие коэрцитивные поля и хорошо развитую технологию изготовления [16]. К недостаткам металлических инжекторов можно отнести затруднения эффективной инжекции, связанные с проблемой так называемого

«рассогласования проводимостей» между слоем металла и полупроводником [6], неидеальностью границ раздела.

Разбавленные магнитные полупроводники. Разбавленными магнитными полупроводниками называют полупроводники, легированные магнитными примесями (обычно 3d переходными металлами), и поэтому объединяющие магнитные и полупроводниковые свойства [9]. В настоящее время считается, что ферромагнетизм в РМП обусловлен обменным взаимодействием между свободными дырками и ионами Mn. Температура Кюри РМП увеличивается с ростом произведения концентрации Mn на плотность дырок (это показано вычислениями по теории среднего поля [17]). Эталонным РМП является (Ga,Mn)As, в котором двухвалентные атомы Mn замещают трехвалентные атомы Ga, что приводит к появлению дырки в валентной зоне и локализованного магнитного момента.

Полуметаллические соединения MnB^5 . В полуметаллических ферромагнетиках одна из спиновых подзон – обычно подзона «спин-вверх» - имеет металлическую плотность состояний, тогда как уровень Ферми попадает в область запрещённых энергий другой подзоны («спин-вниз»). Эта специфическая особенность может в идеале приводить к 100 %-ной спин-поляризованной плотности электронов на уровне Ферми. Таким образом, полуметаллические ферромагнетики являются идеальными спиновыми инжекторами, поскольку они переносят ток, состоящий только из одной спиновой ориентации при умеренных напряжениях [14].

Спейсерный слой между ферромагнитным инжектором и активной областью (*b*) служит для того, чтобы пространственно разделить области с существенно различающимися рекомбинационными характеристиками материалов и защитить активную область, к которой предъявляются очень высокие требования с точки зрения содержания дефектов кристаллической структуры, от проникновения атомов переходных элементов, входящих в состав инжектора. Обычно материалом спейсерного слоя служит нелегированный (или слаболегированный) GaAs. В ССИД спин-поляризованные носители, инжектированные в спейсер, должны максимально сохранять ориентацию спинов до момента, когда они излучательно рекомбинируют в активной области. В противоположность когерентному спиновому транспорту имеются три механизма спиновой релаксации, которые уменьшают спиновую поляризацию носителей по мере их переноса [4].

Процесс Эллиотта-Яфета возникает из-за спин-орбитального взаимодействия, индуцированного ионами решетки первичного кристалла. Когда электрон рассеивается и изменяется его орбитальный момент, существует вероятность переворота спина. Примеси и другие дефекты, а также фононы могут индуцировать переходы между «спин-вверх» и «спин-вниз» состояниями посредством спин-орбитального взаимодействия, что приводит к снижению времени спиновой релаксации.

Процесс спиновой релаксации Дьяконова-Переля проявляет себя в полупроводниках, в которых отсутствует инверсионная симметрия, например, в GaAs. Подвижные электроны испытывают действие эффективного магнитного поля, чья величина и ориентация зависят от спина электрона. Спиновая прецессия вокруг этого магнитного поля приводит к спиновой релаксации ДП.

Процесс Бира-Аронова-Пикуса возникает из-за электрон-дырочных обменных взаимодействий и является важным механизмом релаксации для электронов в *p*-легированных полупроводниках.

В слаболегированном GaAs длина спиновой релаксации электронов (L_{se}) может достигать нескольких микрометров [9], а длина спиновой релаксации дырок $L_{sp} \approx 80$ нм при 1.5 К [18].

В активной области ССИД (ϵ) происходит формирование циркулярно-поляризованного излучения в результате рекомбинации спин-ориентированных носителей. Оптические переходы с участием спин-поляризованных носителей (электронов или дырок) подчиняются правилам отбора, схематически представленным на рис.2 [6].

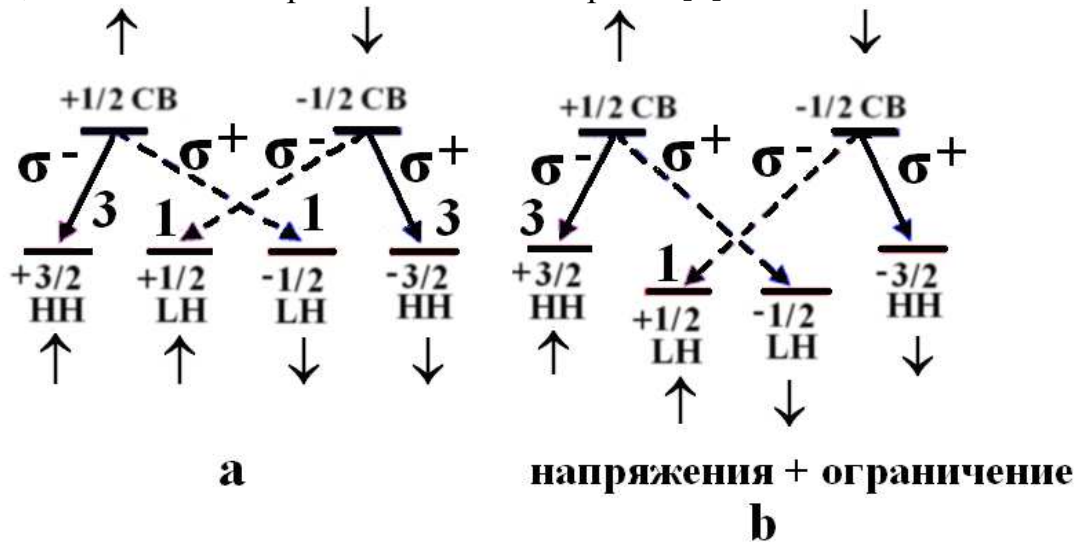


Рис.2. Допустимые излучательные переходы и соответствующая оптическая поляризация для случаев (а) объемного материала с вырожденными зонами тяжелых и легких дырок и (б) квантовой ямы, в которой эпитаксиальные напряжения и квантовое ограничение сняли вырождение зон тяжелых и легких дырок. Цифрами обозначены относительные вероятности переходов .

Согласно этим правилам, в твёрдом теле разрешены переходы, при которых проекция момента количества движения изменяется на $+1$ или -1 . Спин $+1$ или -1 передаётся испускаемому фотону, электромагнитная волна, которая ему соответствует, будет поляризована по правому (в случае -1) или по левому (для $+1$) кругу. В общем случае в рекомбинационном излучении присутствуют обе компоненты поляризации. В том случае, если в результате электрической инжекции в активной области рекомбинируют поляризованные по спину электроны (или дырки) в спектре электролюминесценции преобладает либо право-, либо лево-поляризованное

излучение – люминесценция становится частично циркулярно-поляризованной (или эллиптически поляризованной) [4, 6]. Количественной характеристикой частично циркулярно-поляризованного излучения является степень циркулярной поляризации (P_{EL}), определяемая формулой (1):

$$P_{EL} = (I^+ - I^-) / (I^+ + I^-) \quad (1)$$

где $I^{+(-)}$ – интенсивности лево(право)-поляризованного света. Значение P_{EL} определяется тем, какие переходы вовлечены в процессы рекомбинации. Относительные вероятности переходов показаны на рис.2. Например, в случае 100 % спиновой поляризации электронов, с учётом отличия вероятностей переходов с участием тяжёлых и лёгких дырок, значение степени поляризации $P_{EL} = 0,5$.

В случае, когда активная область выполнена в виде КЯ, то вследствие квантового ограничения и, возможно, эпитаксиальных напряжений вырождение (в центре зоны) между валентными зонами тяжелых и легких дырок снимается [19]. Для напряженно сжатых квантовых ям $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}/\text{GaAs}$ зона тяжелых дырок энергетически выше, чем зона легких дырок. Таким образом, состояния легких дырок могут не учитываться. В этом случае достижима полностью циркулярно-поляризованная эмиссия ($P_{EL} = 1$).

Экспериментальная реализация ССИД с инжектором (A^3, Mn) B^5

Спиновые светодиоды могут быть классифицированы по виду ферромагнитного инжектора. Материал инжектора, как правило, определяет условия эффективной инжекции спин-поляризованных носителей и, таким образом, остальную конфигурацию прибора [20]. В настоящей работе рассмотрены свойства инжекторов (A^3, Mn) B^5 . Основными преимуществами указанного материала являются высокая совместимость со светоизлучающими диодами на основе GaAs, а также сравнительная простота технологии [20,21] (в отличие от (Ga,Mn)As, коммерческие ССИД с металлическим инжектором FeTb/MgO/GaAs изготавливаются комплексным методом молекулярно-лучевой эпитаксии и магнетронного распыления [22]).

На рис.3 показана схема встраивания атомов Mn в подрешётку материала A^3B^5 на примере (Ga,Mn)As [8]. Основным механизмом ферромагнетизма является взаимодействие ионов Mn в материале посредством свободных, либо связанных дырок. Важнейшим условием эффективного взаимодействия является встраивание ионов Mn в подрешётку Ga. Из-за низкой твердотельной растворимости переходных металлов в полупроводниках A^3B^5 РМП традиционно изготавливаются путем низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксии (НТ-МЛЭ), чтобы ввести примесь с концентрацией порядка 10^{20} см^{-3} , для которой обычно наблюдается ферромагнитное поведение [23]. Эпитаксия монокристаллических пленок $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ с $x = 0.01 - 0.08$ требует температур выращивания в диапазоне 210 - 280°C, чтобы подавить поверхностную и фазовую сегрегацию Mn. Однако такие низкие температуры эпитаксии являются причиной формирования точечных дефектов (главным образом, As_{Ga} и Mn_i) с достаточно высокими концентрациями. Эти дефекты являются

двойными донорами и поэтому компенсируют дырочную проводимость, что отрицательно влияет на максимально достижимую температуру Кюри и намагниченность насыщения в этих материалах [8].

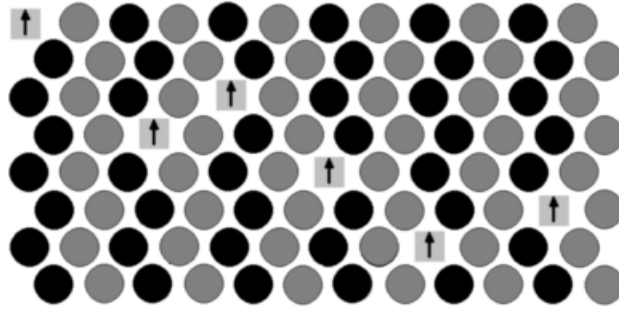


Рис.3. Магнитный полупроводник (Ga,Mn)As: атомы Mn (изображены условно в виде квадратов) действуют как акцепторы (поставляя свободные дырки), а также представляют собой магнитные моменты вследствие наличия незаполненной 3d оболочки. Атомы Ga показаны чёрными кружками, а атомы As – серыми.

Для повышения температуры Кюри используют различные приёмы, такие, как постростовый отжиг [23], дополнительное легирование акцепторной примесью [24], изменение вида упругих напряжений плёнки GaMnAs [25]. Отметим эксперименты по формированию слоёв ферромагнитных полупроводников методом газовой эпитаксии [21].

Недостатками инжектора (Ga,Mn)As являются низкие значения температуры Кюри, а также дырочная проводимость, обуславливающая функционирование приборов за счёт спин-поляризованных дырок. На рис.4 показана температурная зависимость для $Ga_{1-x}Mn_xAs$ различных составов ($x = 0.02 - 0.05$) с их температурами Кюри.

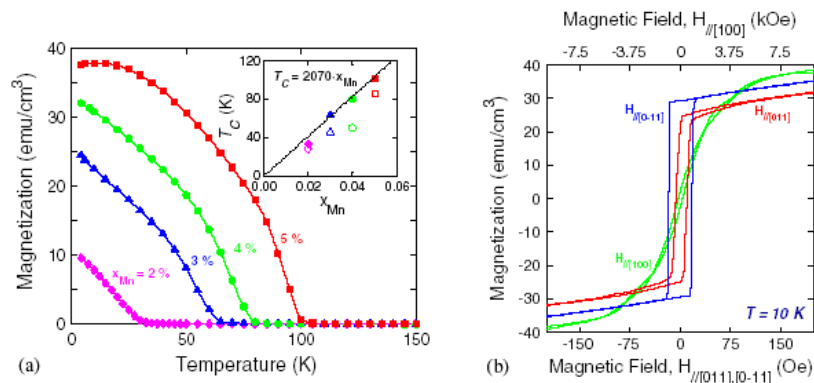


Рис.4. (a) Температурная зависимость намагниченности для 0.1 мкм слоев $Ga_{1-x}Mn_xAs$; вставка показывает температуру Кюри (T_C) в зависимости от содержания Mn. (b) Кривая намагниченности для 0.1 мкм слоя $Ga_{0.96}Mn_{0.04}As$ с магнитным полем, приложенным вдоль различных направлений.

Можно видеть, что температура Кюри увеличивается линейно с концентрацией Mn, достигая максимального значения 102 К в слое с содержанием Mn около 5 ат.%. Рекордное значение температуры Кюри для (Ga,Mn)As составило 173 К [8,9]. Отметим, что большинство ССИД используют инжектор вида (Ga,Mn)As, поскольку для него характерны

наиболее высокие температуры Кюри материалов $(\text{A}^3, \text{Mn})\text{B}^5$. Альтернативные виды инжектора рассмотрены в работе [8].

Наиболее распространённый вид конфигурации прибора [13] представляет собой квантовую яму $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ (или $\text{GaAs}/\text{InGaAs}$) и ферромагнитный инжектор $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$. Наиболее успешные варианты ССИД изготовлены методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Недостаток слоёв $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$, связанный с дырочной проводимостью может быть устранён путём выбора геометрии прибора. Поскольку время спиновой релаксации дырок на два порядка меньше, чем электронов, построение ССИД на основе $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$ сопряжено с меньшей эффективностью спиновой инжекции (меньшей степенью поляризации) [4]. В работах [13,26] методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) были изготовлены ССИД с туннельным барьером, образованным обратным смещением гетероперехода $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As} (\text{p})/\text{n}^{++}\text{GaAs}/\text{n}^+\text{AlGaAs}$. Такая конфигурация обеспечила инжекцию спин-поляризованных связанных электронов из валентной зоны GaMnAs в зону проводимости n-AlGaAs . Согласно [2], использование инжекции электронов позволяет уменьшить потери на спиновое рассеяние и повысить степень циркулярной поляризации при одинаковых условиях эксперимента.

В работе [27] показана возможность применения более дешёвого и производительного (по сравнению с МЛЭ) метода газофазной эпитаксии для создания ССИД. Сравнительно высокое значение степени циркулярной поляризации было достигнуто путём формирования взаимодействующих близкорасположенных квантовой ямы $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ и дельта $\langle \text{Mn} \rangle$ -легированного слоя [28]. Гибридные ферромагнитные полупроводниковые структуры, состоящие из взаимосвязанных наноразмерного полупроводника и ферромагнетика, были предложены в [29]. Взаимодействие носителей в наноразмерных областях с ферромагнетиком приводит к их спиновой поляризации и, как результат, к циркулярной поляризации рекомбинационного излучения. Для снижения температуры выращивания при росте слоёв $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$ в [28] применялось лазерное распыление. Буферный n-GaAs слой, квантовая яма и спейсер GaAs (1-10 нм) выращивались при температуре 600°C . Затем дельта $\langle \text{Mn} \rangle$ -легированный слой и 40 нм покровный GaAs были выращены в том же реакторе при 400°C посредством лазерного распыления Mn и GaAs мишеней.

При введении диодов в магнитное поле электролюминесценция описанных выше структур становится циркулярно-поляризованной (рис.5b). Значение степени циркулярной поляризации зависит от параметров структур, максимальное значение составило 0,13 в магнитном поле 0,3 Тл при температуре 10 К (рис.5с). Измерения циркулярной поляризации ЭЛ хорошо коррелируют с магнитотранспортными исследованиями, проведёнными в [30]. При увеличении температуры измерений и при приближении к точке Кюри (40 К из исследований [29]) значение P_{EL} существенно снижается.

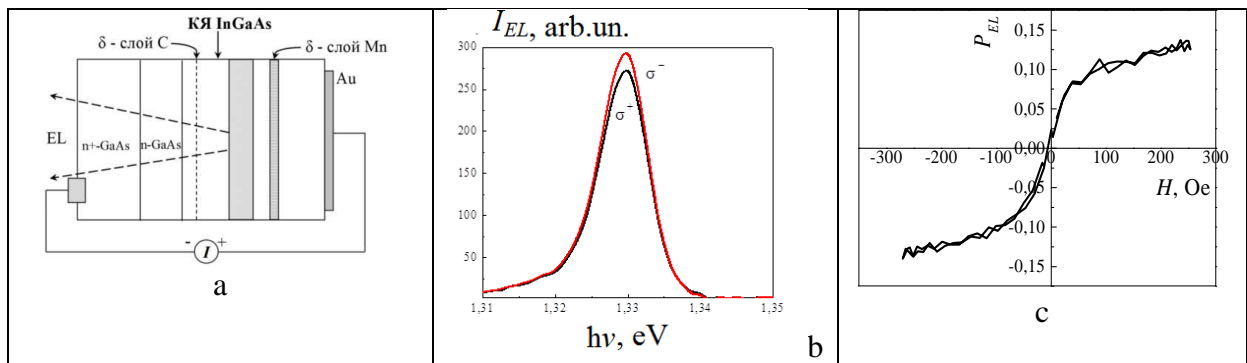


Рис.5. (а) Схема ССИД на основе дельта<Mn>-слоя; (b) Спектры ЭЛ ССИД, измеренные при 10 К в магнитном поле 0,3 Тл; (с) Зависимость степени циркулярной поляризации ЭЛ, рассчитанной по формуле (1) от магнитного поля.

Таким образом, в работе были рассмотрены основные принципы построения и функционирования спиновых светоизлучающих диодов – источников циркулярно-поляризованной электролюминесценции. Описаны наиболее перспективные схемы ССИД с инжектором на основе ферромагнитного полупроводника $(A^3, Mn)B^5$: светоизлучающие структуры на основе диода Зенера, обеспечивающие инжекцию спин-поляризованных электронов из слоя $(Ga, Mn)As$, а также диоды на основе гибридных ферромагнитных полупроводниковых структур, состоящие из взаимосвязанных квантовой ямы $InGaAs/GaAs$ и ферромагнитного дельта- Mn слоя.

Работа выполнялась при финансовой поддержке РФФИ (гранты 11-02-00645а и 13-07-00982), Минобрнауки РФ в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы (грант № 14.V37.21.0346), и гранта Президента РФ (МК-2708.2013.2).

1. А.А. Щука, *Нанoeлектроника* / М.: Физматкнига. - 2007. - 464 С.
2. С. Зи, *Физика полупроводниковых приборов* М.: Мир. 1984.
3. И.Е. Ефимов, И.Я. Козырь, *Основы микроэлектроники. Учебник для студентов*, М.: Высш.шк. – 1983.
4. *Оптическая ориентация*, под. ред. Б.П. Захарчени, Ф. Майера, Ленинград: Наука (ленингр. отделение). - 1989.
5. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Квантовая механика. Нерелятивистская теория*, М. Наука. - 1989.
6. G. Schmidt, J. Phys. D: Appl. Phys, **38**, R107 (2005).
7. R. Farshchi, M. Ramsteiner, J. Herfort, et.al., Appl.Phys.Lett., **98**, 162508 (2011).
8. M Holub, P Bhattacharya, J. Phys. D: Appl. Phys, **40**, R179 (2007).
9. I. Žutic, J. Fabian, S. Das Sarma, Rev.Mod.Phys, **76**, 323 (2004).
10. R. Fiederling, M. Kleim, G. Reuscher, et.al., Nature. **402**, 787 (1999).
11. O.M.J. van't Erve, G. Kioseoglou, A.T. Hanbicki, et.al., Appl. Phys. Lett. **84**, 4334 (2004).
12. L. Lombez, P. Renucci, P.F. Braun, et.al., Appl. Phys. Lett., **90**, 081111 (2007).

13. P. Van Dorpe, Z. Liu, W. Van Roy, et.al., Appl. Phys. Lett., **84**, 3495 (2004).
14. M. Ramsteiner, H.Y. Hao, A. Kawaharazuka, et.al., Phys. Rev. B, **66**, 081304R (2002).
15. *Физика твёрдого тела. Энциклопедический словарь*, Киев: Наукова думка. - 1988.
16. В.И. Стриха, Е.В. Бузанева, И.А. Радзиевский, *Полупроводниковые приборы с барьером Шоттки (физика, технология применение)*, Москва: Сов. радио. - 1974.
17. F. Matsukura, H. Ohno, T. Dietl, *III-V Ferromagnetic Semiconductors // Handbook of Magnetic Materials*, V.14, ed. K.H.J. Buschow. Elsevier, 2002.
18. М.В. Дорохин, С.В. Зайцев, В.Д. Кулаковский, и др., Письма в Журнал Технической Физики, **32**, 46 (2006).
19. Л.Е. Воробьёв, С.Н. Данилов, Г.Г. Зегря, и др. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках и размерно-квантованных структурах*, С.Петербург, «Наука». - 2001.
20. D.K. Young, J.A. Gupta, E. Johnston-Halperin, et.al., Semicond. Sci. Tech. **17**, 275 (2002).
21. Б.Н. Звонков, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, и др., Опт. Журнал, **75**, 56 (2008).
22. X. Jiang, R. Wang, R.M. Shelby, et.al., Phys. Rev. Lett., **94**, 056601 (2006).
23. T. Dietl, Physica E, **35**, 293 (2006).
24. A.M. Nazmul, S. Sugahara, M. Tanaka, Phys. Rev. B, **67**, 241308 (2003).
25. F. Matthes, M. Seider, C.M. Schneider, J. Appl. Phys., **91**, 8144 (2006).
26. M. Kohda, Y. Ohno, F. Matsukura, H. Ohno, Physica E, **32**, 438 (2006).
27. Dorokhin M.V., Danilov Yu.A., Demina P.B., et.al., J. of Phys. D-Appl. Phys., **41**, 24 (2008).
28. С.В. Зайцев, М.В. Дорохин, А.С. Бричкин, и др., Письма в ЖЭТФ, **90**, 730 (2009).
29. R.C. Myers, A.C. Gossard, D.D. Awschalom, Phys. Rev. B, **69**, R161305 (2004).
30. О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, М.В. Дорохин, и др., Письма в Журнал Технической Физики, **35**, 8 (2009).

СЛ4 КОМПЛЕКСНЫЙ ПРОЕКТ «ОРГАНИЗАЦИЯ ПРОИЗВОДСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ СИЛОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ НА ОСНОВЕ СОЗДАНИЯ БАЗОВОЙ ТЕХНОЛОГИИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ СТРУКТУР «КРЕМНИЙ НА МОЛИБДЕНЕ» С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ: ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РЕАЛИЗАЦИИ

В.В. Елисеев¹, В.А. Мартыненко¹, К.Н. Нищев², М.И. Новопольцев²

¹ОАО «Электровыпрямитель», г.Саранск

²Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г.Саранск

В докладе сообщается о результатах реализации первого этапа комплексного проекта «Организация производства полупроводниковых приборов силовой электроники нового поколения на основе создания базовой технологии изготовления структур «кремний на молибдене» с использованием низкотемпературных соединений», выполняемого в рамках Постановления Правительства России №218 «О мерах государственной поддержки развития кооперации российских высших учебных заведений и организаций, реализующих комплексные проекты по созданию высокотехнологичного производства».

Целью проекта является разработка новой технологии изготовления структур «кремний на молибдене» (КНМ) с использованием низкотемпературных соединений на основе серебряносодержащих паст. На базе данной технологии на ОАО «Электровыпрямитель» планируется создать высокотехнологичное промышленное производство полупроводниковых приборов силовой электроники нового поколения с улучшенными электрическими и термомеханическими свойствами.

В соответствии с техническим заданием и планом-графиком проекта в первом отчетном периоде (13.02.2013-30.06.2013) за счет средств государственной субсидии выполнены следующие работы:

1. Разработка предварительного проекта технологического процесса (ТП) производства структур КНМ, в том числе:

1.1 Разработана предварительная технологическая документация для изготовления макетов структур КНМ и исследовательских испытаний ТП КНМ.

1.2 Разработана программа и методика исследовательских испытаний макетов структур КНМ и ТП КНМ в части определения:

элементного состава металлических слоев, нанесенных на кремний и молибден;

механической прочности и адгезии нанесенных металлических слоев методом измерительного царапания (скретч-тестирования);

геометрических параметров поверхности металлических слоев, нанесенных на кремний и молибден;

влияния технологических параметров получения металлических слоев на их механическую прочность и адгезию.

1.3 Разработана эскизная КД на макеты структур КНМ .

1.4 Проведены исследовательские испытания макетов структур КНМ и ТП КНМ.

2. Проведены патентные исследования по ГОСТ Р 15.011-96 «СРПП. Патентные исследования».

СО1 ОПТИЧЕСКИЕ И ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛИ- И МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО CVD-АЛМАЗА, СИНТЕЗИРОВАННОГО В СВЧ-ПЛАЗМЕ

А.П. Большаков¹, В.Г. Ральченко¹, А.В. Польский¹, А.Ф. Попович¹,
В.Е. Рогалин², Е.Е. Ашкинази¹, С.Г. Рыжков¹, А.В. Власов¹, В.И. Конов¹

¹ *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва*

² *НПО «Астрофизика», г. Москва*

E-mail: bolshak@ran.gpi.ru

Алмаз – широкозонный полупроводник, обладающий уникальными оптическими, тепловыми и электронными свойствами, в том числе прозрачностью в очень широком диапазоне электромагнитного спектра от $\lambda = 225$ нм до радиочастот, рекордной теплопроводностью (2000 Вт/мК при комнатной температуре), низким коэффициентом температурного расширения (1×10^{-6} град⁻¹), механической прочностью. Эти свойства, в сочетании с радиационной стойкостью и химической инертностью, делают алмаз перспективным для применений в оптике и оптоэлектронике [1]. В настоящее время пленки и пластины поликристаллического и монокристаллического алмаза оптического качества могут быть выращены методом химического осаждения из газовой фазы (CVD технология). В докладе будут представлены результаты по синтезу высокочистого поли- и монокристаллического алмаза из СВЧ плазмы [2], в том числе, высокообогащенного по изотопу ¹²C и обладающего рекордной теплопроводностью ($k_{\perp} = 2600$ Вт/мК для поликристаллического и 3400 Вт/мК для монокристаллического алмаза). Измерены спектры оптического поглощения алмазных пластин в ИК области и для миллиметровых длин волн. Приведены данные о структуре, примесях и дефектах в этих алмазных материалах. Будут описаны результаты испытаний алмазной оптики для мощных ИК лазеров [3] и детекторов УФ излучения.

1. В.Г. Ральченко, В.И. Конов, *Электроника: Наука, технологии, бизнес*, № 4, 58 (2007).

2. А.П. Большаков, В.Г. Ральченко, А.В. Польский и др., *Прикладная физика*, №6, 104 (2011).

3. В.Е. Рогалин, Е.Е. Ашкинази, А.Ф. Попович, и др. *Материалы электронной техники*, №3, 41 (2011).

CO2 ИССЛЕДОВАНИЕ СОСТАВА ЧЕЛЯБИНСКОГО МЕТЕОРИТА

Д.С. Нуждин¹, Д.Н. Титаев¹, М.А. Фаддеев¹, Л.А. Истомин¹,
А.В. Горшков², М.О. Марычев¹

¹Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
г. Нижний Новгород

²Южно-Уральский государственный университет, г. Челябинск

E-mail: d.s.nuzhdin@ya.ru

Нами было проведено исследование элементного состава осколков челябинского метеорита. Первичный качественный элементный анализ был выполнен методом рентгенофлуоресцентной спектроскопии (РФС). Для количественного определения относительного содержания элементов была использована атомно-эмиссионная спектроскопия с индуктивно связанной плазмой (ИСП-АЭС). Исследуемый образец был разбит на несколько малых кусков. Внутренняя структура образца неоднородна и визуально отличалась от поверхностной по цвету (см. рис. 1), что объясняется высокотемпературным окислением поверхностных слоев при прохождении метеорита через атмосферу.



Рис. 1. Фотография внутренней структуры осколка метеорита

При проведении анализа методом ИСП-АЭС в качестве растворителя образца была выбрана соляная кислота (HCl). Были учтены примеси, внесенные в раствор из кислоты. Результаты эксперимента приведены в таблице 1.

Таблица 1. Элементный состав метеорита

Элемент	Относительная массовая доля, %
Al	0.13±0.06
Ba	0.147±0.006
Ca	1.2±0.2
Co	0.126±0.005
Cr	0.04±0.02
Cu	0.035±0.039
Fe	57±1
K	0.151±0.001
Mg	36.2±0.7
Mn	0.64±0.07
Ni	3.6±0.3
P	0.9±0.3

**СОЗ СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ДВОЙНЫХ
БОРАТОВ $RM_3(BO_3)_4$ ($R = Y, Ce - Yb, M = Al, Ga$)**

Е.А. Добрецова^{1,2}, К.Н. Болдырев¹, Е.Ю. Боровикова²

¹*Институт спектроскопии РАН, г. Троицк*

²*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва*

E-mail: elena-dobrecova@yandex.ru

Редкоземельные двойные бораты $RM_3(BO_3)_4$ ($R = Y, Ce - Yb, M = Al, Ga$), имеющие политипную структуру, выращены методом спонтанной кристаллизации из раствора в расплаве и изучены методом инфракрасной спектроскопии. Соединения можно рассматривать в качестве многофункциональных материалов, обладающих хорошей механической прочностью и химической стойкостью, а также возможностью изоморфного замещения. Большинство из них может быть отнесено к структурному типу минерала хантита $CaMg_3(CO_3)_4$ с пр.гр. $R32$ [2], некоторые алюминиевые бораты также имеют высокотемпературную моноклинную модификацию с пр.гр. $C2/c$.

Структуры имеют политипное природу [1]. В каждой из них можно выделить два типа одинаковых слоев L_{2n} и L_{2n+1} . Слои первого типа L_{2n} содержат пары М-октаэдров, соединенных по ребрам и далее в слой $[M_2B_2O_{10}]_{\infty}$ изолированными BO_3 -треугольниками. Слои второго типа L_{2n+1} составлены из тригональных призм и М-октаэдров, соединенных по вершинам в колонки и далее в слой $[RMB_2O_{10}]_{\infty}$ также изолированными BO_3 -треугольниками. В ромбоэдрическом политипе с максимальной степенью порядка слои L_{2n+1} с призмами размножены в пары вокруг слоев L_{2n} осями 2 , а в моноклинном - центрами симметрии - $\bar{1}$.

Для политипных соединений, кристаллизующихся в разных пространственных группах, был выполнен фактор групповой анализ, различия в спектрах объяснены различиями в симметрии.

Установлено, что алюминиевые бораты с редкоземельными катионами Pr – Nd образуют моноклинную структуру. Бораты $SmAl_3(BO_3)_4$ и $NdAl_3(BO_3)_4$ могут иметь две модификации в зависимости от условий кристаллизации. Бораты $RAl_3(BO_3)_4$, где $R = Y, Gd - Yb$ кристаллизуются в пр.гр. $R32$. Образование алюминиевых боратов с крупными катионами La и Ce не происходит. Соединения $RGa_3(BO_3)_4$ имеют ромбоэдрическую модификацию независимо от типа редкоземельного катиона.

1. Е.Л. Белоконева, Т.И. Тимченко, Кристаллография **28**, №5, 1118 (1983)

2. A.D. Mills, Inorgan. Chem. **1**, 960 (1962)

СО4 ЛОКАЛЬНАЯ КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ ЛАНТАНОБОРОГЕРМАНАТНЫХ СТЕКОЛ ИЗЛУЧЕНИЕМ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРА

Т.О. Гельманова, С.В. Лотарев, А.С. Липатьев, В.Н. Сигаев

*Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева,
г. Москва*

E-mail: gelmanova@bk.ru

В последнее время интенсивно развиваются методы формирования элементов интегральной оптики в стеклах и кристаллах лазерными пучками – прежде всего фемтосекундными лазерами. Главным преимуществом использования этих лазеров является возможность достичь в фокальном пятне высоких плотностей мощности излучения на уровне $\sim 10^{14}$ Вт/см², при которых возникают эффекты нелинейного поглощения и многофотонной ионизации, позволяющие передавать энергию лазерного излучения любому стеклу независимо от наличия поглощения на длине волны лазерного пучка [1]. Возможность формирования квазимонокристаллических структур в объеме стекла $25\text{La}_2\text{O}_3 \cdot 25\text{B}_2\text{O}_3 \cdot 50\text{GeO}_2$ ранее была продемонстрирована для фемтосекундного лазера с высокой частотой следования импульсов 250 кГц [2], при которой уже возможен эффект лазерного нагрева. Однако о возможности кристаллизации стекол при более низкой частоте следования импульсов данных в литературе нет, и более того, подчёркивается принципиальная сложность кристаллизации стекол фемтосекундными пучками с частотой следования импульсов ниже 250 кГц [3].

В настоящей работе были получены кристаллические структуры в лантаноборогерманатных стеклах с помощью облучения иттербиевым волоконным фемтосекундным лазером (1029 нм) с длительностью импульса 300 фс, и частотой следования импульсов 25 кГц, т.е. на порядок ниже ранее использовавшейся в аналогичных экспериментах. Облучению подвергались стекла состава $25\text{La}_2\text{O}_3 \cdot 25\text{B}_2\text{O}_3 \cdot 50\text{GeO}_2$ и $24\text{La}_2\text{O}_3 \cdot 25\text{B}_2\text{O}_3 \cdot 50\text{GeO}_2 \cdot 1\text{Nd}_2\text{O}_3$, в которых возможно выделение сегнетоэлектрических кристаллов LaBGeO_5 . Облучение проводилось при разных энергиях импульса и скоростях перемещения пучка. Для получения кристаллического канала требовалось предварительное формирование кристаллического зародыша облучением выбранной области стекла неподвижным пучком в течение определенного времени. С помощью локальной спектроскопии комбинационного установлено, что полярная ось кристаллов в сформированных линиях ориентирована вдоль направления сканирования лазерным пучком.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (грант №11.G34.31.0027) и РФФИ (грант №12-03-31490).

1. S.M. Eaton, Topics in Applied Physics. **123**, 3 (2012).
2. A. Stone, M. Sakakura et al., Opt. Express. **17**, 23284 (2009).
3. M. Sakakura, M. Shimizu et al., Appl. Phys. Lett. **93**, 231112 (2008).

CO5 ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ МУЛЬТИФЕРРОИКА $\text{SmFe}_3(\text{VO}_3)_4$

Д.А. Ерофеев^{1,2}

¹Институт спектроскопии Российской академии наук, г. Троицк

²Московский Физико-Технический Институт, г. Долгопрудный

E-mail: kinson@mail.ru

Ферроборат самария – новый мультиферроик из ряда редкоземельных (PЗ) ферроборатов $\text{RFe}_3(\text{VO}_3)_4$ ($\text{R} = \text{Y}, \text{La-Lu}$) со структурой типа хантита (пространственная группа симметрии $R32$). Оптоэлектроника и спинтроника – предполагаемые области применения мультиферроиков. При температуре $T_N = 33\text{K}$ $\text{SmFe}_3(\text{VO}_3)_4$ антиферромагнитно упорядочивается в легкоплоскостную магнитную структуру [1, 2]. В $\text{SmFe}_3(\text{VO}_3)_4$ зарегистрированы сравнительно большие для других ферроборатов спонтанная поляризация при $T < T_N$ и магнитоэлектрический эффект [2].

Цель настоящего исследования – изучение свойств $\text{SmFe}_3(\text{VO}_3)_4$ по интерференционным полосам в спектре пропускания плоскопараллельного образца. Прозрачный зеленый монокристалл хорошего оптического качества был выращен раствор-расплавным методом в Институте Физики им. Л.В.Киренского, г.Красноярск. Спектры пропускания в поляризованном свете $\text{SmFe}_3(\text{VO}_3)_4$ были зарегистрированы на фурье-спектрометре Bruker IFS 125HR в спектральной области $1500\text{-}11000\text{cm}^{-1}$ и в диапазоне температур $4,5\text{-}300\text{K}$ при помощи криостата замкнутого цикла Cryomech ST403. Образец имел толщину $0,625\text{mm}$, его плоскости были параллельны кристаллографической оси c . Это позволило зарегистрировать спектры в π ($k \perp c, E \parallel c$) и σ ($k \perp c, E \perp c$) поляризациях и определить показатели преломления для необыкновенной и обыкновенной волн соответственно при $T=300\text{K}$ ($n_o=1.84, n_e=2.01$). Построена зависимость $\nu(T)$ положения максимума интерференционной полосы. На основе литературных данных о тепловом расширении $l(T)$ для изоструктурных соединений [3] оценен вклад $l(T)$ в зависимость $\nu(T)$, из которого сделан вывод о том, что температурный сдвиг максимума интерференционной полосы определяется изменением показателя преломления $n(T)$. Точка перегиба зависимости $\nu(T)$ соответствует температуре T_N магнитного фазового перехода в $\text{SmFe}_3(\text{VO}_3)_4$. Проведено сравнение зависимости $n^2(T)$ с температурной зависимостью диэлектрической проницаемости ($f = 10\text{ кГц}$) [2].

1. E.P. Chukalina, M.N. Popova, L.N. Bezmaternykh, I.A. Gudim, Physics Letters A **374**, 1790-1792 (2010).

2. A.A. Mukhin, G.P. Vorob'ev, V.Yu. Ivanov, et al., JETP Letters, **Vol. 93**, No.5, pp. 275-281 (2011).

3. А.М. Кадомцева, Ю.Ф. Попов, Г.П. Воробьев и др., ФНТ, т. **36**, №6, с. 640-653 (2010).

СОБ ТЕРАГЕРЦЕВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ФЕРРОБОРАТОВ

К.Н. Болдырев¹, Д.А. Ерофеев², Т.Н. Станиславчук³

¹Институт спектроскопии Российской академии наук, г. Москва

²Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный

³New Jersey Institute of Technology, New Jersey, USA

E-mail: kn.boldyrev@gmail.com

Редкоземельные ферробораты с общей формулой $RFe_3(BO_3)_4$ ($R = Y, La-Lu$;) имеют одноосную тригональную нецентросимметричную структуру [1], характерной особенностью которой является наличие спиральных цепочек – Fe – O – Fe – вдоль кристаллографической оси c . Серия проведенных ранее исследований показала, что в таких кристаллах наблюдается антиферромагнитное упорядочение подсистемы железа при температурах около 40 К. В ряде соединений ферроборатов наблюдался гигантский магнито(ди)электрический эффект и было показано, что данные соединения относятся к новому классу мультиферроиков [2,3].

В данной работе проведено исследование ферроборатов, которые не имеют структурного фазового перехода, а именно $PrFe_3(BO_3)_4$, $NdFe_3(BO_3)_4$ и $SmFe_3(BO_3)_4$. Для исследования магнитоупругих свойств и вероятных проявлений электрон-фононного взаимодействия был проведен анализ спектров пропускания, отражения и эллипсометрии терагерцовых волн ($20 - 200 \text{ см}^{-1}$) в широком интервале температур (4 – 350 К).

Во всех исследуемых соединениях наблюдались проявления магнитоупругих свойств. Так, при магнитном фазовом переходе был обнаружено изменение энергии низкочастотных фононов, связанных с колебаниями редкоземельного иона, что свидетельствует о спин-решеточном взаимодействии. Кроме того, в празеодимовом и неодимовом ферроборатах наблюдалось взаимодействие электронных уровней редкой земли с фононами кристаллической решетки. Полученная информация дает представление о механизмах магнитоэлектрических эффектов в ферроборатах.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 12-02-31028 мол_а) и гранта Президента Российской Федерации для молодых кандидатов (МК – 1700.2013.2).

1. J.A. Campá, C. Cascales, E. Gutierrez-Puebla, M.A. Monge, I. Rasines, C. Ruíz-Valero, Chem. Mater. **9**, 237 (1999).

2. A.E. Zvezdin, S.S. Krotov, A.M. Kadomtseva, G.P. Vorob'ev, Yu.F. Popov, A.P. Pyatakov, L.N. Bezmaternykh, E.A. Popova, JETP Lett. **81**, 272 (2005).

3. A.M. Kadomtseva, Yu.F. Popov, G.P. Vorob'ev, A.P. Pyatakov, S.S. Krotov, K.I. Kamilov, J. Low Temp. Phys. **36**, 640 (2010). (2012).

СО7 ЛОКАЛЬНОЕ ФОРМИРОВАНИЕ НАНОСТРУКТУР С СИНЕЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЕЙ В ГАЛЛИЕВО-ГЕРМАНОСИЛИКАТНЫХ СТЕКЛАХ

А.С. Липатьев¹, С.В. Лотарев¹, Н.В. Голубев¹, Е.С. Игнатьева¹,
Ю.С. Присеко², Н.М. Лепёхин², В.Н. Сигаев¹

¹ *Российский химико-технологический университет им. Д.И.Менделеева,
г. Москва*

² *НПП «ВЭЛИТ», Московская обл., г. Истра
E-mail: lipatievas@yandex.ru*

Прозрачные стеклокристаллические материалы представляют интерес для разработки активных элементов оптических устройств: усилителей, конверторов и детекторов благодаря сочетанию свойств аморфной и кристаллической фазы. Одним из направлений разработки подобных функциональных материалов является улучшение люминесцентных свойств за счет выделения в стекле кристаллической фазы. Недавно был продемонстрирован эффект возникновения широкополосной ИК люминесценции при нанокристаллизации галлиевогерманосиликатного стекла, легированного оксидом никеля, путем термообработки в печи, возникающий за счет миграции ионов Ni²⁺ в формирующиеся нанокристаллы γ -Ga₂O₃ [1]. Аналогичный эффект нам удалось получить в этом стекле локально с помощью облучения сфокусированным пучком лазера на парах меди [2]. Известно, что коллоидные нанокристаллы γ -Ga₂O₃, не содержащие примесей, при возбуждении УФ светом люминесцируют в синей области спектра [3].

В настоящей работе осуществлена локальная нанокристаллизация стекла 7,5Li₂O-2,5Na₂O-20Ga₂O₃-45GeO₂-25SiO₂ (мол.%) импульсным лазером на парах меди. Это стекло не поглощает излучения основных линий лазера, поэтому для облучения был использован пучок на суммарной частоте (длина волны 271 нм) со средней мощностью 250 мВт, длительностью импульса 15 нс и частотой следования импульсов до 12,8 кГц. При облучении образец перемещался относительно лазерного пучка со скоростью 10-500 мкм/с. Воздействие пучка вызывало в облученных областях изменение показателя преломления, а также интенсивную широкополосную люминесценцию с максимумом около 460 нм при возбуждении на 254 нм и полушириной ~150 нм. Рентгенофазовый анализ подтвердил, что люминесценция обусловлена выделением в облученных областях нанокристаллов γ -Ga₂O₃.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (грант №11.G34.31.0027) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант №12-03-31490).

1. V.N. Sigaev, N.V. Golubev et al., Nanotechnology **23**, 015708 (2012).
2. S.V. Lotarev, A.S. Lipatiev, et al., Opt. Lett. **38**, 492 (2013).
3. T. Wang, S.S. Farvid et al., J. Amer. Chem. Soc., **132**, 9250 (2010).

СО8 НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ РОСТ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВОЙ ЭПИТАКСИИ ГЕТЕРОСТРУКТУР Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si(100) И ИХ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА

С.А. Матвеев, М.В. Степихова, В.Г. Шенгуров

*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
г. Нижний Новгород*

E-mail: matveevsa.sou@gmail.com

Гетероструктуры (ГС), содержащие слои твердого раствора кремний-германия, легированные атомами эрбия (Si_{1-x}Ge_x:Er/Si), способны эффективно излучать в ИК диапазоне (~1,54 мкм), поэтому перспективны для кремниевой оптоэлектроники.

В данной работе исследовались условия низкотемпературного роста методом молекулярно-пучковой эпитаксии ГС Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si(100), их структурные и фотолюминесцентные свойства.

В этом методе атомы основного компонента (кремния) твердого раствора и легирующей примеси (Er) поступают на подложку из сублимирующего источника кремния, а второй компонент (германий) – за счет разложения его гидрида (газа моногерман, GeH₄), введенного в камеру роста.

Содержание германия в слоях Si_{1-x}Ge_x:Er варьировалось от 22 до 30%, а их толщина составляла 0,6 - 2,0 мкм. Рост структур проводился в низкотемпературном интервале от 270 до 480°C.

Исследования с использованием методов просвечивающей электронной микроскопии, рентгеновской дифракции, конфокальной рамановской микроскопии и атомно-силовой микроскопии (АСМ) позволили установить, что при температурах подложки T_S = 325 – 350 °С данные ГС имеют лучшее структурное совершенство и наиболее гладкую поверхность: по данным АСМ RMS ≈ 1 нм. Спектры фотолюминесценции (ФЛ), измеренные от этих структур при T = 77 К, так же характеризуются более высокой интенсивностью, чем от ГС, выращенных при других температурах.

В работе обсуждаются особенности роста ГС данным методом и их влияние на свойства.

Работа выполнена при поддержке проекта ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы (грант №14.В37.21.0337) и при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 8735.

СОУ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА АНОМАЛЬНОГО РОСТА ЗЕРЕН В МИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВАХ СИСТЕМЫ Al-Fe-Zr, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ РКУ-ПРЕССОВАНИЯ

Н.В. Сахаров, А.Е. Огородников

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
г. Нижний Новгород

E-mail: ogorodnikov.a.e@yandex.ru

В работе исследован процесс аномального роста зерен при отжиге в сплавах системы Al-Fe-Zr в состоянии после 4 (состояние «А») и 6 (состояние «Б») равноканального углового прессования (РКУП) по режиму «В». Температура прессования менялась в зависимости от цикла РКУП в интервале от 150°C до 200°C. Скорость деформирования составила 100 мм/мин. Изотермические отжижки образцов проводились в воздушной печи типа СНОЛ. Микрофотографии структур образцов получены на сканирующем электронном микроскопе Jeol JSM-6490.

В ходе исследования установлено, что в результате РКУП в образцах формируется однородная зеренная структура со средним размером зерен $d=1,4\pm 0,3$ мкм. При изотермических отжигках в интервале температур $325^\circ\text{C}\leq T\leq 395^\circ\text{C}$ в образцах формируется бимодальная зеренная структура.

По микрофотографиям вычислен средний размер зерен \bar{d} и построен график зависимости среднего размера зерен от времени отжига t при различных температурах T . Экспериментальные кривые $\bar{d}(t)$ хорошо аппроксимируются экспоненциальными зависимостями.

Графики зависимостей $\bar{d}(t)$ при различных температурах отжига в полулогарифмических координатах представлены на рисунке 1.

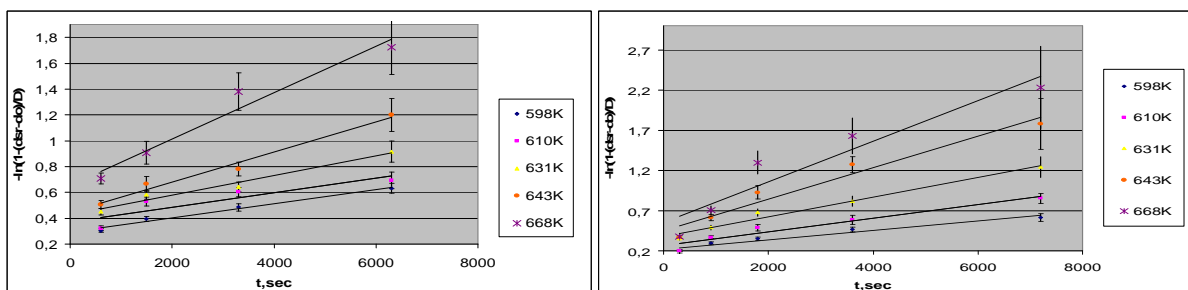


Рисунок 1 – Графики зависимостей среднего размера зерен от времени отжига в полулогарифмических координатах для сплавов «А» (слева) и «Б» (справа)

Из экспериментальных графиков на основе модели, предложенной в [1], рассчитаны значения энергии активации аномального роста зерен Q_b . Полученные значения Q_b составили $9,17\pm 0,40$ кТ_м и $7,61\pm 0,40$ кТ_м для сплавов в состоянии «А» и «Б» соответственно. Полученные экспериментальные значения находятся в хорошем согласии с теоретическими значениями энергии активации диффузии по неравновесным границам зерен Q_b .

1. В.Н. Чувильдеев, Неравновесные границы зерен в металлах. Теория и приложения, Физматлит, 2004.

СО10 СВИНЦОВО-ФТОРОБОРАТНЫЕ СТЕКЛОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ, АКТИВИРОВАННЫЕ Er^{3+} и Yb^{3+}

О.Б. Петрова, А.В. Хомяков, В.Е. Щукина

*Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева,
г. Москва*

E-mail: petrova@proriv.ru

Сочетание технологичности и прочности оксидных стекол с уникальными спектральными свойствами кристаллов фторида свинца с низкоэнергетическим фононным спектром делает стеклокристаллические материалы (СКМ) на основе стекол в системе $\text{PbO}-\text{B}_2\text{O}_3-\text{PbF}_2$ очень перспективным материалом для введения в них ионов Er^{3+} с целью получения материалов ап-конверсионных лазеров [1-4].

В работе были синтезированы стёкла из шихты с содержанием фторида свинца от 0 до 80 моль.%, активированные ионов Er^{3+} в разной концентрации (от $2 \cdot 10^{20}$ до 10^{21} см^{-3}), а также солегированные $\text{Er}^{3+}-\text{Yb}^{3+}$.

Проведена кристаллизация стёкол в различных температурно-временных режимах. Определены фазы, выделяющиеся при кристаллизации – $\alpha\text{-PbF}_2$ и $\beta\text{-PbF}_2$, бораты свинца (в основном, PbB_4O_7). Получены СКМ, в которых наблюдается одна кристаллическая фаза $\beta\text{-PbF}_2$. Исследовано изменение свойств стекол (показателя преломления, твердости) после термообработки.

Исследованы спектры люминесценции Er^{3+} в стеклах и СКМ разного состава при прямом (377 нм) и ап-конверсионном (975 нм) возбуждении. Показано, что ионы эрбия эффективно входят в образующуюся фазу $\beta\text{-PbF}_2$, при этом заметно меняется спектр люминесценции как в видимой области, так и в ИК-области, особенно при длинноволновом возбуждении. Выявлена зависимость координат цветности свечения материала от концентрации кристаллитов кубического фторида свинца. Проведено сравнение спектров СКМ со спектрами поликристаллического порошка $\text{Pb}_{0,7}\text{Er}_{0,3}\text{F}_{2,3}$. Показано, что спектры люминесценции эрбия в СКМ близки к спектрам эрбия в кристаллическом материале.

1. X. Qiao, X. Fan, M. Wang, X. Zhang, *Opt. Mat.* **27**, 597 (2004).
2. V.D. Rodriguez, V.K. Tikhomirov, J. Mendez-Ramos et al. *Sol. En. Mat.&Solar Cells* **94**, 1612 (2010).
3. Н.А. Скопцов, К.В. Юмашев, Г.Е. Рачковская и др. *Химическая технология и техника: тезисы 76-й науч.-технич. конференции.* – Минск: БГТУ, 2012.
4. В.Е.Щукина, О.Б. Петрова, *Успехи в химии и химической технологии*, **XXVI**, №. 11, 50 (2012).

СО11 СТЕКЛА В СИСТЕМАХ $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-GeO}_2\text{-Nd}_2\text{O}_3$ и $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-GeO}_2\text{-Yb}_2\text{O}_3$

И.В. Степанова

*Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева,
г. Москва*

E-mail: stir@inbox.ru

Стекла состава $1\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-1GeO}_2$ могут служить исходной матрицей для получения в них кристаллов нелинейно-оптической фазы Bi_2GeO_5 [1]. Висмутгерманатные стекла прозрачны в видимом и ближнем ИК-диапазоне спектра, что позволяет эффективно легировать их редкоземельными ионами, например, Nd^{3+} и Yb^{3+} [2, 3]. Ионные радиусы неодима и иттербия сравнимы с ионным радиусом висмута, что должно способствовать вхождению этих ионов в структуру кристаллической фазы Bi_2GeO_5 , и получению стеклокристаллического материала с активными нелинейно-оптическими свойствами.

Исходные стекла $1\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-1GeO}_2\text{-0,02Nd}_2\text{O}_3$ и $1\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-1GeO}_2\text{-0,02Yb}_2\text{O}_3$ получали отливом расплава ($T_{\text{пл}}=1100^\circ\text{C}$) на охлажденную металлическую подложку. Полученные образцы разделили на 2 серии: термическую обработку стекол 1-й серии проводили при температурах $430\text{-}470^\circ\text{C}$ в 2 этапа, 2-й серии – в 3 этапа (в том же интервале температур). Спектры поглощения снимали на спектрофотометре UNICO 2800 (UV/VIS) в диапазоне $190\text{-}1100$ нм. Спектры люминесценции фиксировали при $T=298$ К при возбуждении диодом с $\lambda=785$ нм (Nd^{3+}) и $\lambda=975$ нм (Yb^{3+}),

Для стекол, содержащих ионы РЗЭ, измерены значения плотности, показателя преломления, микротвердости; определены характеристические температуры. Спектры поглощения и люминесценции стекол содержат полосы, характерные для ионов Nd^{3+} и Yb^{3+} .

После термической обработки в спектрах поглощения стекол исчезает широкая полоса, связанная с поглощением висмутовых центров. Общее пропускание стекол снижается за счет рассеяния на образовавшихся кристаллитах. Анализ спектров поглощения показал, что термическая обработка 2-й серии стекол $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-GeO}_2\text{-0,02Nd}_2\text{O}_3$ ($\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-GeO}_2\text{-0,02Yb}_2\text{O}_3$) последовательно при температурах 430 , 450 и $460(470)^\circ\text{C}$ общей продолжительностью 4 часа привела к образованию кристаллитов меньшего размера по сравнению с термообработкой стекол 1-й серии при температурах 450 и $460(470)^\circ\text{C}$ в течение 3-х часов.

Спектры люминесценции стекол не претерпевают значительных изменений в ходе термообработки, что, вероятно, связано с небольшим количеством образовавшейся кристаллической фазы.

1. Pengpat K., Holland D. J. of the European Ceramic Society. **23**, 1599–1607 (2003)
2. R. Balda et al. J. of Non-Crystal. Sol. **256&257**, 271-275 (1999)
3. L.R.P. Kassab et al. J. of Non-Crystal. Sol. **348**, 103–107 (2004)

СО12 ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ И МИКРОСТРУКТУРЫ НОВЫХ ЖАРОСТОЙКИХ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ НИКЕЛЯ, ПОЛУЧЕННЫХ ПО ТЕХНОЛОГИИ ПОСЛОЙНОГО ЛАЗЕРНОГО СПЛАВЛЕНИЯ

И.В. Самарцев¹, С.В. Шотин², М.Ю. Грязнов²

¹ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород

²НИФТИ ННГУ им. Н. И. Лобачевского, г. Нижний Новгород

E-mail: woterbox@mail.ru

В настоящее время появилось новое перспективное направление развития материаловедения - это разработка новых технологий быстрого производства изделий (rapid fabrication). Суть подобных технологий заключается в послойном построении изделий из порошкового материала на основе САD-модели – модели, трехмерная геометрия которой описана в цифровом виде с помощью программ твердотельного моделирования (SolidWorks, CATIA, RroE, AutoCAD и т. д.). Существует ряд технологий производства готовых изделий на основе различных методов спекания порошковых материалов.

Наиболее эффективным методом прямого получения конечных изделий является технология послойного лазерного сплавления (selective laser melting – SLM). Суть этого процесса заключается в следующем: САD-модель изделия разбивается на слои от 30 до 100 мкм, на подложку наносится слой порошка, затем лазерный луч, сфокусированный на слое порошка, расплавляет его частицы, которые при последующей кристаллизации формируют твердую массу, в соответствии с геометрией текущего сечения изделия. Процесс происходит до тех пор, пока не будут изготовлены все слои изделия [1].

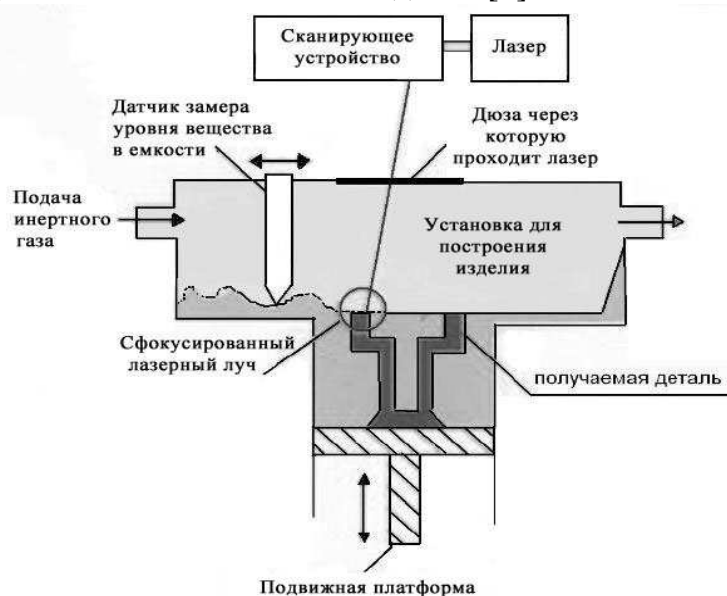


Рис.1 . Принципиальная схема построения образца.

В работе было изучено влияние параметров сплавления на физико-механические характеристики образцов сплава Inconel 718, полученных методом SLM из порошковых материалов на основе 3D-САD модели. Для механических испытаний на сжатие были получены цилиндрические образцы сплава Inconel 718 методом послойного лазерного сплавления в различных технологических режимах.

В данной работе исследовалось влияние: времени экспозиции лазера, шага смещения луча лазера. Были получены зависимости механических характеристик от параметров сплавления. Методом гидростатического взвешивания проведены измерения плотности образцов сплава Inconel 718. Обнаружено, что при увеличении времени экспозиции лазера до 50 мкс плотность материала увеличивается до значения $8,1 \text{ г/см}^3$, близкого к теоретической плотности. Теоретическая плотность составляет $8,2 \text{ г/см}^3$.

В рамках данной работы продемонстрирована возможность создания методом послойного лазерного сплавления композиционных образцов из двух различных порошков. Для создания образцов использовались порошки сплавов 316L и Inconel 718. Оказалось, что соединение двух различных материалов на основе железа (сплав 316L) и на основе никеля (сплав Inconel 718) имеет одинаковую прочность с материалом, изготовленным целиком из сплава 316L. Как известно, ни одно сварное соединение не дает 100-процентную прочность соединения по сравнению с однородным материалом. Технология послойного лазерного сплавления позволяет получить соединение двух разных материалов по прочности не хуже прочности сварного соединения одного из материалов.

В работе показано, что метод SLM позволяет управлять структурой и свойствами материалов: варьируя параметры сплавления, можно контролируемо изменять структуру, следовательно, и свойства материала и таким образом можно получать материалы и изделия из них с оптимальным соотношением прочности и пластичности.

1. Грязнов М.Ю., Шотин С.В., Чувильдеев В.Н. Физико-механические свойства и микроструктура нержавеющей стали 316L, полученной по технологии послойного лазерного сплавления. Вестник ННГУ, **5**, 36-43 (2012).

2. Шишковский И.В, Лазерный синтез функционально-градиентных мезоструктур и объемных изделий. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 424 (2009).

СО13 КРИСТАЛЛЫ МОЛИБДАТОВ – НОВЫЕ ДАУН-КОНВЕРСИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ

Д.А. Лис¹, К.А. Субботин¹, Е.В. Жариков^{1,2}, О.Б. Петрова², И.В. Степанова²,
А.В. Хомяков², Ю.Н.Осипова²

¹ *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва*

² *Российский химико-технологический университет им. Д.И.Менделеева,
г. Москва*

E-mail: lisdenis@lsk.gpi.ru

Фотоэлектрические преобразователи являются важным источником «зеленой» и возобновляемой энергии и привлекают внимание исследователей во всем мире. В настоящее время их широкое промышленное применение ограничено относительно низкой эффективностью. Средняя эффективность промышленных кристаллических кремниевых солнечных элементов менее 20%. Ширина запрещенной зоны в кристаллическом кремнии составляет около 1,12 эВ, что эквивалентно энергии фотона с длиной волны 1,1 мкм. Таким образом, значительная часть поглощенной солнечной энергии тратится на тепловыделение, вместо генерации электронно-дырочных пар. Вместе с тем, если разделить один высокоэнергетический фотон с энергией выше, чем 2,24 эВ (длина волны менее 550 нм) на два фотона с низкой энергией (явление даун-конверсии, DC), каждый из которых может генерировать свои собственные электронно-дырочные пары, то эффективность солнечных батарей значительно увеличится.

Материалы, активированные системой RE–Yb³⁺ (RE=Tm³⁺, Ce³⁺, Pr³⁺, Tb³⁺, Eu²⁺) в настоящее время активно изучаются как кандидаты для DC. В этих соединениях энергия УФ и синего возбуждения иона RE³⁺ передается одновременно двум или даже трем ионам иттербия. Энергия ²F_{5/2} возбужденного состояния иона Yb чуть больше ширины запрещенной зоны кристаллического кремния, поэтому она тратится преимущественно на генерацию электронно-дырочных пар, а не на тепловыделение. Другим путем может быть использование таких материалов, как, например, молибдаты, которые имеют сильное поглощение в синей и УФ-области и могут эффективно передавать энергию возбуждения ионам иттербия. Этот путь эффективнее, так как все РЗ ионы сенсбилизаторы, за исключением церия, имеют линейчатый спектр поглощения, т.е., способны поглощать только малую часть всего спектра, а молибдатные комплексы имеют широкие непрерывные электронно-колебательные полосы поглощения.

В данной работе представлены первые результаты нашего исследования кристаллов Yb:NaGd(MoO₄)₂ в качестве материала для DC в сравнении с кристаллами Yb:CaMoO₄. При УФ возбуждении кристаллов обнаружена люминесценция молибдатных комплексов (максимум на длине волны 435 нм), а так же интенсивная люминесценция ионов Yb в районе 1 мкм, т.е. имеется перенос энергии возбуждения от матрицы к ионам иттербия.

СО14 ИССЛЕДОВАНИЕ ЛОКАЛЬНОЙ МОДИФИКАЦИИ В ОБЪЕМЕ ПОРИСТОГО СТЕКЛА, ИМПРЕГНИРОВАННОГО СОЛЯМИ СЕРЕБРА

М.М. Сергеев, Г.К. Костюк

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, г. С.-Петербург

E-mail: maks-sv-32@yandex.ru

Настоящее исследование посвящено изучению процессов формирования локально модифицированных областей (МО) сферической и протяженной формы с измененными оптическими свойствами в объеме пластин нанопористого силикатного стекла, импрегнированного солями серебра, так называемого фотохромного пористого стекла (ФХПС) [1]. По своим физико-химическим свойствам ФХПС является стеклообразным композиционным материалом следующего состава: $0.25\text{Na}_2\text{O} - 3.42\text{B}_2\text{O}_3 - 96.09\text{SiO}_2 - 0.24\text{Ag}_2\text{O}$ [2]. Пластины ФХПС изготавливались в лаборатории физической химии стекла Института Химии Силикатов им. И.В. Гребенщикова Российской Академии Наук.

Формирование МО различной формы в объеме пластин ФХПС происходило под действием непрерывного излучения иттербиевого волоконного лазера с длиной волны $\lambda \approx 1.06$ мкм. Размер и формы МО определялись мощностью излучения, длительностью воздействия и размером области перетяжки пучка, расположенной в объеме ФХПС на глубине $150 \div 200$ мкм от поверхности пластины ФХПС и формируемой при фокусировании излучения с помощью микрообъектива ($10^{\times}, 0.25$, рис. 1). Размер МО сферической формы варьировался в диапазоне $50 \div 500$ мкм, для МО протяженной формы размер поперечного сечения составлял $7 \div 50$ мкм.

Работа выполнена при финансовой поддержке ГК № 11.519.11.4017, гранта президента РФ НШ-619.2012.2 и ПФИ Президиума РАН № 24.

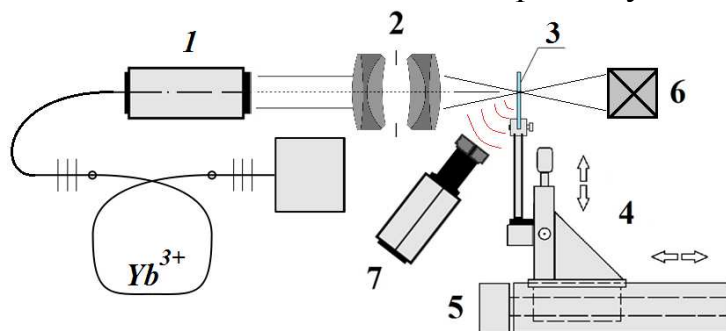


Рис. 1. Схема экспериментального стенда: 1 – волоконный лазер, 2 – микрообъектив, 3 – пластина ФХПС, 4 – координатный стол, 5 – электродвигатель, 6 – детектор измерителя оптической мощности, 7 – ИК камера.

1. О.В. Андреева, А.И. Сидоров, Д.И. Стаселько, Т.А. Хрущева, ФТТ, 2012, Т. 54, №6, С. 1215–1219.

2. Цехомская Т.С., Роскова Г.П., Вильцен Е.Г., Анфимова И.Н, Физ. и хим. ст. 1992. Т. 18. № 1. С.: 130–138.

СО15 ФОРМИРОВАНИЕ ЛОКАЛЬНО МОДИФИЦИРОВАННЫХ ОБЛАСТЕЙ В ОБЪЕМЕ ПОРИСТОГО СТЕКЛА, ПРОПИТАННОГО ГЛИЦЕРИНОМ

М.М. Сергеев, Р.А. Заколдаев, Г.К. Костюк

Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, г. С.-Петербург

E-mail: maks-sv-32@yandex.ru

В последнее время исследуются новые методы по созданию МО с размерами **1 ÷ 300** мкм, преимущественно в объеме оптических материалов, прозрачных для формирующего МО излучения, и сохранение функциональности при длительных сроках эксплуатации. Такие МО могут найти широкое применение в качестве функциональных микрооптических элементов в быстро развивающихся областях оптоэлектроники и интегральной оптики [2].

Было высказано предположение [3], что формирование МО сферической формы в объеме пластин ПС основано на массопереносе тонкодисперсного аморфного кремнезема, гидратированного молекулами воды из краевого слоя зоны воздействия в ее центральную область.

Для подтверждения данного предположения было решено провести эксперимент с использованием вещества обладающего значительно большей поляризующей способностью, чем у воды. В качестве такого вещества был выбран глицерин.

Цель настоящей работы заключается в определении условий формирования МО в объеме ПС, пропитанного жидкостью с высокой поляризующей способностью – глицерином, под действием лазерного излучения, слабо поглощаемого материалом.

В эксперименте использовались пластины ПС с пористостью $\delta \approx 0.25$ и средним радиусом пор ~ 2 нм, следующего состава: $94.73\text{SiO}_2 - 4.97\text{B}_2\text{O}_3 - 0.30\text{Na}_2\text{O}$.

На пластины ПС, пропитанные глицерином, воздействовали лазерным излучением, фокусируемым с помощью микрообъектива (10^{\times} , 0.25). Для формирования МО в объеме пластины ПС использовался волоконный иттербиевый лазер, с длиной волны $\lambda = 1,07$ мкм, длительностью импульса порядка 100 нс и частотой следования импульса $10 \div 100$ кГц, мощность варьировалась от 10 до 20 Вт. При этом длительность облучения составляла от 240 до 360 с.

Работа выполнена при финансовой поддержке ГК № 11.519.11.4017, гранта президента РФ НШ-619.2012.2 и ПФИ Президиума РАН № 24.

1. Jason R., Luis A., Peter R. Herman, Opt. Exp., 2013 Vol. 21, Issue 4, pp. 4493-4502.

2. Krzysztof Iniewski, Taylor & Francis Group, LLC, 2011, 760 P.

3. Костюк Г.К., Сергеев М.М., Яковлев Е.Б., П.М. 2013. № 9-10. С. 000–000 (в печати).

СО16 ПСЕВДОСИММЕТРИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ КРИСТАЛЛОВ ТИПА АХ

А.П. Гажулина, М.О. Марычев

*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
г. Нижний Новгород*

E-mail: asyagazhulina@yandex.ru

Данная работа продолжает исследование псевдосимметрических особенностей кристаллов типа АХ [1, 2]. В работе проведен анализ псевдосимметрических особенностей по отношению к операции инверсии [3] 335 кристаллов с химической формулой АХ, среди которых рассмотрено 238 кристаллов, относящихся к 19 структурным типам. Установлено, что для 165 кристаллов из рассмотренной совокупности характерно наличие трех типов центров псевдоинверсии, условно обозначенных C_{Z1} , C_{Z2} , pC . В рамках точечной модели получены выражения для псевдоинверсии в характерных точках C_{Z1} , C_{Z2} , pC в зависимости от отношения порядковых номеров атомов структуры Z_1 и Z_2 . Установлено, что в приближении модели точечных атомов все 165 кристаллов будут характеризоваться $\eta_{\max} \geq 0.8$, что позволяет говорить о псевдоцентросимметричности структурных типов сфалерита, вюрцита, арсенида ниобия, арсенида галлия, арсенида германия, оксида кальция, к которым относятся данные 165 кристаллов, в целом. Установлено, что 170 кристаллов с химической формулой АХ нельзя описать с помощью трех характерных типов центров псевдоинверсии C_{Z1} , C_{Z2} , pC . Из этих кристаллов 80 (47%) имеют степень инвариантности электронной плотности относительно операций псевдоинверсии выше 0.8. Кроме того, среднее значение $\bar{\eta}$ среди рассмотренных 170 кристаллов составило 0.706. Среднее значение $\bar{\eta}$ среди всех рассмотренных кристаллов типа АХ составило 0.833.

1. М.Р. Каткова, А.И. Крутов, Е.В. Чупрунов, Кристаллография. 1995. 40, с. 70 (1995).
2. А.П. Гажулина, М.О. Марычев, Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского, № 1, с. 47-52, (2011).
3. Е.В. Чупрунов, Кристаллография, 52, с. 5–16, (2007).

СО17 ВЫСОКОСКОРОСТНАЯ ФОТОГРАФИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ ДОМЕННЫХ СТРУКТУР В МАТЕРИАЛАХ МАГНИТОФОТОНИКИ

А.В. Балясов, М.В. Герасимов, Н.Н. Логинов, М.В. Логунов
Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск
E-mail: nnloginov@rambler.ru

В качестве материалов для устройств магнитофотоники используются материалы в виде тонких магнитных пленок, синтезированных на немагнитных подложках. При определенных сочетаниях внешних условий в них возможно формирование упорядоченных динамических доменных структур различной симметрии из исходного размагниченного состояния [1]. Процесс формирования структур состоит из последовательности этапов длительностью от десятков наносекунд до единиц микросекунд.

В данной работе для прямого исследования динамических процессов в доменной структуре представлена установка, позволяющая реализовать методы высокоскоростной фотографии (ВСФ) [2]. Методика ВСФ осуществлена на базе поляризационного микроскопа. Для наблюдения доменной структуры использованы магнитооптические эффекты Фарадея и Керра. Источниками постоянных и импульсных магнитных полей являются соленоид и микроэлектромагниты, питающиеся от источника постоянного тока и управляемого генератора импульсов мощностью до 11 кВт, соответственно. Особенностью установки является большой диапазон изменения частоты следования импульсов магнитного поля – от единиц Гц до единиц кГц.

В качестве источника импульсной подсветки для микроскопа использован импульсный твердотельный лазер с длительностью импульса 4 нс, что и определяет временное разрешение установки при исследовании динамических доменных структур. Для регистрации их изображений использована цифровая камера с высоким динамическим диапазоном.

С помощью системы синхронизации реализованы режимы как однократного, так и многократного экспонирования. Применение блока временной задержки позволяет исследовать эволюцию доменных структур в нано- и микросекундном диапазоне при сканировании импульсом лазера импульса магнитного поля.

1. М.В. Логунов, С.А. Никитов, М.В. Герасимов, Н.Н. Логинов, А.В. Спирин, Д.С. Кашкин, Известия РАН. Серия физическая, **77**, 1426 (2013).
2. А.С. Дубовик, А.Н. Андреев, *Высокоскоростная фотография и фотоника в исследовании быстротекущих процессов*, М.: Логос, 2002.

СО18 СИНТЕЗ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СОЕДИНЕНИЯ BaDyCuS_3

Т.М. Бурханова, А.В. Соловьёва, В.Е. Емельянова
Тюменский государственный университет, г. Тюмень
E-mail: burhanova-t@mail.ru

Из литературных данных известно об образовании в системах $\text{A}^{\text{II}}\text{S} - \text{Cu}_2\text{S} - \text{Ln}_2\text{S}_3$ сложных сульфидов $\text{A}^{\text{II}}\text{LnCuS}_3$ [1, 2]. Впервые синтезировано соединение BaDyCuS_3 , определены рентгенометрические характеристики (рис. 1). Соединение BaDyCuS_3 кристаллизуется в ромбической сингонии СТ KZrCuSe_3 , пр. гр. *Стст*, $a = 0.404$ нм, $b = 1.348$ нм, $c = 1.026$ нм. Синтез проводили сплавлением сульфидов BaS , Cu_2S , Dy_2S_3 в графитовом тигле. BaDyCuS_3 плавится конгруэнтно, что подтверждается микроструктурой образца, закаленного из расплава. Температура плавления по данным визуально-политермического анализа 1740 К. Микротвердость 1740 МПа. Полученные поликристаллические порошки BaDyCuS_3 прозрачны в ИК-области спектра в диапазоне $2800\text{-}1900\text{ см}^{-1}$ (рис. 2).

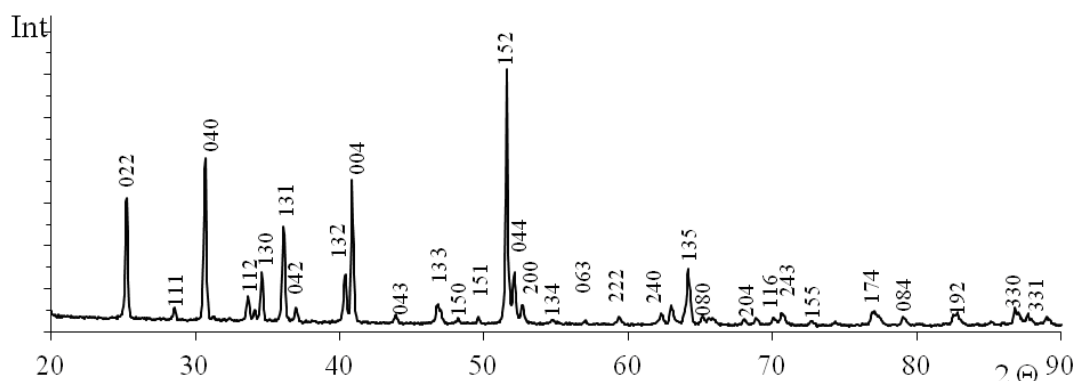


Рис. 1. Дифрактограмма пробы образца BaDyCuS_3 . Условия съемки: $\text{Co K}\alpha$ – излучение ($\lambda = 1.78892 \text{ \AA}$), Fe – фильтр.

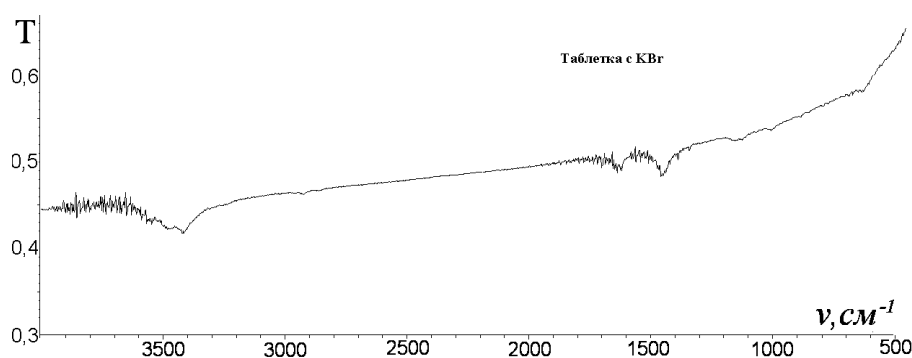


Рис. 2. ИК-спектр порошка соединения BaDyCuS_3 .

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009-2013 гг.» (соглашение № 14.В37.21.1184).

1. А.Е. Christuk, P. Wu, J.A. Ibers, J. of Solid State Chem., **110**, 330-336 (1994).
2. P. Wu, А.Е. Christuk, J.A. Ibers, J. of Solid State Chem., **110**, 337-344 (1994).

**CP1 РАСЧЕТЫ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КРИСТАЛЛОВ
ЛАНГАСИТА $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ В ПРОГРАММНОМ КОМПЛЕКСЕ WIEN2k**

А.П. Гажулина¹, Е.А. Исупова¹, М.О. Марычев¹

¹*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
г. Нижний Новгород*

E-mail: evgeniya.isupova@yandex.ru

В данной работе рассматриваются кристаллы лангасита $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ (ЛГС) [1], их пространственная группа симметрии $R\bar{3}21$; одна формульная единица в элементарной ячейке. Интересной особенностью кристаллов ЛГС является наличие смешанной позиции с координатами (0.3333 0.6667 0.4670) для атомов Ga и Si (они занимают ее с равной вероятностью).

Перед нами ставилась задача проведения первопринципных расчетов линейных оптических свойств кристаллов ЛГС с помощью программного комплекса WIEN2k [2] и исследования влияния расположения атомов Si и Ga в смешанных позициях на получаемые результаты. Для этого проводилось моделирование разупорядоченной структуры кристалла ЛГС по следующему алгоритму. Моделировалась ячейка размером $2 \times 2 \times 2$ элементарных ячеек, в ней расставлялись атомы Ga и Si с равной вероятностью по 16 позициям различными способами, для каждого полученного структурного файла рассчитывалась степень инвариантности полученной структуры (псевдосимметрия [3]) по отношению к операциям симметрии $2x$, $2y$, $2z$, 3^1z с помощью программы PseudoSymmetry [4].

Всего описанным способом было построено 10 различных структур ЛГС. Для каждой структуры проведены расчеты линейных оптических свойств в программном комплексе WIEN2k [2]. Установлено, что показатели преломления для различных структур существенно отличаются (в видимом диапазоне спектра разброс для обыкновенного показателя преломления $\Delta n_o = 0.07$, для необыкновенного – $\Delta n_e = 0.04$). Следовательно, для оценки погрешностей расчётных свойств кристаллов необходимо рассматривать различные микромоделли структур, не только для лангаситов, но и вообще для кристаллов, имеющих атомные позиции с дробными заселённостями.

Показано, что расчетные зависимости коэффициента поглощения от длины волны для всех смоделированных структур кристаллов ЛГС имеют особенности, характерные для кристаллов семейства кальций-галлогерманата (к данному семейству относятся кристаллы ЛГС)

1. A.A. Kaminskii, B.V. Mill, G.G. Khodzhabagyan, et al. Physica Status Solidi, Sectio A: Applied Research, **80**, 387-398 (1983).

2. P. Blaha, K. Schwarz, G. Madsen, et al. WIEN2k, An Augmented Plane Wave + Local Orbitals Program for Calculating Crystal Properties (Karlheinz Schwarz, Techn. Universität Wien, Austria). ISBN 3-9501031-1-2 (2001).

3. Е.В. Чупрунов, Кристаллография, **52**, 5 (2007).

4. Н.В. Сомов, Е.В. Чупрунов, Кристаллография, **58**, 742-744 (2013).

**СР2 НАБЛЮДЕНИЕ РОСТОВЫХ СТУПЕНЕЙ НА ГРАНЯХ {110}
КРИСТАЛЛОВ $Zn(NH_4)_2(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$ В РАСТВОРАХ РАЗНОГО СОСТАВА**

А.Д. Гортинская, В.Н. Портнов

*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
г. Нижний Новгород*

E-mail: gortinskaya.anya@yandex.ru

Ранее было установлено [1], что повышение качества кристаллов цинка-аммония сернокислого ($Zn(NH_4)_2(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$) достигается введением в раствор соды ($NaHCO_3$). Сода устраняет действие случайных примесей. При этом можно было вырастить кристаллы не только визуально однородные, но и подтвердить их однородность отсутствием крупных ступеней на гранях [2].

Целью работы было применение оптических методов для наблюдения движения ступеней на гранях {110} в присутствии разного количества Fe_2SO_4 и соды. Теория движения ступеней кратко изложена в [3].

Сначала была собрана установка для определения температуры насыщения раствора. Данные растворимости $Zn(NH_4)_2(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$ получены в интервале от 30 до 45 °С. Полученные данные незначительно отклоняются от литературных данных в интервале 10 до 30 °С. Наблюдение ступеней на гранях {110} проводилось с помощью фазово-контрастного микроскопа, интерферометра Линника и интерферометра Майкельсона. На интерферометре Майкельсона интерференционная картина регистрируется камерой, передается на компьютер и обрабатывается. Проведены первые измерения скорости движения ступеней на гранях кристалла $Zn(NH_4)_2(SO_4)_2 \cdot 6H_2O$.

1. А.Д. Гортинская, В.Н. Портнов, Влияние ионов железа на морфологию граней кристаллов цинка-аммония сернокислого / А.Д. Гортинская, В.Н. Портнов // Сборник трудов 11-й Всероссийской с международным участием конференции-школы, Саранск, 2012.

2. Н.Н. Шефталъ, *Сб. Рост кристаллов*, Изд-во АН СССР, М.:1957, с. 1-30.

3. В.П. Портнов, Е.В. Чупрунов. *Кинетика и морфология дислокационного роста граней кристаллов из раствора*, Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского университета, 2010.

СРЗ ПОЛИМОРФНЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ТРИ-8-ОКСИХИНОЛЯТАХ АЛЮМИНИЯ, ГАЛЛИЯ И ИНДИЯ

Р.И. Аветисов, А.А. Аккузина, А.Г. Чередниченко, И.Х. Аветисов
Российский химико-технологический университет им. Д.И.Менделеева,
г. Москва
E-mail: aich@rctu.ru

Три-8-оксихиноляты на основе металлов III группы (Meq_3 , где $\text{Me}=\text{Al, Ga, In}$) приобрели особую популярность в связи с развитием органической электролюминесценции. Alq_3 широко применяется как электролюминофора зеленого цвета свечения и материала электронного транспортного слоя в OLED структурах [1]. Meq_3 могут существовать в нескольких полиморфных модификациях, которые различаются по люминесцентным свойствам [2], но достоверная информация об условиях их получения противоречива. А при продаже коммерческих препаратов не указывается, какая именно модификация (или их смесь) поставляется.

В настоящей работе были проведены комплексные исследования структурных и спектральных характеристик высокочистых пересублимированных Meq_3 в интервале температур от комнатной до полного расплавления соединений под вакуумом и в атмосфере Ar. Для всех Meq_3 была получена аналогичная зависимость $\lambda_{PL}^{max} = f(T)$, которая содержала ряд линейных участков, по данным КРС и РФА соответствующих различным полиморфным модификациям (рис.1).

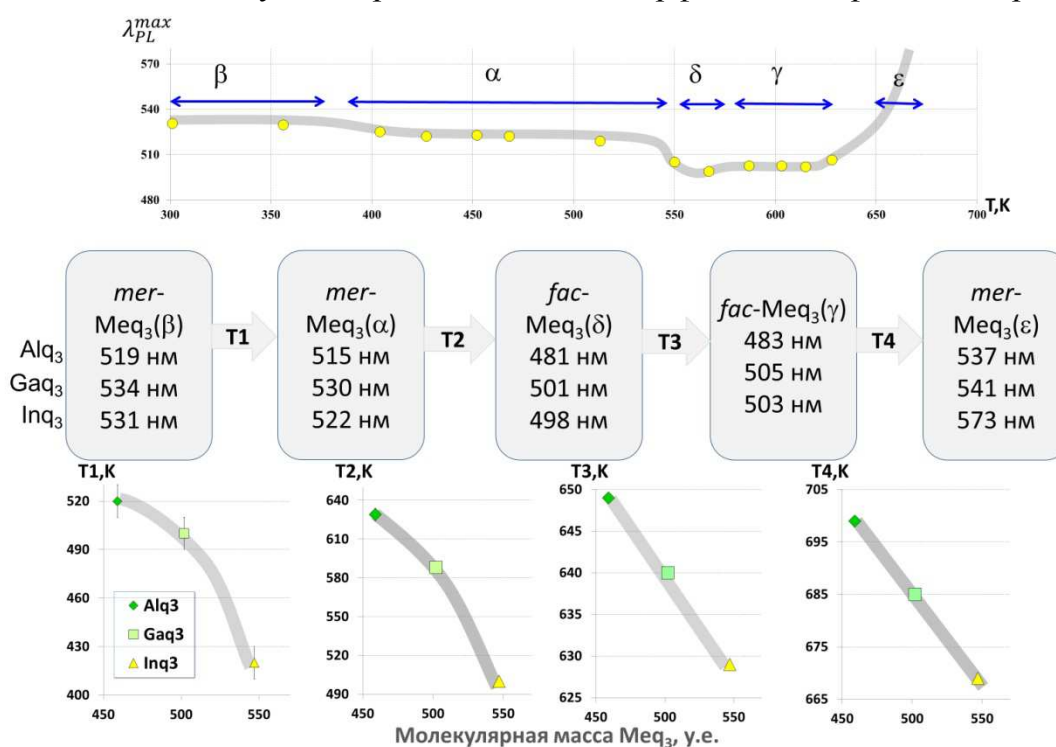


Рис. 3. Обобщенная картина изменения максимумов спектров фотолуминесценции при изменении температуры отжига препаратов Meq_3 (где $\text{Me}=\text{Al, Ga, In}$).

1. Organic Electronics: Materials, Processing, Devices and Applications, Ed. by S. Franky (Taylor and Francis Group, Boca Raton, 2010).

2. M. Rajeswaran, T. N. Blanton et. al., Polyhedron, 28, 835(2009).

СР4 НЕСТЕХИОМЕТРИЯ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ СЕЛЕНИДА ЦИНКА

Чан Кхань¹, Е.Н. Можевитина¹, А.В. Хомяков¹, С.В. Неустроев²,
А.А. Давыдов², Н.В. Жаворонков², И.Х. Аветисов¹

¹Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева,
г. Москва

²НИИ Материаловедения, г. Зеленоград
E-mail: aich@rctu.ru

Кристаллы ZnSe представляют большой интерес в качестве материалов для детекторов и выходных окон для газовых лазеров видимого и ИК диапазонов. Однако до настоящего времени достоверные данные об области гомогенности ZnSe отсутствуют, особенно с учетом полиморфного перехода типа «вюрцит-сфалерит». Предполагаемая схема такого перехода вблизи максимальной температуры плавления ZnSe была предложена в [1] по результатам ДТА экспериментов.

В настоящей работе мы исследовали нестехиометрию селенида цинка в условиях $S_{s-ZnSe}LV$ и $S_{s-ZnSe}V$ равновесия со стороны избытка селена прямым физико-химическим методом [2] в интервале температур 765-1320 К. Установлено, что область гомогенности s-ZnSe включает в себя стехиометрический состав, и со стороны избытка обоих компонентов наблюдается ретроградное поведение линии солидус. Сопоставление данных электрофизических исследований с измеренной нестехиометрией указывают на доминирование электрически нейтральных дефектов на границе области гомогенности.

Установлена корреляция между нестехиометрией и спектрами фотолюминесценции высокочистых кристаллов (99,999 масс.%), выращенных из паровой фазы методом Маркова-Давыдова [4] и из расплава при повышенном давлении (Рис.1).

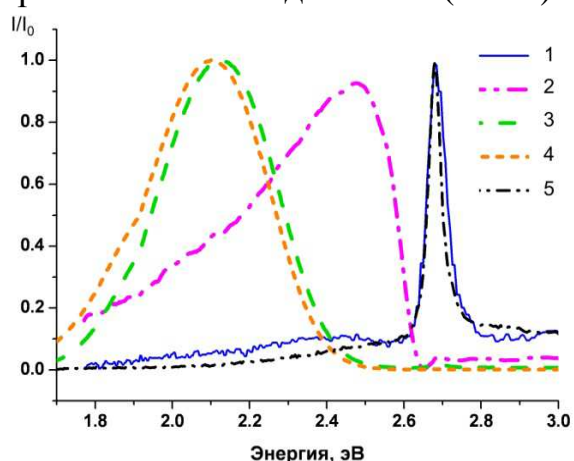


Рис.1. Спектры фотолюминесценции препаратов ZnSe при 300 К ($\lambda_{ext}=370$ нм): 1-пересублимированный стехиометрический поликристалл, 2- CVD-ZnSe поликристалл, 3-кристалл из расплава при повышенном давлении в графитовом тигле, 4- кристалл из расплава при повышенном давлении в стеклоуглеродном тигле, 5- кристалл из паровой фазы.

1. Н. Okada, Т. Kawanaka J. Cryst. Growth. 165, 31 (1996)
2. И.Х. Аветисов Изв. ВУЗов. МЭТ, 3, 68 (2008)
3. F.T. J. Smith Solid State Communications 7, Issue 24, 1757(1969)
4. А.А. Давыдов и др. Неорг. Матер. 28, 42 (1992)

**СР5 ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ СПЕКАНИЯ
НА ВЛАГОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ НАНОСТРУКТУРНО
ОПТИМИЗИРОВАННОЙ КЕРАМИКИ MgO-Al₂O₃**

Г.И. КЛЫМ

Национальный университет «Львовская политехника», г. Львов, Украина

E-mail: klymha@yahoo.com

Керамические сенсоры влажности (СВ) на основе нанопористых материалов в последние годы находят широкое применение в разнообразных сферах. Одним из перспективных материалов для изготовления активных элементов СВ является шпинель MgO-Al₂O₃, которая обладает хорошей влажочувствительностью, коротким временем срабатывания на изменение влажности, высокой термической и химической стойкостью. Учитывая это, было изучено влияние температуры спекания на эксплуатационные характеристики СВ на основе шпинельной керамики MgO-Al₂O₃.

Для получения образцов использовали три температурно-часовых режима, отличающихся лимитной температурой изотермического спекания керамики (1200 1300 и 1400 0 С). Формирование электрических контактов проводили путем впекаания проводниковой пасты на поверхность керамических таблеток.

По результатам ртутной порометрии, наилучшим распределением пор по размерам владеют керамические образцы, спеченных при 1300 и 1400°С. причем с увеличением продолжительности спекания пористая структура керамики становится оптимальной с точки зрения работы активных элементов СВ. В качестве основной эксплуатационной характеристики полученных керамических элементов СВ на основе шпинели MgO-Al₂O₃ использовали зависимость их электрического сопротивления от относительной влажности. Измерения проводили при температуре 20 и 50 °С в направлении достижения максимальной влажности (около 100 %), а также в обратном направлении.

Вследствие проведенных экспериментов получение результаты, которые свидетельствуют о том, что температура изотермического спекания влияет на электрические свойства активных элементов СВ. В образцах керамики спеченной при 1200 °С наблюдается гистерезис характеристики и небольшой диапазон влажочувствительности. А минимальным гистерезисом и линейностью характеристики обладают образцы керамики, полученные при более высоких температурах (1300 и 1400 °С). Кроме того, в образцах керамических сенсоров, синтезированных при 1400 °С, существенно увеличивается участок .линейной зависимости сопротивления от влажности во всем исследуемом диапазоне (20-100 %), особенно при температуре измерение 50 °С.

Таким образом, эффекты повышение температуры спекания в наноструктурно оптимизированной керамике MgO-Al₂O₃ от 1200 до 1400 °С приводит к повышению ее влажочувствительности.

СР6 ШТАРКОВСКАЯ СТРУКТУРА УРОВНЕЙ ГОЛЬМИЯ В РЕДКОЗЕМЕЛЬНОМ АЛЮМИНИЕВОМ И ГАЛЛИЕВОМ БОРАТЕ

К.Н. Болдырев, Е.А. Добрецова

Институт спектроскопии Российской академии наук, г. Москва

E-mail: kn.boldyrev@gmail.com

В настоящее время большое внимание исследователей всего мира уделяется алюминиевым боратам $RAI_3(BO_3)_4$, активированным различными редкоземельными ионами. Данные кристаллы характеризуются высокой степенью нелинейности, обладают химической стойкостью, термической стабильностью, механической прочностью, оптической прозрачностью от ультрафиолетовой до средней ИК области спектра, также другими свойствами, благоприятными для лазерных кристаллов. Однако в последнее время об этих кристаллах говорят не только как о лазерных средах, но и как о новых рекордных мультиферроиках. Недавно в алюмоборате гольмия был обнаружен гигантский магнито-электрический эффект с рекордной электрической поляризацией 3600 мКл/м^2 в поле 7 Тл [1], что в разы превышает известные максимальные значения поляризации в других мультиферроиках, в том числе и в ферроборатах.

Предполагается, что уникальные магнито-электрические свойства $HoAl_3(BO_3)_4$ связаны именно с расположением низколежащих уровней гольмия. Кроме того, знание штарковской структуры позволяет рассчитать параметры кристаллического поля и смоделировать как известные, так и ещё не открытые свойства исследуемых соединений. Поэтому в настоящей работе нами была исследована штарковская структура уровней редкоземельного иона Ho^{3+} мультиферроика $HoAl_3(BO_3)_4$, а также нового изоструктурного соединения $HoGa_3(BO_3)_4$, магнитоэлектрические свойства которого пока не исследовались.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 12-02-31028 мол_а) и гранта Президента Российской Федерации для молодых кандидатов (МК – 1700.2013.2).

1. K.-C. Liang, R.P. Chaudhury, V. Lorenz et al., Phys. Rev. B 83, 180417(R) (2011).

СР7 ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СТЕПЕНИ ЗАКРЕПЛЕНИЯ СПИНОВ В ДВУХСЛОЙНОЙ ПЛЕНКЕ

А.М. Зюзин, С.Н. Сабаяев, М.А. Бакулин, Н.В. Янцен
Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск
E-mail: sabaevsn@mail.ru

Целью настоящей работы являлось исследование влияния температуры на степень закрепления спинов в двухслойной пленке и характеристики спектров спин-волнового резонанса (СВР).

Исследования проводились на двухслойных монокристаллических пленках ферритов-гранатов, полученных методом жидкофазной эпитаксии. Толщина каждого из слоев h определялась на их однослойных аналогах интерференционным методом. Состав и параметры пленок приведены в таблице. Пленки обладали различными значениями намагниченности M , параметра затухания α и полей однородного резонанса H_{0i} в слоях.

образец	№ слоя	Состав	h , мкм	M , кА/м	α
1	1	$Y_{2.98}Sm_{0.02}Fe_5O_{12}$	0.50	138.5	0.003
	2	$Sm_{1.2}Lu_{1.8}Fe_5O_{12}$	1.4	140	0.12
2	1	$Y_{2.98}Sm_{0.02}Fe_5O_{12}$	0.42	138.5	0.003
	2	$Sm_{0.45}Er_{2.55}Fe_5O_{12}$	1.8	105.9	0.2

Из температурных зависимостей числа спин-волновых (СВ) мод и их резонансных полей для образцов №1 и №2, при перпендикулярной ориентации внешнего магнитного поля относительно плоскости пленки установлено, что при температуре $T = 20^{\circ}C$ в образце №1 возбуждается большее количество мод по сравнению с образцом №2. По мере увеличения температуры в интервале $20^{\circ}C < T < 175^{\circ}C$ количество возбуждаемых СВ-мод в образцах уменьшается. При дальнейшем увеличении температуры (в интервале $175^{\circ}C < T < 280^{\circ}C$) спектры СВР образцов №1 и №2 ведут себя по разному. В образце №1 количество возбуждаемых СВ-мод также уменьшается, а в образце №2 число мод наоборот начинает возрастать. При температуре $280^{\circ}C$, когда слой закрепления (слой №2) переходит через точку Кюри, СВ-моды перестают возбуждаться в обоих образцах.

При параллельной ориентации внешнего магнитного поля относительно плоскости пленки поведение спектров СВР с увеличением температуры носит иной характер. Во-первых, количество возбуждаемых СВ-мод у первого и второго образцов одинаковое, во-вторых, количество возбуждаемых СВ-мод, с возрастанием температуры, не изменяется.

При этом проявляется четкая зависимость: с увеличением разности полей однородного резонанса, увеличивается число возбуждаемых СВ-мод. Причем эта зависимость проявляется как в случае, когда слой закрепления находится в состоянии реактивной среды $H_{01} < H_{02}$ так и дисперсивной $H_{01} > H_{02}$.

СР8 РОСТ КРИСТАЛЛОВ ТАРТРАТОВ НАТРИЯ В ГЕЛЕ

Е.К. Малафеева, В.Н. Портнов, Н.В. Сомов

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,

г. Нижний Новгород

E-mail : zhe_1604@mail.ru

Многие тартраты являются малорастворимыми в воде, поэтому одним из способов их получения является рост в геле[1].

Известно, что тартраты обладают нелинейно-оптическими свойствами. В настоящее время проводятся работы по модификации свойств кристаллов[2]. Для расчета структурных характеристик и коэффициентов нелинейно-оптической восприимчивости ряда тартратов, измеряемых методом порошка, не нужны крупные кристаллы. Однако желательно вырастить кристаллы размерами около 5 мм для изучения их оптической анизотропии.

Рост кристаллов тартратов натрия происходит в метасиликатном геле, для приготовления которого смешиваются винная кислота

$\text{H}_2\text{C}_4\text{H}_4\text{O}_6$ и метасиликат натрия $\text{NaSiO}_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$ в пропорции 3:1[1]. Эксперименты проводились в стеклянных пробирках диаметром 18 мм и высотой 180 мм при комнатной температуре $(22 \pm 2)^\circ\text{C}$.

В ходе работы было обнаружено, что в объеме геля выпадают кристаллы. Данные кристаллы были отданы на рентгеноструктурный анализ. РСА показал, что выращенные кристаллы принадлежат триклинной сингонии тартрата натрия. Кристаллы $\text{C}_4\text{H}_6\text{NaO}_7$ относятся к пространственной группе $P\bar{1}$ с параметрами элементарной ячейки $a=6.5005(3)\text{\AA}$, $b=7.0897(3)\text{\AA}$, $c=8.0213(3)\text{\AA}$, $\alpha=91.748(3)^\circ$, $\beta=101.600(4)^\circ$, $\gamma=110.238(4)^\circ$.

При приготовлении геля из двух частей на границе раздела также образуются кристаллы — дендриты. РСА этих кристаллов показал их принадлежность к моноклинной сингонии, пространственной группе $P2_1/n$ с параметрами элементарной ячейки $a=9.0368(2)\text{\AA}$, $b=7.1536(10)\text{\AA}$, $c=10.9355(3)\text{\AA}$, $\beta=109.523(3)^\circ$.

Рентгеноструктурный эксперимент был выполнен при комнатной температуре на автоматическом рентгеновском дифрактометре Oxford Diffraction Gemini S с каппа гониометром и CCD — детектором SAPPHIRE III, излучение $\text{MoK}\alpha$ (графитовый монохроматор) [3].

1. Г. Гениш, Выращивание кристаллов в гелях, М.: Мир, 1973.
2. B.S. Kumar et al., Bull.Mater. Sci., 30. №4, 349-355 (2007).
3. CrysAlisPro, Agilent Technologies, Version 1.171.35.11 (release 16-05-2011 CrysAlis171.NET).

СР9 СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ТОНКИХ ПЛЕНОК ОКСИДА ЦИНКА, ЛЕГИРОВАННЫХ МАРГАНЦЕМ И ЛИТИЕМ

А.С. Журавлёва

Иркутский государственный технический университет, г. Иркутск

E-mail: zhuravlyova-alina@yandex.ru

В последнее время огромное внимание ученых привлек оксид цинка, на основе которого возможно создание нового поколения устройств спинтроники и микроэлектроники при высоких температурах [1,2].

Целью настоящей работы являлось исследование магнитных и электрических характеристик наноструктурных пленок оксида цинка, полученных методом импульсного лазерного напыления, легированных марганцем и литием различных концентраций. Mn и Li оказались наиболее подходящими примесями благодаря своей высокой растворимости, диффузионной способности и в качестве возможных кандидатов для получения р-типа проводимости ZnO. Актуальность представленной работы определяется важностью вопросов, касающихся природы и причин возникновения ферромагнетизма при комнатной температуре в полупроводниковых пленках оксида цинка.

Для подтверждения качества полученных пленок были проведены количественный элементный анализ образцов и анализ распределения элементов в пленке методами масс-спектрометрии вторичных ионов (МСВИ) и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС), а также рентгенодифракционный анализ их кристаллической структуры. Толщины пленок измерялись анализатором поверхности TENCOR p-10, Исследовались морфология пленок с помощью атомно-силового микроскопа MultiMode с контроллером Nanoscope V, а также их фотолюминесценция. Для определения типа проводимости пленок были проведены измерения Холла. Магнитные и электрические характеристики были получены с помощью PPMS 9000 и Cryostat.

По данным экспериментов построены зависимости магнитного момента от величины приложенного магнитного поля, которые четко указывают на наличие ферромагнитного упорядочения при комнатной температуре (T_R) в пленках ZnO, легированных Li и Mn. Основываясь на этих результатах, была выдвинута теория, объясняющая существование ферромагнетизма при T_R в системах $Zn_{(1-x)}Li_xO$, $Zn_{(1-x)}Mn_xO$. Наиболее важным результатом работы стало обнаружение особенности на кривых сопротивления в диапазоне малых полей в пленках ZnO, что представляется возможным объяснить в рамках теории двойного обменного взаимодействия.

1. B. Xiao et al., Appl. Surf. Sci. **253**, 895 (2006).
2. J. G. Luet et al., Appl. Phys. Lett. **89**, 112113 (2006).

СР10 СТРУКТУРА И СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРИСТАЛЛОВ ЧАСТИЧНО СТАБИЛИЗИРОВАННОГО ДИОКСИДА ЦИРКОНИЯ, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ Nd³⁺

Т.В. Волкова¹, М.В. Вилкова¹, Е.В. Глушкин¹, Е.Е. Ломонова²,
А.А. Кулебякин², В.П. Мишкин¹, П.А. Рябочкина¹, Н.Ю. Табачкова³,
М.А. Усламина, С.Н. Ушаков²

¹Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск

²Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва

³НИТУ «МИСИС», г. Москва

Кристаллы частично стабилизированного диоксида циркония (ЧСЦ) являются материалом, характеризующимся уникальными физическими свойствами: высокой прочностью, трещиностойкостью, твердостью и износостойкостью. Также им присущи низкие коэффициенты трения по металлам, химическая инертность и высокая температура плавления.

Перечисленные выше свойства кристаллов ЧСЦ обеспечивают их широкое практическое применение для триботехнических изделий.

Необходимо заметить, что фазовый состав, микро и наноструктура кристаллов ЧСЦ значительным образом зависят от условий синтеза и их химического состава (концентрация ионов стабилизатора и наличия редкоземельных ионов).

В настоящей работе представлены результаты исследования структуры и спектрально-люминесцентных характеристик кристаллов ZrO₂-Y₂O₃-Nd₂O₃ с различным содержанием стабилизирующего оксида, которые были синтезированы путем кристаллизации расплава в «холодном контейнере».

При исследовании морфологии поверхности кристаллов ZrO₂-Y₂O₃-Nd₂O₃ методом АСМ была выявлена характерная для них наноразмерная доменная структура (рис.1).

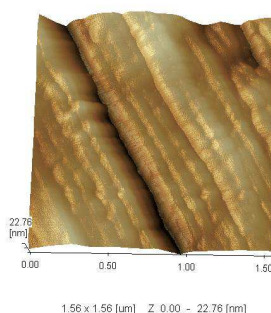


Рис. 1. Морфология поверхности кристалла ZrO₂-3,7мол.% Y₂O₃-0,9 мол.% Nd₂O₃.

Выполнен анализ результатов по установлению связи между спектроскопическими характеристиками оптических центров ионов Nd³⁺ в кристаллах ZrO₂-Y₂O₃-Nd₂O₃ с различным содержанием стабилизирующего оксида и особенностями доменной структуры этих кристаллов, выявленной с помощью АСМ.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 13-02-12051 офи_м.

СР11 ФОРМИРОВАНИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУР В Fe-Cr-Co ОКИСНЫХ СИСТЕМАХ НА НОСИТЕЛЕ SiO₂

Ю.В. Максимов¹, М.А. Голубьев², К.Н. Нищев², М.Д. Шибанова¹,
В.М. Кяшкин², Б.Ф. Мамин²

¹*Институт химической физики РАН им. Н.Н. Семенова, г. Москва*

²*Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск*

Применяемые для практических целей каталитические материалы редко являются однокомпонентными и однофазными системами. Точное знание химического, фазового составов, строения и дефектности необходимо для описания физических свойств данных функциональных материалов. Сложность интерпретации экспериментальных данных о свойствах таких систем определяется тем, что они часто являются полидисперсными с активными компонентами, нанесенными на носитель, а входящие в их состав элементы образуют однотипные кристаллические решетки.

В настоящей работе методами гамма-резонансной спектроскопии (ГРС), рентгеновской дифрактометрии высокого разрешения (РД) и рентгенофлуоресцентного анализа (РФА) исследованы химический, фазовый составы и структура окисных систем, содержащих железо, кобальт и хром в различных концентрациях, приготовленных пропиткой кремнеземной плиты раствором соответствующих азотнокислых солей, и прокаленных при температурах 873 К и 1173 К.

Составы и условия термообработки исследуемых образцов: №1-100% Fe, №2-(75% Fe-25% Cr), №3-(74% Fe-25% Cr-1%Co), №4-(65% Fe-25% Cr-10%Co), №5-65% Fe-25% Cr-10%Co с $T_{пр}=1173$ К.

По данным проведенных исследований образцы, не содержащие кобальт, состоят из однофазных кристаллитов, имеющих структуру корунда. Параметры структуры образца №1, определенные методами ГРС и РД, соответствуют крупнокристаллическому гематиту, близкому по составу к стехиометрическому. Меньшее значение температуры Нееля ($T_N = 915$ К), свидетельствует, на наш взгляд, о наличии дефектов в структуре.

По изменению параметров ГР спектров образца №2 по сравнению со спектрами образца №1, данных РД и зависимости эффективного магнитного поля на ядре железа от температуры ($H_{эфф}=f(T)$) установлено формирование корундовой структуры мелкодисперсного неоднородного твердого раствора $\alpha\text{-Fe}_{1,5}\text{Cr}_{0,25}\text{O}_3$.

Введение кобальта (1-10) % (№3, №4) приводит к формированию двух структурных фаз: корунда $\alpha\text{-Fe}_{2-x}\text{Cr}_x\text{O}_3$ и шпинели $\text{Fe}_{3-z-y}\text{Cr}_z\text{Co}_y\text{O}_4$ [1]. При этом с увеличением концентрации кобальта в образце содержание шпинельной фазы увеличивается. Повышение температуры прокалики (образец №5) приводит к уменьшению содержания шпинельной фазы и увеличению концентрации железа в корундовой структуре. Носитель (SiO₂) при всех температурах прокалики является рентгеноаморфным и не взаимодействует с активными компонентами. Установлено, что кристаллиты корундовой и шпинельной структур являются полидисперсными. С

увеличением концентрации кобальта в образцах и температуры прокалики значения области когерентного рассеяния возрастают для обеих структурных фаз.

В качестве характеристик состояния исследуемых систем использовались температуры магнитных фазовых переходов. Для $\alpha\text{-Fe}_{2-x}\text{Cr}_x\text{O}_3$ это температуры переходов из слабоферромагнитного ($T > T_M$) в антиферромагнитное состояние ($T < T_M$) (T_M -температура Морина) и из слабоферромагнитного в парамагнитное (T_N), а для $\text{Fe}_{3-z-y}\text{Cr}_z\text{Co}_y\text{O}_4$ - температура Кюри.

1.Шибанова М.Д., Голубьев А.В., Максимов Ю.В., Суздаев И.П., Корчак В.Н. Кинетика и катализ, 2001, том 42, №1, с. 124-128

ЛАЗЕРНЫЕ МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИИ

DL1 ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ЛАЗЕРЫ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО И ВАКУУМНО-УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ДИАПАЗОНОВ

В.В.Семашко

Казанский федеральный университет, г. Казань

E-mail: vadim.semashko@kpfu.ru

Введение

Последние два десятилетия ознаменовались серьезным прорывом в области создания твердотельных активных сред ультрафиолетового (УФ) и вакуумно-ультрафиолетового (ВУФ) диапазона спектра, использующих в качестве рабочих межконфигурационные переходы ионов лантаноидов, внедренных в диэлектрические кристаллические матрицы с большими ширинами (>10 eV) запрещенной зоны [1]. Развитие этого направления исследований стимулировалось тенденциями использования в передовых высокотехнологических процессах когерентного излучения с всё более короткими длинами волн. В частности, простые и надежные источники перестраиваемого по частоте лазерного УФ-излучения оказались востребованы во многих инновационных технологиях: фотонике, фотолинтографии, в атмосферных и аэрокосмических исследованиях, прецизионной обработке материалов, фотохимии, биологии, медицине, в элементах нанотехнологий. Однако несмотря на очевидные преимущества, устройства квантовой электроники этих диапазонов на основе твердотельных активных сред до сих пор не получили широкого распространения и на практике по-прежнему используют либо излучение мощных эксимерных лазеров, либо УФ-излучение, получаемое путем нелинейного преобразования частоты излучения серийных лазеров видимого и ИК диапазонов. Хотя, как известно, первый способ не позволяет осуществлять перестройку частоты лазерного излучения, а второй - отличается сложностью, громоздкостью, нестабильностью выходных спектральных и энергетических характеристик, а также не позволяет без кардинальной перестройки всей архитектуры лазерной системы наращивать выходную мощность генерируемого УФ-излучения.

Настоящая лекция призвана обозначить основные проблемы, возникающие при поисковых исследованиях новых кристаллических активных сред, способных усиливать и генерировать лазерное УФ/ВУФ-излучение, а также продемонстрировать достигнутый в мире уровень развития устройств твердотельной квантовой электроники УФ-диапазона, функционирующих с использованием $4f^{n-1}5d-4f^n$ переходов редкоземельных ионов.

Предпосылки и препятствия использования

межконфигурационных $4f^{n-1}5d-4f^n$ переходов в квантовой электронике

Перспективность использования $4f^{n-1}5d-4f^n$ ($5d-4f$) межконфигурационных переходов редкоземельных ионов (РЗИ), внедренных в диэлектрические кристаллы в качестве лазерных, привлекала исследователей еще в самом начале эры квантовой электроники. Так,

следующим после первого в мире лазера на рубине, созданного Т.Н.Майман [2], оказался лазер на $5d-4f$ переходах ионов Sm^{2+} в кристалле флюорита [3]. Впоследствии по ряду причин технического толка внимание исследователей было обращено, главным образом, лишь к внутриконтинуальным $4f-4f$ переходам РЗИ и колебательно-уширенным $3d-3d$ переходам ионов переходных металлов, и за последние 40 лет именно тематике их использования в приборах квантовой электроники было посвящено большинство экспериментальных работ и обзоров.

В то же время $5d-4f$ переходы имеют ряд несомненных преимуществ по сравнению с $4f-4f$ переходами ионов лантаноидов и $3d-3d$ переходами ионов переходных металлов. Во-первых, $5d-4f$ переходы являются разрешенными по четности и характеризуются высокими значениями сечений переходов ($10^{-18}-10^{-17}$ см⁻¹). По этой же причине состояния смешанной $4f^{n-1}5d$ ($4f5d$)-конфигурации обладают короткими временами жизни ($10^{-8}-10^{-6}$ с), что в эру «ламповой накачки» (вследствие ограничений по скоростям накачки) оказалось главным сдерживающим фактором использования этих межконтинуальных переходов в квантовой электронике. Во-вторых, из-за большого эффективного радиуса $5d$ -орбиталей для $4f5d$ -состояний РЗИ справедливо приближение «сильного кристаллического поля», что проявляется в смещении центров тяжести состояний $4f5d$ -конфигурации РЗИ в кристаллах в сторону меньших энергий по сравнению со свободными ионами, в больших значениях кристаллического расщепления (до 20000 см⁻¹) и ширин полос в спектрах поглощения и люминесценции (>1500 см⁻¹). Первые два фактора позволяют кристаллохимическими способами добиваться желаемых спектральных характеристик активированных материалов, а последний обуславливает высокую привлекательность $4f-5d$ межконтинуальных переходов РЗИ для реализации перестраиваемых по частоте лазеров, а также для усиления и генерации импульсов излучения сверхкороткой длительности.

Впервые обратили внимание на имеющиеся спектроскопические предпосылки и предложили использовать межконтинуальные $5d-4f$ переходы для усиления и генерации излучения в УФ и ВУФ областях спектра американские исследователи К.Н.Янг и J.A.DeLuca [4]. Исходя из анализа структуры энергетических состояний РЗИ в кристаллах [5] и правил отбора [6,7], наиболее перспективными с точки зрения использования этих переходов в качестве рабочих переходов лазеров УФ-диапазона представляются три трехвалентных редкоземельных иона Ce^{3+} , Pr^{3+} и Nd^{3+} и два двухвалентных - Eu^{2+} и Yb^{2+} . Такой относительно небогатый выбор обусловлен тем, что для оставшихся трехвалентных и почти для всех двухвалентных ионов лантаноидов, вследствие перекрывания энергетических состояний $4f5d$ -конфигурации с нижележащими состояниями $4f$ -конфигурации, квантовый выход $5d-4f$ люминесценции часто оказывается значительно меньшим единицы. Кроме того, для некоторых из ионов в

области $5d-4f$ люминесценции обнаруживаются полосы поглощения, связанные с переносом заряда [8-12] (рис.1).

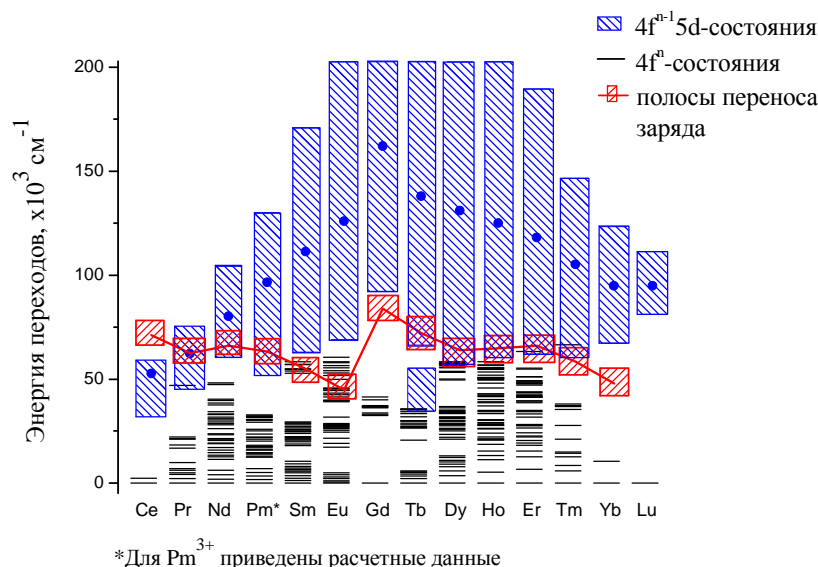


Рис.1. Взаимное расположение $4f^n$ - и $4f^{n-1}5d$ - состояний трехвалентных редкоземельных ионов, а также энергий переходов с переносом заряда в кристаллах LiLnF_4 ($\text{Ln}=\text{Y, Lu, Re}$) (по данным [1, 8-12])

Наконец следует учитывать то, что в активированных кристаллах под воздействием интенсивного УФ-излучения накачки индуцируется целый спектр фотодинамических процессов (ФДП), следствием которых является наведенное поглощение в области возможной лазерной генерации, снижающее ее эффективность, а зачастую и делающее затруднительным и даже невозможным ее возбуждение [13]. Это наведенное поглощение обусловлено двумя основными эффектами: поглощением из возбужденных $4f5d$ -состояний (ПВС) активаторных ионов и соляризацией кристаллов (образованием центров окраски (ЦО)).

По этим причинам экспериментально осуществить лазерную генерацию в УФ диапазоне спектра удалось лишь на ионах Ce^{3+} в кристаллах $\text{LiYF}_4:\text{Ce}^{3+}$ [14], $\text{LaF}_3:\text{Ce}^{3+}$ [15], $\text{LiCaAlF}_6:\text{Ce}^{3+}$ [16], $\text{LiSrAlF}_6:\text{Ce}^{3+}$ [17], $\text{LiLuF}_4:\text{Ce}^{3+}$ [18], $\text{KY}_3\text{F}_{10}:\text{Ce}^{3+}$ [19], $\text{BaY}_2\text{F}_8:\text{Ce}^{3+}$ [20] и на ионах Nd^{3+} в кристалле $\text{LaF}_3:\text{Nd}^{3+}$ [21,22], а наблюдать оптическое усиление или реализовать лазерную генерацию на межконфигурационных переходах ионов Pr^{3+} , Yb^{2+} и Eu^{2+} в кристаллах до сих пор не удалось.

Характеристики наиболее эффективных активных сред твердотельных лазеров УФ и ВУФ диапазонов

Основной особенностью лазеров на основе $5d-4f$ переходов редкоземельных ионов в кристаллах является использование для их накачки короткоимпульсного (<100 нс) УФ-излучения серийных газовых (эксимерных и молекулярных) и твердотельных лазеров. Как и в случае твердотельных лазеров с диодной накачкой к «качеству» излучения накачки не предъявляется никаких особых требований, что особенно актуально в

случае использования газоразрядных эксимерных лазеров, характеризующихся значительной расходимостью генерируемого излучения. При этом сами твердотельные УФ-лазеры на $5d-4f$ переходах лантаноидов позволяют достигать эффективности преобразования энергии накачки более 50-60% и формировать пространственные, спектральные, временные и прочие характеристики лазерного излучения непосредственно в УФ-диапазоне спектра с использованием простых традиционных оптических схем. Кроме того, твердотельные активные среды на $5d-4f$ переходах решают проблему усиления импульсов УФ/ВУФ-когерентного излучения пико- и фемтосекундных длительностей и получения сверхмощных лазерных импульсов в этих спектральных областях.

Среди известных кристаллических активных сред УФ- и ВУФ-диапазона спектра наибольшую эффективность лазерной генерации демонстрируют кристаллы со структурой кольквириита и шеелита, активированные ионами Ce^{3+} , и кристаллы тисонита, активированные ионами Nd^{3+} [1].

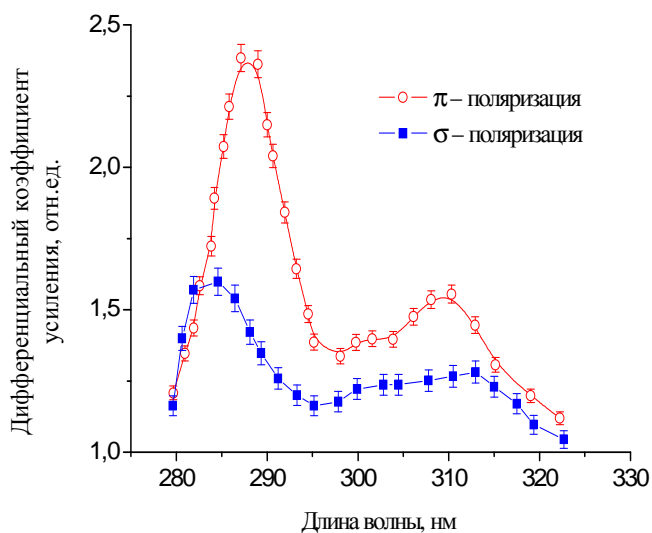


Рис.2. Спектральная зависимость дифференциального коэффициента усиления кристалла $LiCAF:Ce$ ($c=0.3$ ат.%) при плотностях излучения накачки 220 мДж/см² и зондирования < 1 мДж/см². Частота повторения импульсов накачки 12.5 Гц. $T=300$ К

Наибольшее распространение в настоящий момент получили лазеры на основе кристаллов кольквириита $LiCaAlF_6:Ce^{3+}$ ($LiCAF:Ce$), поскольку данный кристалл обладает наибольшей среди известных кристаллических материалов шириной запрещенной зоны и его лазерные характеристики не испытывают деградации в условиях интенсивной УФ-лазерной накачки. Особый интерес к этому кристаллу также продиктован возможностью осуществлять его накачку излучением четвертой гармоники широко распространенных $YAG:Nd$ лазеров и тем самым реализовать практически ценную цельнотвердотельную лазерную систему, генерирующую перестраиваемое когерентное излучение в УФ-диапазоне. Недостатком кристалла $LiCAF$ является отсутствие в кристаллической структуре

кольквириита изоморфной катионной позиции для трехвалентных редкоземельных ионов (в частности, для ионов Ce^{3+}), что обуславливает низкую концентрацию активаторных ионов в этих кристаллах, образование нескольких оптически неэквивалентных примесных центров и дополнительные технологические трудности кристаллического синтеза. Тем не менее кристалл LiCAF:Ce при широком ($>4300 \text{ см}^{-1}$) (рис.2) контуре оптического усиления обладает на два порядка большим сечением вынужденных переходов ($\sigma=8 \times 10^{-18} \text{ см}^2$), чем, например, широко используемая активная среда перестраиваемых лазеров – $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$, что чрезвычайно важно для создания малогабаритных и низкороговых лазерных генераторов, в том числе и генераторов сверхкоротких импульсов света. При этом кристалл характеризуется большим значением поверхностной плотности энергии насыщения ($\rho_{\text{нас}} \approx 100 \text{ мДж/см}^2$), превышающим в несколько раз соответствующие параметры, например, большинства органических красителей. Это позволяет использовать

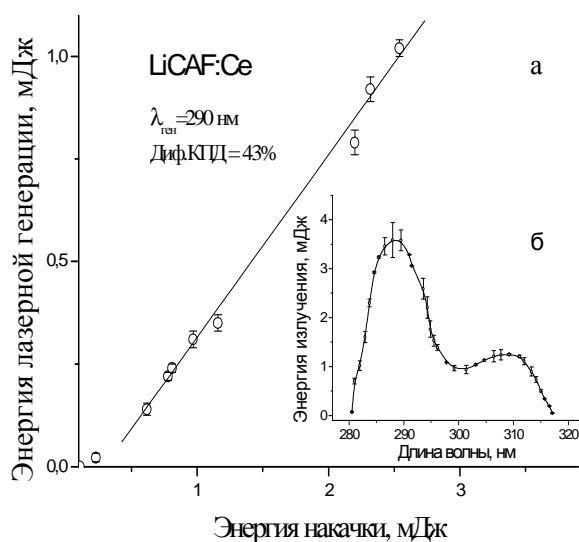


Рис.3. Зависимость энергии излучения лазерной генерации на кристалле LiCAF:Ce от энергии накачки при оптимальном коэффициенте отражения выходного зеркала ($R=22\%$, $\lambda=290 \text{ нм}$) (а). На вставке (б) приведён диапазон перестройки лазера на кристалле LiCAF:Ce при энергии накачки на $\lambda=266 \text{ нм}$ равной $\sim 50 \text{ мДж}$. Данные приведены для π -поляризованных излучений накачки и лазерной генерации

кристаллы LiCAF:Ce в качестве активных сред для мощных широкополосных оптических усилителей. Так, например, в случае усиления импульсов излучения с длиной волны 290 нм субнаносекундной длительности дифференциальный коэффициент усиления конфокального четырехпроходного усилителя на основе кристалла LiCAF:Ce длиной 10 мм при накачке энергией 25 мДж составляет около 20 dB . Лазер на основе этого кристалла демонстрирует возможность генерации перестраиваемого излучения в области $280\text{-}317 \text{ нм}$ с максимальным дифференциальным КПД в пике кривой перестройки ($\lambda=290 \text{ нм}$) около $43\text{-}46\%$ (рис.3).

Несколько лучшими энергетическими характеристиками обладают активные среды на основе кристаллов $\text{LiLuF}_4:\text{Ce}^{3+}$ (LLF:Ce,Yb) и $\text{LiY}_{0.3}\text{Lu}_{0.7}\text{F}_4:\text{Ce}^{3+}$ (YLLF:Ce,Yb), соактивированных ионами Yb^{3+} для подавления процессов их соляризации под действием УФ-излучения возбуждения [1, 23, 24].

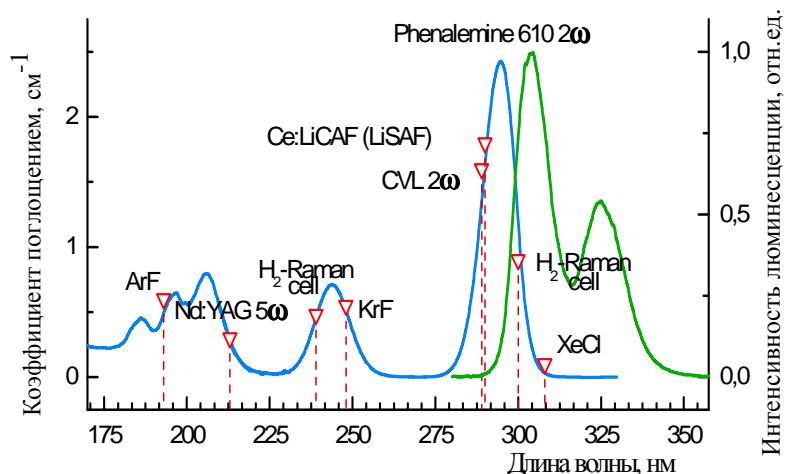


Рис.4. Типичные спектры 4f-5d поглощения и люминесценции ионов Ce^{3+} в кристаллах семейства двойных фторидов $\text{LiF}-\text{YF}_3-\text{LuF}_3$. Длины волн излучения, на которых может осуществляться накачка, помечены треугольными значками

Накачка этих сред может осуществляться излучением эксимерных лазеров (ArF ($\lambda=193$ нм), KrF ($\lambda=248$ нм) и XeCl ($\lambda=308$ нм)), излучением пятой гармоникой $\text{YAG}:\text{Nd}$ лазера ($\lambda=213$ нм), излучением гармоник лазеров видимого диапазона (лазеры на красителях, на парах меди, $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ и т.п.) или излучением первых стоксовых и антистоксовых компонент вынужденного комбинационного рассеяния в газообразном водороде, индуцируемого четвертой гармоникой $\text{YAG}:\text{Nd}$ лазера (см. рис.4). Церий-активированные кристаллы семейства двойных фторидов $\text{LiF}-\text{LnF}_3$ ($\text{Ln}=\text{Y}$ или Lu), как и кристаллы $\text{LiCAF}:\text{Ce}$, обладают широким контуром усиления (>3000 cm^{-1}), а при использовании в качестве активной среды оптического усилителя обеспечивают коэффициент усиления сверхкоротких импульсов УФ-излучения до 8 дВ/см (рис.5).

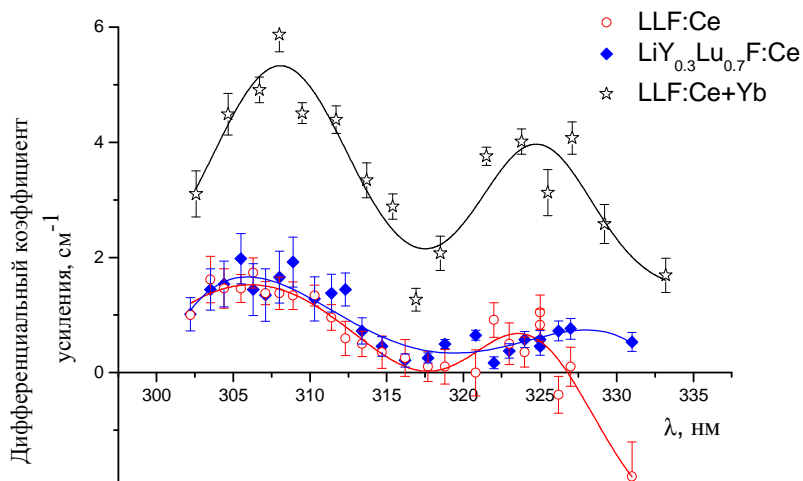


Рис.5. Спектральные зависимости дифференциального коэффициента усиления кристаллов $\text{LLF}_4:\text{Ce}$, $\text{LLF}:\text{Ce}, \text{Yb}$ и $\text{YLLF}:\text{Ce}$. Накачка осуществлялась π -поляризованным излучением с длиной волны 300 нм. Плотность энергии излучения зондирования (π -поляризация) - 35 мДж/см², плотность энергии излучения накачки - 0,62 Дж/см²

При этом соактивация этих кристаллов трехвалентными ионами Yb^{3+} позволяет существенно улучшить их фотохимическую устойчивость по отношению к излучению накачки, повысить эффективность лазерной генерации и расширить диапазон перестройки. Так, максимальный диапазон перестройки длины волны генерации составляет 303-333 нм и реализуется в лазере на основе кристалла $\text{LiY}_{0.3}\text{Lu}_{0.7}\text{F}_4:\text{Ce}^{3+}, \text{Yb}^{3+}$ при концентрации активаторных ионов в исходных компонентах шихты, из которой осуществлялся кристаллический синтез, около 1 ат.% [24]. Максимальный же дифференциальный КПД лазерной генерации с длиной волны 311 нм был

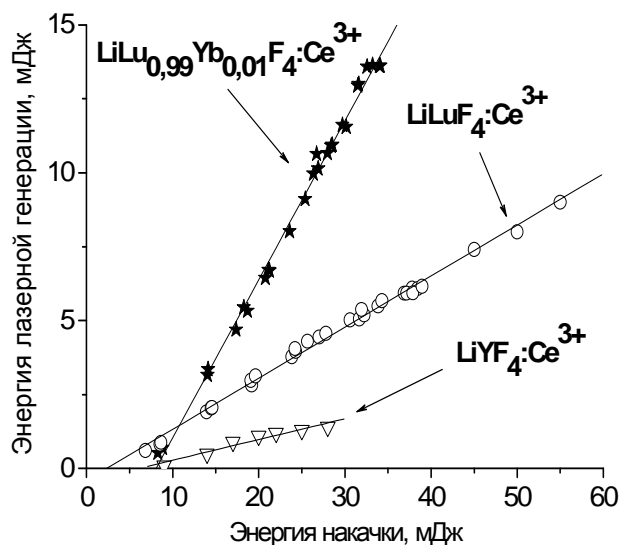


Рис.6. Зависимость энергии лазерной генерации с длиной волны 309-311 нм от энергии излучения накачки ($\lambda=248$ нм) для активных сред $\text{LiYF}_4:\text{Ce}^{3+}$, $\text{LiLuF}_4:\text{Ce}^{3+}$ и $\text{LiLu}_{0.99}\text{Yb}_{0.01}\text{F}_4:\text{Ce}^{3+}$, помещённых в оптимизированный лазерный резонатор. Схема накачки 128поперечная

получен на кристаллах $\text{LiLuF}_4:\text{Ce}^{3+}$, Yb^{3+} в неселективном резонаторе и составил 62% [23]. Типичные зависимости энергии генерации с длиной волны 309-311 нм от энергии накачки ($\lambda=248$ нм) для лазеров на основе кристаллов семейства двойных фторидов LiF-LnF_3 ($\text{Ln}=\text{Y}$ или Lu), активированных ионами Ce^{3+} , представлены на рис.6. Из рисунка видно благоприятное воздействие соактивации кристаллов $\text{LiLuF}_4:\text{Ce}^{3+}$ ионами Yb^{3+} на энергетические характеристики УФ лазера на их основе.

Единственным существующим твердотельным лазером ВУФ диапазона является лазер на кристалле LaF_3 , активированном ионами Nd^{3+} . Накачка этого лазера осуществляется излучением эксимерного лазера на молекулах F_2 с длиной волны генерации 157 нм. При этом в неселективном лазерном резонаторе вынужденное излучение наблюдается на длине волны 172 нм, а максимальный дифференциальный КПД генерации составляет около 21% [22].

Несмотря на то, что традиционные методы синхронизации мод для активных сред, функционирующие на межконфигурационных $5d-4f$ переходах редкоземельных ионов в кристаллах, в настоящее время не представляется возможным применить, эти активные среды, могут быть

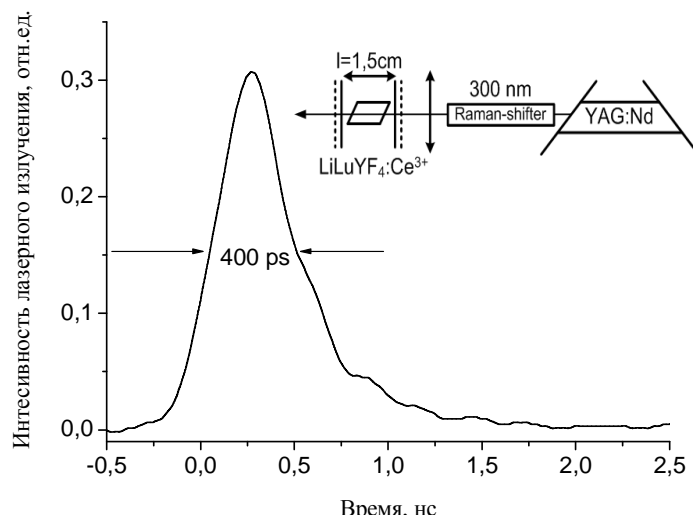


Рис.7. Временной профиль импульса излучения стимулированного излучения на $5d-4f$ переходах ионов Ce^{3+} в кристалле $\text{LiY}_{0,3}\text{Lu}_{0,7}\text{F}_4:\text{Ce}^{3+}$, помещенного в короткий резонатор с низкой добротностью. На вставке изображена блок-схема эксперимента

также с успехом использованы для генерации импульсов УФ излучения сверхкороткой длительности. Для этой цели можно использовать переходные процессы, имеющие место при возбуждении лазерной генерации (т.н. «пиковый режим») [25]. Длительность и период следования «пиков» определяется динамическим равновесием между инверсной населенностью и плотностью фотонов, циркулирующих в лазерном резонаторе, и может управляться путем изменения времени жизни фотонов в резонаторе и уровнем накачки. Так, в низкодобротном и максимально коротком резонаторе ($L_{\text{рез}}=15$ мм), образованном одним частично пропускающим

зеркалом ($R=60\%$) и торцом активного элемента ($R\approx 4\%$), на кристаллах $\text{LiY}_{0.3}\text{Lu}_{0.7}\text{F}_4:\text{Ce}^{3+}$ удастся реализовать стабильный режим генерации одиночного импульса или цуга импульсов длительностью около 400 пс [26] (рис.7). Как показывают расчеты дальнейшее укорочение длительности лазерного импульса до нескольких единиц или десятков пикосекунд возможно при использовании медленных насыщающихся поглотителей на основе других церий-активированных кристаллов, помещаемых внутрь резонатора лазера. Такого же эффекта можно достигнуть путем оптимизации фотодинамических процессов, имеющих место в большинстве твердотельных УФ активных средах.

Заключение

В данной лекции предпринята попытка обозначить наиболее крупные достижения УФ и ВУФ твердотельной квантовой электроники, использующей в качестве рабочих переходов межконфигурационные $4f-5d$ переходы редкоземельных ионов в кристаллах. Перспективы развития данного направления исследований в настоящий момент связываются с разработками «микрочип»-УФ-лазеров, с экспериментами по созданию твердотельных УФ лазеров с альтернативными типами накачки, включая апконверсионную накачку излучением видимого диапазона и/или излучением лазерных диодов, кристаллических УФ-лазеров пико- и фемтосекундных диапазонов длительностей, а также с применением этих лазеров в различных отраслях науки и техники. Нами сделаны лишь первые шаги по использованию богатейшего потенциала межконфигурационных переходов лантаноидов и не исключено, что в скором времени многие новые устройства фотоники будут функционировать с использованием их свойств.

1. В.В. Семашко, Активные среды твердотельных лазеров ультрафиолетового диапазона. Перспективы, препятствия, достижения, Saarbrucken: LAP LAMBERT Academic Publishing GmbH & Co. KG (2012)
2. Т.Н.Майман, Nature **187**, 493 (1960)
3. W. Kaiser, C.G.B. Garret, D.L. Wood, Phys.Rev. **123**, 766 (1961)
4. К.Н. Yang, J.A. DeLuca, Phys.Rev.B. **17**, 4246 (1978)
5. G.H. Dieke, H.M.Crosswhite, Appl.Opt. **2**, 675 (1963)
6. R.T. Wegh, A. Meijerink, Phys.Rev.B. **60**, 10820 (1999)
7. P. Dorenbos, J.of Lum. **91**, 91 (2000)
8. D.S. McClure, Electronic States of Inorganic Compounds, Dordrecht: D.Reidel Publishing Company (1975)
9. С.К. Jorgensen, Mol.Phys. **5**, 271 (1962)
10. I.A. Kamenskikh, N. Guerassimova, C. Dujardin, et.al., Opt.Matt. **24**, 267 (2003)
11. E. Nakazawa, J. of Lum. **100**, 89 (2002)
12. P. Dorenbos, ECS J. of Solid State Science and Technology **2**, R3001 (2013)
13. V.V. Semashko, Phys. of Solid State **47**, 1507 (2005)

14. D.J. Ehrlich, P.F. Moulton, R.M. Osgood, Opt.Lett. **4**, 184 (1979)
15. D.J. Ehrlich, P.F. Moulton, R.M. Osgood, Opt.Lett. **5**, 339 (1980)
16. M.A. Dubinskii, V.V. Semashko, A.K. Naumov, et.al., J.Mod.Opt. **40**, 1 (1993)
17. C.D. Marshall, S.A. Payne, J.A. Speth, et.al., J. Opt. Soc. Am. B. **11**, 2054 (1994)
18. M.A. Dubinskii, V.V. Semashko, A.K. Naumov, et.al., Laser Physics **4**, 480 (1994)
19. R.Yu. Abdulsabirov, S.L. Korableva, M.A. Marisov, et.al., Proc. SPIE International Conference on Lasers, Applications, and Technologies 2005: Advanced Lasers and Systems **6054**, 172 (2006)
20. С.Л. Кораблева, А.К. Наумов, В.В. Семашко, В.Н. Ефимов, А.С. Низамутдинов, М.А. Марисов. Лазерное вещество. Патент 2369670 РФ, заявл. 31.03.2008; опубл. 10.10.09, Бюл. №28, 6 .
21. R.W. Waynant, P.H. Klein, Appl.Phys.Lett. **46**, 14 (1985)
22. M.A. Dubinskii, A.C. Cefalas, E. Sarantopoulou, et.al., J.Opt.Soc.Am.B. **9**, 1148 (1992)
23. V.V. Semashko, M.A. Dubinskii, R.Yu. Abdulsabirov, et.al., Proc. SPIE Int. XI Feofilov Symp. (Kazan, Russia, Sep. 24-28, 2001) **4766**, 119 (2001)
24. В.В. Семашко, А.С. Низамутдинов, А.К. Наумов, С.Л. Кораблева, В.Н. Ефимов, Лазерное вещество. Патент 2362844 РФ, заявл. 23.11.07; опубл. 27.07.09, Бюл. № 21, 7.
25. N. Sarukura, M.A. Dubinskii, Z. Liu, et.al., IEEE J. of Sel. Topics in Quantum Electronics. **1**, 792 (1995)
26. O.R. Ahtyamov, A.S. Nizamutdinov, V.V. Semashko, et.al., 18th Int. Conf. on Dynamical Processes in Excited State of Solids, Abstract book. (Fuzhou, China),110 (2013).

DL2 ХАЛЬКОГЕНИДЫ ЦИНКА, ЛЕГИРОВАННЫЕ ПЕРЕХОДНЫМИ МЕТАЛЛАМИ, ДЛЯ ПЕРЕСТРАИВАЕМЫХ ИК-ЛАЗЕРОВ

Гаврищук Е.М., Еремейкин О.Н.

*Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девярых РАН,
г. Нижний Новгород*

Важнейшим направлений развития современной лазерной физики являются исследования в области создания твердотельных лазерных источников, перестраиваемых в заданных спектральных диапазонах длин волн, а также генерации ультракоротких импульсов для формирования сверхсильных световых полей [1]. В значительной степени прогресс в этих направлениях связан с поиском новых активных лазерных сред, удовлетворяющих определенным требованиям. Требования, предъявляемые к оптическим, теплофизическим, химическим и механическим характеристикам таких сред, как для создания сверхсильных полей, так и для перестраиваемых источников, являются довольно универсальными.

1. Большая ширина полосы люминесценции. Это требование является весьма критичным как для реализации большой ширины перестройки лазеров, так и для создания ультракоротких импульсов.

2. Высокий коэффициент усиления, что по отношению к широкой полосе излучения, часто является противоречивым требованием.

3. Необходима определенная структура матричного кристалла, снимающая вырождение атомных уровней ионов под действием кристаллического поля, приводящая к расщеплению уровней, величина которого определяет возможность лазерных переходов в том или ином спектральном диапазоне.

4. Важными параметрами являются время жизни верхнего лазерного уровня (τ) и поперечное сечение излучения ($\sigma_{\text{изл}}$) соответствующего перехода. Так для достижения высокой эффективности лазерной генерации необходимо иметь относительно высокое значения произведения ($\tau\sigma_{\text{изл}}$).

5. Для эффективной накачки лазерные кристаллы должны иметь полосы поглощения в области излучения полупроводниковых лазеров или диодов высокой мощности.

6. Высокая теплопроводность кристаллов способствует эффективному отводу тепла от лазерного кристалла и необходима для устойчивой работы лазеры, а при мощной накачке и для предотвращения разрушения рабочего тела лазера.

Особый интерес исследователей связан с созданием твердотельных компактных лазеров, способных перестраивать частоту генерации в среднем ИК – диапазоне длин волн, работающих при комнатной температуре и обладающие высокой эффективностью. Такие лазеры востребованы для использования в молекулярной спектроскопии, медицинской диагностике, для мониторинга окружающей среды, а также для многочисленных военных применений [2]. Несмотря на активные исследования в области создания таких лазеров и их высокую востребованность, до настоящего времени не

создан лазер среднего ИК - диапазона, малогабаритный и пригодный для массового производства и применения.

В 1996 году сотрудниками Lawrence Livermore National Laboratory впервые была продемонстрирована возможность использования широкозонных полупроводниковых кристаллов A_2B_6 , легированных ионами переходных металлов, для создания лазеров среднего ИК – диапазона [3]. Оказалось, что эти материалы имеют целый ряд преимуществ перед другими лазерными средами.

- Ионы переходных металлов в кристаллической матрице A_2B_6 соединений имеют тетраэдрическое окружение, что приводит к меньшему штарковскому расщеплению основных термов и обеспечивает сдвиг лазерных переходов в среднюю ИК - часть спектра.
- Тяжелые анионы в кристаллах приводят к смещению области многофононного поглощения в длинноволновую часть спектра. Это приводит к существенному расширению области оптической прозрачности материалов, уменьшению вероятности безызлучательных переходов, что, предполагает высокий выход флуоресценции при комнатной температуре.
- Сильное электрон-фононное взаимодействие ионов переходных металлов приводит к значительному расширению (до 50% от центральной длины волны) полосы усиления; в результате появляется возможность перестройки частоты генерации в широком среднем ИК-диапазоне.
- Лазерные среды на основе этих материалов могут быть напрямую накачаны излучением волоконных лазеров, лазерных диодов или диодных линеек.

Из различных халькогенидных полупроводников, легированных переходными металлами, наибольшее внимание привлекают к себе кристаллы, легированные ионами хрома и железа, поскольку на этих материалах возможна генерация излучения в диапазоне 2 – 5 мкм.

Для получения легированных кристаллов используют различные методы: выращивание из расплава (метод Бриджмена), физическое паровое осаждение (PVT), горячее прессование порошков, термический отжиг (диффузионное легирование). В докладе проводится сравнительный обзор методов выращивания легированных кристаллов с оценкой их достоинств и недостатков. Анализируются основные проблемы, не позволяющие на практике полностью реализовать возможности халькогенидных материалов. К ним можно отнести:

- трудности получения оптических элементов с заданным распределения требуемой концентрации легирующего иона;
- проблемы изготовления больших кристаллов с высокой однородностью оптических характеристик;

- высокие потери, связанные с рассеянием и поглощением излучения, а также, низкий порог лазерного разрушения.

В докладе рассматриваются подходы, позволяющие в той либо иной мере решить перечисленные проблемы. Проводится обзор результатов, полученных различными исследовательскими группами, работающими как в области выращивания легированных материалов, так и в области создания лазерных устройств и изучения их генерационных характеристик.

В заключение сообщается об исследованиях, выполненных в ИХВВ РАН совместно с ННГУ им. Н.И. Лобачевского (Н. Новгород) по изготовлению лазерных элементов на основе CVD-ZnSe и CVD-ZnS с заданным концентрационным профилем легирующего компонента (Cr), а также достигнутых параметрах излучения, полученного на изготовленных лазерных устройствах.

1. Sorokina I.T. Broadband and Mid-Infrared solid-state lasers. In M. Ebrahim-Zadeh and I. T. Sorokina (eds.). *Mid-Infrared Coherent Sources and Applications*. 2008. P. 225–260. Springer.

2. S. B. Mirov, V. V. Fedorov, D. V. Martyshkin, I. S. Moskalev, M. S. Mirov, and V. P. Gapontsev. Progress in mid-IR Cr²⁺ and Fe²⁺ doped II-VI materials and lasers. *Optical materials express*. 2011. Vol. 1. No. 5 . P. 898 – 910/

3. L. D. DeLoach, R. H. Page, G. D. Wilke, S. A. Payne, and W. F. Krupke в работе «Transition metal-doped zinc chalcogenides: spectroscopy and laser demonstration of a new class of gain media» *IEEE J. Quantum Electronics*, 32(6), 885–895 (1996).

DL3 ЛАЗЕРНЫЕ КРИСТАЛЛЫ С ПОВЫШЕННЫМ КОЭФФИЦИЕНТОМ УСИЛЕНИЯ И ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ЛАЗЕРЫ НА ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОМ СМЕШЕНИИ НЕПОСРЕДСТВЕННО В АКТИВНОЙ СРЕДЕ

Сметанин С.Н.^{1,2}

¹*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва*

²*Ковровская государственная технологическая академия им. В.А. Дегтярева,
г. Ковров*

E-mail: ssmetanin@bk.ru

Проведен анализ выбора лазерных кристаллов и способов их накачки, обеспечивающих повышение коэффициента усиления применительно к созданию мощных твердотельных лазерных генераторов на четырехволновом смешении непосредственно в лазерной среде. Рассмотрен мировой опыт создания уникальных лазерных элементов и систем с диодной накачкой на лазерных кристаллах ИАГ:Nd³⁺, ГГГ:Nd³⁺, ИАГ:Yb³⁺, YVO₄:Nd³⁺, GdVO₄:Nd³⁺, Sr₅(PO₄)₃F:Yb³⁺, таких как CAMiL (ГГГ:Nd³⁺, ИАГ:Nd³⁺), TRAM (ИАГ:Yb³⁺), Mercury Laser (Sr₅(PO₄)₃F:Yb³⁺), TruDisk (ИАГ:Yb³⁺), JHPSSL (ИАГ:Nd³⁺), Bounce Geometry Amplifier (YVO₄:Nd³⁺, GdVO₄:Nd³⁺, ИАГ:Nd³⁺). Обсуждается применение различных лазерных кристаллов и способов их накачки в лазерных системах на четырехволновом смешении непосредственно в активной среде, требующих повышенного коэффициента усиления. Демонстрируются разработанные высококомощные твердотельные лазерные системы с обращением волнового фронта при самонакачивающемся четырехволновом смешении в активной лазерной среде, а также технологии обработки материалов на их основе.

DL4 ТЕРАГЕРЦЕВЫЕ АКУСТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОСТРУКТУРАХ

А.В. Щербаков

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

E-mail: scherbakov@mail.ioffe.ru

В лекции дан обзор экспериментов по высокочастотной модуляции энергии оптических резонансов полупроводниковых наноструктур под действием акустических импульсов. На опыте в исследуемую структуру впрыскивается пикосекундный импульс деформации – когерентный волновой пакет акустических колебаний с широким (до 1 ТГц) спектром. Под действием импульса деформации происходит сдвиг энергии электронных уровней, вызванный изменением ширины запрещенной зоны полупроводника. Амплитуда энергетической модуляции, частота которой может достигать 1 ТГц, достигает десятков мэВ. Помимо фундаментальных спектроскопических эффектов, обусловленных высокочастотной модуляцией оптических резонансов, проведенные эксперименты демонстрируют возможность использования пикосекундных акустических импульсов для управления излучением лазерных полупроводниковых наноструктур.

В проведенных экспериментах генерация пикосекундных импульсов деформации осуществляется путем возбуждения фемтосекундным лазерным импульсом опто-акустического преобразователя – тонкой металлической пленки, нанесенной на обратную сторону GaAs-подложки исследуемой структуры. Сверхбыстрое термическое расширение металлической пленки под действием лазерного излучения приводит к генерации и впрыскиванию в подложку биполярного импульса деформации с длительностью ~10 пс и пространственной протяженностью ~100 нм. Импульс распространяется в подложке со скоростью продольного звука. В зависимости от амплитуды импульса, его распространение может сопровождаться нелинейными эффектами, такими как возникновение ударной волны или пикосекундных акустических солитонов. Достигая полупроводниковой наноструктуры (квантовая яма, слой квантовых точек, микрорезонатор), выращенной на противоположной стороне подложки, импульс деформации вызывает изменение энергии электронных уровней и соответствующих оптических переходов. Обусловленные импульсом деформации оптические эффекты фиксируются с помощью методов сверхбыстрой оптической спектроскопии (измерение спектров отражения и люминесценции с временным разрешением).

В первых экспериментах [1] была осуществлена адиабатическая модуляция экситонных резонансов одиночной полупроводниковой квантовой ямы. В реальном времени был зафиксирован сдвиг в спектре отражения линии экситонного резонанса, отражающий временную эволюцию ширины запрещенной зоны квантовой ямы под действием импульса деформации. В последующих экспериментах с квантовыми ямами [2] и микрорезонаторами [3] был также реализован режим неадиабатической

модуляции, когда сдвиг энергии оптического резонанса за время его фазовой релаксации существенно превышает его спектральную ширину. В этом случае наблюдается уширение спектральной линии с формированием последовательности суб-резонансов (sidebands) в спектрах отражения.

Также были проведены эксперименты по акустической модуляции оптической эмиссии полупроводниковых лазерных структур. В экспериментах с микрорезонаторами с активным слоем (квантовая яма или слой квантовых точек) [4,5] модуляция энергии излучающих состояний относительно спектрального положения фотонной зоны микрорезонатора позволила осуществить суб-терагерцовую модуляцию интенсивности оптического излучения. В микрорезонаторе с квантовыми точками [5] удалось достигнуть 200-кратного изменения интенсивности оптической эмиссии под действием импульса деформации. Все экспериментальные наблюдения подтверждаются модельными теоретическими расчетами.

Представленный в лекции цикл экспериментов демонстрирует широкие возможности методов пикосекундной акустики, как для изучения фундаментальных спектроскопических эффектов в твердых телах, так и для решения прикладных задач.

1. A.V. Akimov, A. V. Scherbakov, D. R. Yakovlev, C. T. Foxon, and M. Bayer, *Phys. Rev. Lett* **97**, 037401 (2006).
2. A.V. Scherbakov, P. J. S. van Capel, A. V. Akimov, J. I. Dijkhuis, D. M. Yakovlev, T. Berstermann and M. Bayer, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 057402 (2007).
3. T. Berstermann, A. V. Scherbakov, A. V. Akimov, D. R. Yakovlev, N. A. Gippius, B. A. Glavin, I. Sagnes, J. Bloch, and M. Bayer, *Phys. Rev. B* **80**, 075301 (2009).
4. A.V. Scherbakov, T. Berstermann, A.V. Akimov, D.R. Yakovlev, G. Beaudoin, D. Bajoni, I. Sagnes, J. Bloch, and M. Bayer, *Phys. Rev. B* **78**, 241302(R) (2008).
5. C. Brüggemann, A. V. Akimov, A. V. Scherbakov, M. Bombeck, C. Schneider, S. Höfling, A. Forchel, D. R. Yakovlev, M. Bayer, *Nature Photonics* **6**, 30 (2012).

DL5 ВКР-ЛАЗЕРЫ ВЫСОКОЙ СРЕДНЕЙ МОЩНОСТИ

П.Г. Зверев

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

E-mail: zverev@lst.gpi.ru

Вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) позволяет получать лазерное излучение в новых спектральных областях. Кристаллические среды, обладающие высокой концентрацией рассеивающих центров, хорошими теплофизическими характеристиками, являются наиболее перспективной нелинейной средой для разработки ВКР преобразователей высокой средней мощности. Они позволяют создать компактные эффективные, стабильные источники лазерного излучения [1].

В последнее время для ВКР были предложены десятки новых кристаллов: нитратов, вольфраматов, молибдатов, ванадатов, обладающих высокими сечениями комбинационного рассеяния для ВКР-активных мод [2]. Широкий набор кристаллов позволяет получать различные стоксовы сдвиги от сотен до тысячи см^{-1} (табл.1). Области прозрачности кристаллов определяют перспективность их использования в определенной спектральной области. Для создания лазеров с высокой средней мощностью необходимы материалы с хорошими теплофизическими характеристиками.

Таблица 1. Параметры кристаллов, перспективных для мощных ВКР лазеров.

Кристалл	Симметрия решетки	ν_R см^{-1}	$\Delta\nu_R$ см^{-1}	Теплопроводность, Вт/К·м [по литературе]	Область прозрачности, мкм
Алмаз	O_h^7	1332.9	2.7	500-2200	0,22 - 3,5
TeO ₂	D_4^4	648	9	3	0,35 – 5,0
TiO ₂	D_{4h}	612	49	11,7	0,43 – 5,0
SiO ₂	D_{3d}^6	464	7	1,3 - 1,4	0,4 – 3,5
Ba(NO ₃) ₂	T_h^6	1048.5	0.4	1,17	0,35 - 1,8
CaCO ₃	D_{3d}^6	1086.4	1.2	4,6 - 5,5	0,22 – 1,9
SrWO ₄	C_{4h}^6	921	3	2,3	0,28 – 5,4
BaWO ₄	C_{4h}^6	925.6	1.6	3,0	0,25 – 5,4
PbWO ₄	C_{4h}^6	904.7	4.7	2,0 – 2,4	0,38 – 5,4
KGd(WO ₄) ₂	C_{2h}^6	901 (767)	5.4 (5.4)	2,6–3,4	0,35 – 5,5
SrMoO ₄	C_{4h}^6	888	2.8	2,6	0,32 – 5,4
PbMoO ₄	C_{4h}^6	871	8.0	1,5	0,42 – 5,5
GdVO ₄	D_{4h}^{19}	885	3.0	11,7	0,3 – 2,5
YVO ₄	D_{4h}^{19}	892	3.8	5,1	0,4 – 3,8
LiIO ₃	C_6^6	821	5.0	-	0,31 – 5,5
LiNbO ₃	C_{3v}^6	872 (632)	21.4 (27)	5,6	0,35 – 5,5

В процессе работы ВКР лазера происходит возбуждение ВКР-активных фононов, которые релаксируют с возбуждением акустических фононов.

Локальный нагрев среды приводит к изменению ВКР-характеристик среды, возникновению тепловой линзы. Относительная величина стоксовых потерь, зависит от длины волны накачки, стоксова сдвига, порядка стоксовой компоненты. Так, для среды с частотным сдвигом 1000 см^{-1} при ВКР преобразовании лазерного излучения с мощностью 1 кВт и длиной волны 1 мкм в первую стоксову компоненту потери составят 100 Вт, во второй стокс – 200 Вт, в третий – 300 Вт.

Изменение температуры нелинейной среды приводит к изменению параметров ВКР-активной моды, определяющих ВКР-характеристики материала. Стационарный коэффициент ВКР усиления обратно пропорционален спектральной ширине моды $\Delta\nu_R$, который определяется механизмами релаксации ее возбуждения. Из-за различий в колебательных спектрах интенсивность взаимодействия ВКР активной моды с другими фонами может быть разной в различных кристаллах, что приводит к изменению температурного уширения моды. Температура кристалла определяет частоту ВКР активной моды, а, следовательно, и длину волны стоксова излучения. В докладе представлено сравнение различных кристаллов с точки зрения температурной чувствительности параметров ВКР активных мод.

Тепловые процессы при ВКР-генерации определяются теплофизическими свойствами ВКР-кристаллов. Тепловая мощность, генерируемая стоксовыми потерями, должна быть отведена из маленького объема нелинейного кристалла и рассеяна в окружающую среду. Скорость этого процесса определяется теплопроводностью среды. Сравнение теплопроводности ВКР-активных кристаллов (табл.1) показывает, что алмаз обладает самым высоким значением κ среди исследованных материалов. Теплопроводность кристалла BaWO_4 ($\kappa = 3,0 \text{ Вт/К}\cdot\text{м}$) близка к значениям, наблюдаемым в других вольфраматах и молибдатах и в два раза выше, чем в $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$. Теплопроводность ванадатов заметно выше других ВКР-кристаллов, но заметно уступает алмазу.

Для создания стабильных ВКР-лазеров высокой средней мощности необходимо использовать ВКР-активные кристаллы с малой температурной чувствительностью ВКР-параметров и с хорошей теплопроводностью. В настоящее время для этой цели наиболее перспективными и доступными являются кристаллы вольфраматов и ванадатов. Недавно с помощью CVD-технологии были получены высококачественные объемные элементы из алмазов длиной до 15 мм. В докладе обсуждаются конкретные схемы и параметры созданных твердотельных ВКР-лазеров на основе указанных выше кристаллов, дающие импульсы в сотни мДж, и средние мощности в десятки Вт.

1. Т.Т. Басиев, В.В. Осико, Успехи химии, **75** (10), 939 (2006).
2. Т. Т. Basiev, A. A. Sobol, P. G. Zverev et al., Optical Materials, 11, 307 (1999).

DL6 МОЩНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ НА КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

Н.А.Пихтин, С.О.Слипченко, И.С.Тарасов

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, г. С.-Петербург,
E-mail: nike@hpld.ioffe.ru*

Мощные полупроводниковые инжекционные лазеры являются самыми эффективными источниками излучения с коэффициентом преобразования электрической энергии в световую (КПД), достигающим до 75% при комнатной температуре. Этот факт наряду с компактностью и большой оптической мощностью (несколько десятков ватт с одиночного излучателя и несколько киловатт со сборки одиночных лазеров) делает их привлекательными для применений во многих областях медицины, обработки материалов, военной промышленности и приборах специального назначения. Достижению таких больших мощностей в полупроводниковых лазерах способствовал, в первую очередь, огромный прогресс последнего десятилетия в технологии их производства, в частности в уровнях и возможностях технологических установок эпитаксиального роста квантоворазмерных гетероструктур, их постростовой обработки – формирования конструкции кристалла лазерного диода, напыления защитных покрытий на выходные грани кристалла, его монтажа и корпусирования. Прогресс в развитии эпитаксиальных и постростовых технологий привел к тому, что максимально достижимую выходную оптическую мощность полупроводникового лазера теперь стали ограничивать главным образом фундаментальные причины, ведущие к насыщению ватт-амперных характеристик, а не свойства, зависящие от уровня технологического исполнения лазера.

В качестве основных материалов инжекционных лазеров (в том числе мощных) применяются системы на основе твердых растворов элементов III и V групп (Al, Ga)As/(In,Ga)As/GaAs и (Ga, In)(As, P)/InP или (Ga, In)(As, P)/GaAs (Рис.1). Они перекрывают спектральный диапазон $0,63 \div 1,95$ мкм, обладают всеми преимуществами, присущими полупроводниковым приборам: малыми габаритами, мгновенной готовностью к работе, низкими рабочими напряжениями, совместимостью с интегральной полупроводниковой технологией, высокой эффективностью, надежностью, экономичностью и сравнительно низкой себестоимостью. Указанные преимущества являются следствием фундаментальных свойств полупроводниковых материалов – возможности получения исключительно высоких значений коэффициентов усиления и возможности прямого преобразования электрической энергии в электромагнитное излучение посредством электролюминесценции. Реализовать эти преимущества в полной мере возможно только в инжекционных гетеролазерах, где обеспечивается как электронное, так и оптическое ограничение неравновесных носителей заряда.

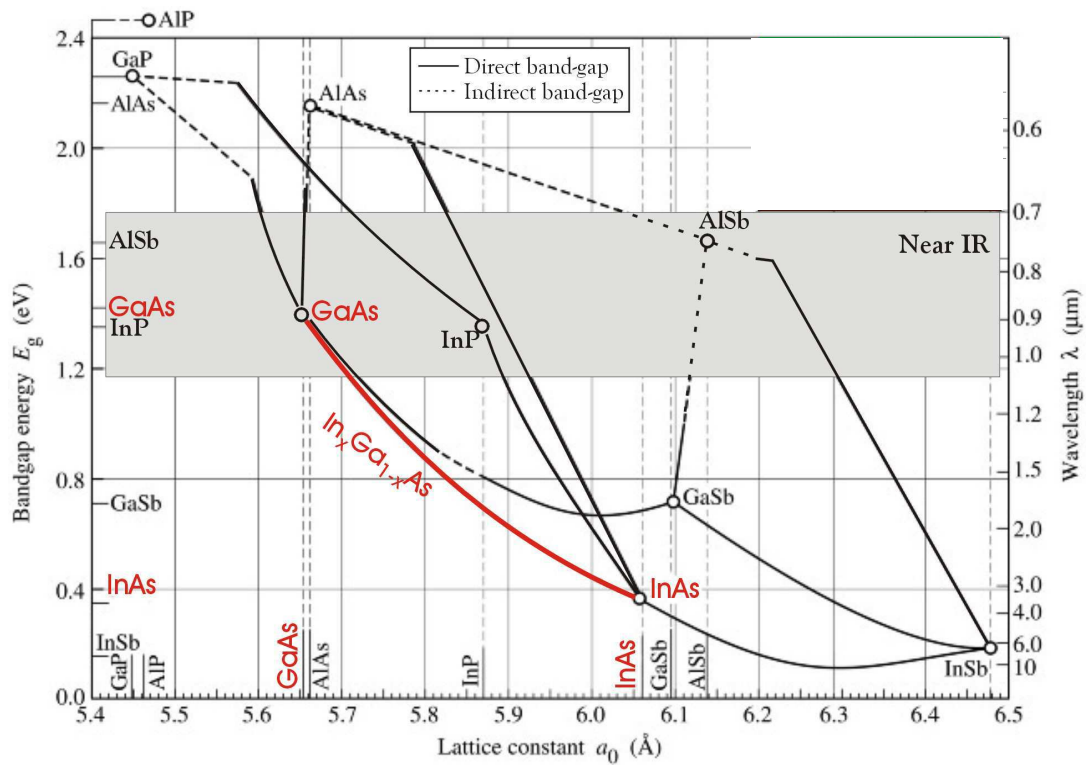


Рис.1 Зависимость ширины запрещенной зоны и соответствующей длины волны излучения от постоянной решетки некоторых полупроводниковых материалов III и V групп

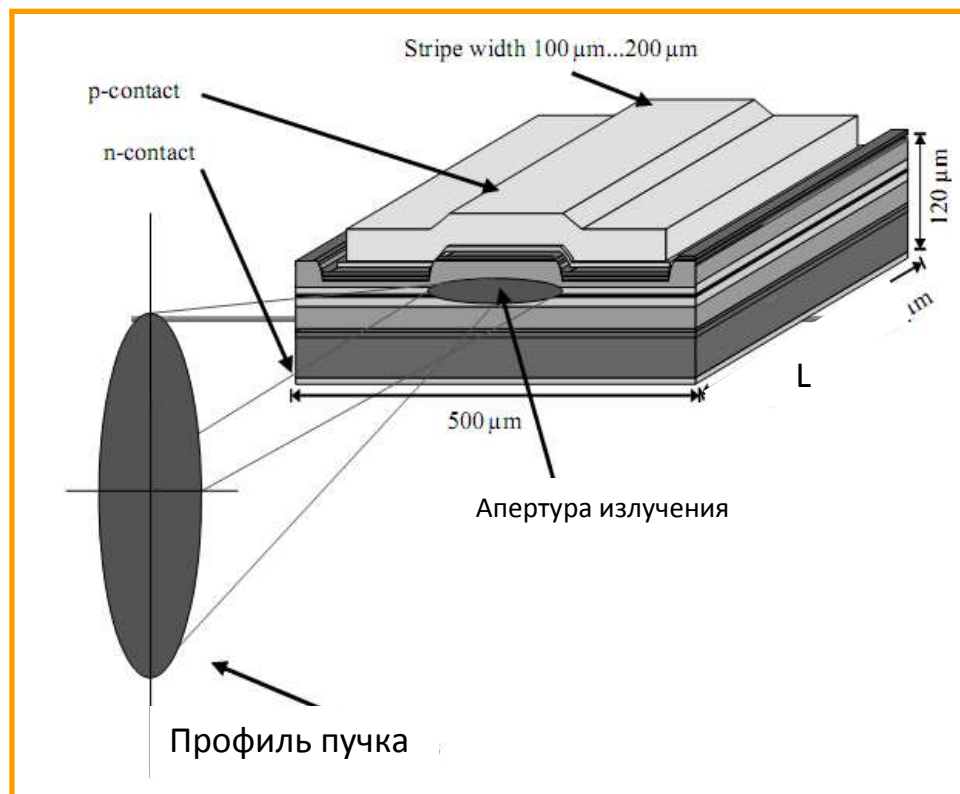


Рис.2 Схематическое изображение кристалла мощного полупроводникового лазера конструкции типа «мелкая меза» с изображением профиля выходящего пучка лазерного излучения

Конструкция кристалла мощного полупроводникового лазера типа «мелкая меза» представлена на рисунке 2. Мощными принято называть полупроводниковые лазеры, излучающие в многомодовом непрерывном режиме мощность несколько ватт и более. Соответственно, апертура излучения (ширина полоскового контакта) в таких лазерах лежит в диапазоне от 60 до 1000 мкм. Необходимо отметить, что исторически в качестве критерия эффективности работы конструкции кристалла и дизайна гетероструктуры берутся выходные характеристики, полученные с одиночного кристалла лазерного диода с полосковым контактом шириной 100 мкм.

В основе кристалла мощного полупроводникового лазера лежит двойная гетероструктура раздельного ограничения (ДГС РО) с квантоворазмерной активной областью. Гетероструктуры выращиваются методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (МОСVD метод) или молекулярно пучковой эпитаксией (МВЕ метод).

Изначально ДГС РО была предложена для снижения пороговой плотности тока за счет разнесения областей локализации носителей заряда и фотонов, что, как следствие, дало возможность уменьшать толщину активной области [1]. Применение квантово-размерного эпитаксиального слоя в качестве активной области лазерной гетероструктуры раздельного ограничения позволило снизить пороговые плотности тока сначала до 160 А/см² [1], а затем до 40 А/см² [2]. В настоящее время используются разные модификации данного дизайна [3,4] с целью минимизации внутренних оптических потерь в лазерной гетероструктуре. Низкие внутренние оптические потери позволяют увеличить длину резонатора полупроводниковых лазеров до 3-5 мм без заметного снижения внешней дифференциальной квантовой эффективности (η_d) которая определяется выражением [5]:

$$\eta_d = \eta_i \cdot \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m}, \quad (1)$$

где $\alpha_m = \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)$ – оптические потери на вывод излучения из резонатора длиной L ; R_1, R_2 – коэффициенты отражения передней и задней грани зеркал резонатора, η_i - внутренний квантовый выход стимулированного излучения.

Возможность увеличения длины резонатора позволяет в свою очередь пропускать большие непрерывные токи накачки через кристалл лазерного диода, и, как следствие, получать большую непрерывную оптическую мощность с одиночной апертуры лазерного диода при сохранении высокой эффективности преобразования электрической энергии в оптическую.

Самым доступным способом снижения внутренних оптических потерь является расширение волновода лазерной гетероструктуры раздельного ограничения [6,7]. Расширение волновода ограничено возникновением

поперечных мод высшего порядка, что не приемлемо при использовании излучателей в оптических системах со сферической оптикой. Для подавления генерации мод высших порядков широко применяется асимметричная квантово-размерная лазерная гетероструктура раздельного ограничения [6,8], схематическое изображение которой приведено на рисунке 3. Смещение активной области позволяет подавить генерацию мод высших порядков за счет снижения их факторов оптического ограничения [6,8]. С этой же целью было предложено несколько других вариантов лазерных гетероструктур с расширенным волноводом [3,4,9].

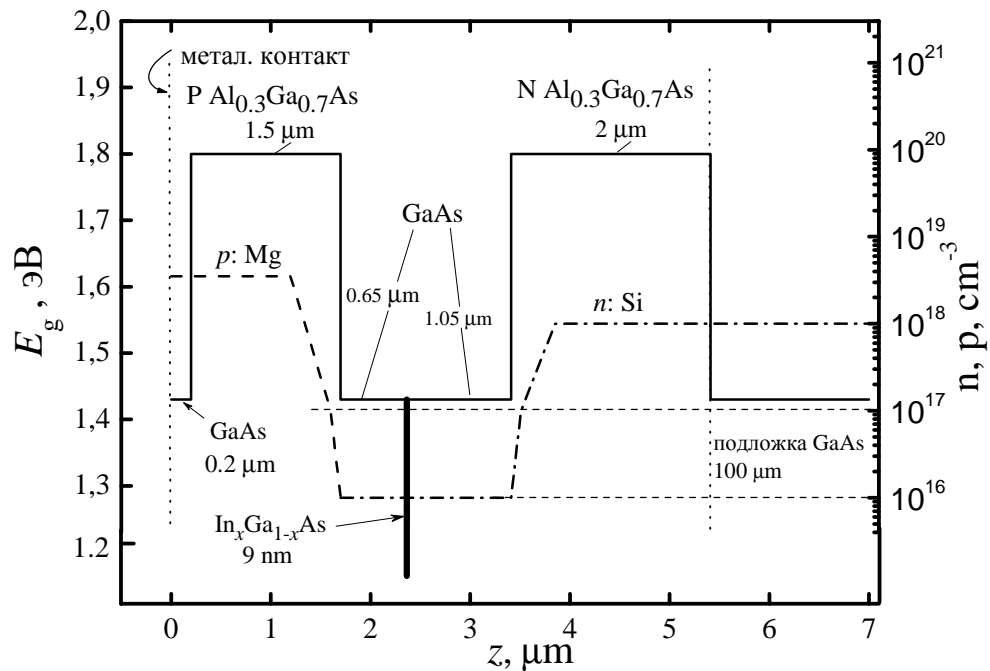


Рис. 3 Схематическое изображение зонной диаграммы асимметричной двойной лазерной гетероструктуры раздельного ограничения с расширенным волноводом в системе твердых растворов AlGaAs/InGaAs/GaAs

В работах [11-13] было продемонстрировано применение асимметричных гетероструктур раздельного ограничения при изготовлении мощных полупроводниковых лазеров методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений. Наилучшие результаты были достигнуты в лазерах на основе гетероструктуры, не содержащей алюминий, и мезаполосковой конструкции с шириной полоска 100 мкм. Лазерная структура состояла из следующих эпитаксиальных слоев: сильнолегированные эмиттеры N-Al_{0,3}Ga_{0,7}As (N=10¹⁸ см⁻³) и P-Al_{0,3}Ga_{0,7}As (P=3,5·10¹⁸ см⁻³) и GaAs волновод из толщиной 1,7 мкм. Активная область состояла из одной напряженной InGaAs квантовой ямы толщиной 90 Å; длина волны электролюминесценции составляла 1,08 мкм [11]. Внутренний квантовый выход стимулированного излучения и внутренние оптические потери в лазерах на основе такой гетероструктуры, экспериментально определяемые из выражения (1), составили η_i=99 % и α_i=0,34 см⁻¹, соответственно [11].

Характерная зависимость мощности излучения и коэффициента полезного действия от тока накачки лазерного диода с длиной резонатора $L=3$ мм и нанесенными на грани резонатора просветляющими и отражающими диэлектрическими покрытиями с коэффициентами отражения по мощности 5 % и 95 % приведена на рис.4. Выходная мощность в непрерывном режиме генерации достигала 16 Вт, а КПД составлял 72 % при постоянной температуре теплоотвода 20°C [11]. Аналогичные результаты были достигнуты и с использованием других модификаций РО ДГС с малыми внутренними потерями [77- 81].

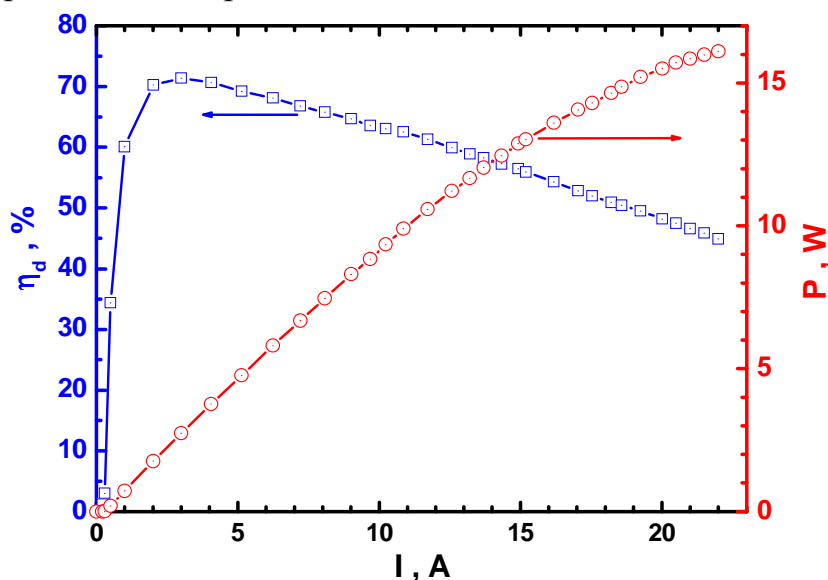


Рис.4 Ватт – амперная характеристика и зависимость КПД от тока накачки полупроводникового лазера с длиной резонатора $L=3$ мм и шириной полоска 100 мкм в непрерывном режиме генерации при температуре 20°C .

Типичная картина излучения мощного полупроводникового лазера в дальней зоне по так называемой быстрой оси, т.е. в плоскости, перпендикулярной р-п переходу, приведена на рис.5 [11]. Несмотря на расширение волновода лазерной структуры до 1.7 мкм, с ростом тока накачки форма диаграммы направленности практически не меняется, что говорит об одномодовом характере излучения лазерного диода по быстрой оси. Расходимость излучения мощного полупроводникового лазера по медленной оси, т.е. в плоскости, параллельной р-п переходу, имеет многомодовый характер. Величина расходимости, определяемая на 50% уровне от максимума интенсивности излучения, составляет несколько градусов при малых токах накачки (т.е. низких мощностях излучения) и увеличивается до $10-15^{\circ}$ при максимальной мощности.

Спектр излучения мощного полупроводникового лазера в зависимости от тока накачки приведен на рис. 6. Спектр расширяется до 10 нм, а в некоторых случаях до 15 нм. Причин для этого предостаточно: рост температуры активной области [14], увеличение пороговой концентрации носителей заряда за порогом генерации [15] и насыщение усиления в результате конечного времени энергетической релаксации носителей заряда [16]. Для заужения спектра генерации до 1 нм и менее в настоящее время

широко используются волоконные Брэгговские решетки, объемные Брэгговские решетки (VBG) или дополнительный диспергирующий элемент (дифракционная решетка), интегрированный внутри полупроводниковой лазерной гетероструктуры.

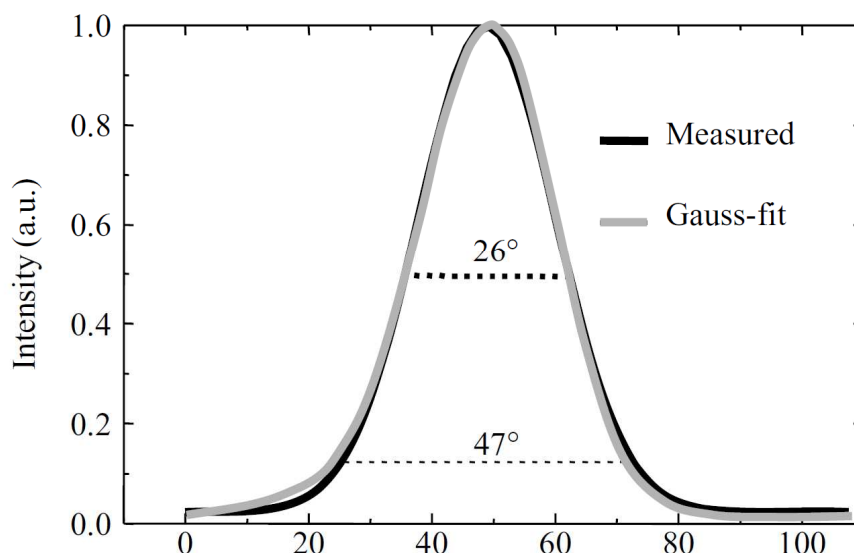


Рис.5 Расходимость излучения мощного полупроводникового лазера в дальней зоне в плоскости, перпендикулярной р-n переходу, от угла (Θ_T)

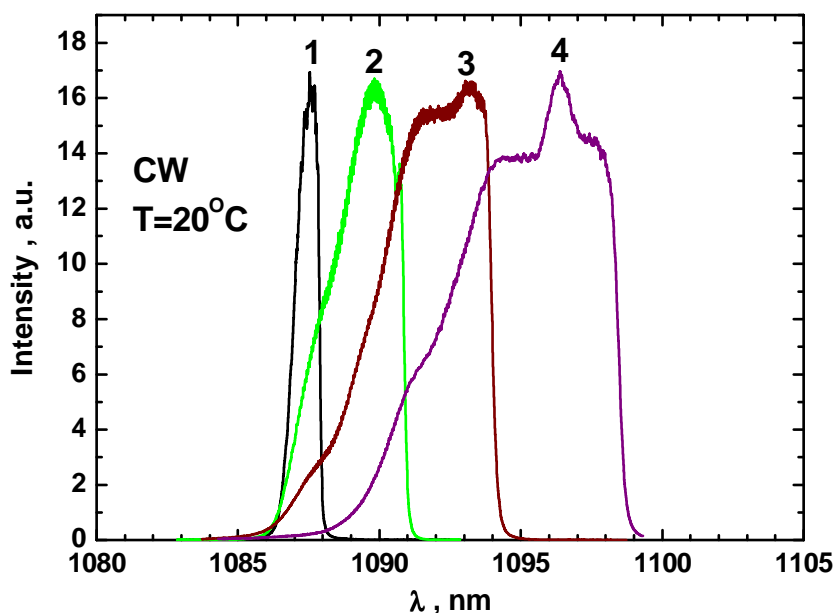


Рис.6 Типичные спектры генерации полупроводникового лазера с апертурой 100 мкм, работающего в непрерывном режиме, при мощностях излучения 1 Вт (1), 4 Вт (2), 10 Вт (3) и 15 Вт (4)

Мощность оптического излучения на зеркале резонатора полупроводникового лазера достигает 40 МВт/см^2 [17]. Без специальных защитных покрытий наступает катастрофическая оптическая деградация зеркал (КОДЗ). Причины, приводящие к катастрофической оптической деградации зеркал КОДЗ, связаны с поверхностными явлениями на торцах

(сколах) резонатора Фабри-Перо: окислением поверхности, поглощением излучения в приповерхностных пограничных слоях и поверхностными токовыми утечками.

Для повышения оптической прочности зеркал часто применялись полупроводниковые твердые растворы, не содержащие алюминий. В результате отсутствия алюминия на сколах резонатора Фабри-Перо снижается толщина окисной пленки, поглощение в приповерхностном слое и токовые утечки [18]. В результате развития и усовершенствования технологии нанесения диэлектрических покрытий сформировался наиболее распространенный метод, состоящий в удалении окисного слоя с торцов резонатора, последующей пассивации или нитридации поверхности и затем нанесении диэлектрических покрытий [19]. Другой метод, наиболее технологичный, обеспечивает скалывание торцов резонатора в высоком вакууме и нанесение пассивирующих и диэлектрических покрытий в едином технологическом процессе [20]. Для защиты граней резонатора полупроводниковых лазеров на основе гетероструктур, не содержащих алюминий в составе твердых растворов, применяют метод, не требующий ионного травления высокоэнергетическими ионами. Кинетическая энергия применяемых химически активных ионов водорода не превышает 1eV, поэтому поверхность граней резонатора после ее очистки остается практически бездефектной. Метод непоглощающего окна на поверхности скола лазерной структуры дает неплохие результаты, но ведет к усложнению и удорожанию полупроводникового лазера: [21]. Увеличение толщины волновода одновременно со снижением внутренних оптических потерь позволяет снизить плотность оптического излучения на зеркале резонатора Фабри – Перо и приводит к многократному увеличению выходной оптической мощности.

Все современные технологии и увеличение толщины волновода обеспечивают высокую лучевую прочность диэлектрических покрытий на торцах полупроводниковых лазеров на основе гетероструктур содержащих и не содержащих полупроводниковые алюминиевые твердые растворы. Именно оптическая прочность зеркал мощного полупроводникового лазера является основным фактором, определяющим его срок службы. В настоящее время требование к сроку службы зависят от конкретных применений и составляет $10^4 - 10^5$ часов.

Переход в импульсный режим генерации полупроводникового лазера ($\tau < 100$ нс, $f = 1$ кГц) снижает тепловой разогрев лазерного кристалла более чем на порядок. Мощность оптического излучения в импульсном режиме генерации является предельным случаем для непрерывного режима генерации полупроводникового лазера с идеальной системой термостабилизации [22]. Тем не менее, в импульсном режиме генерации также наблюдается насыщение ватт-амперной характеристики с увеличением тока накачки. Ограничение оптической мощности полупроводникового лазера в импульсном режиме генерации обусловлено целым рядом причин:

конечным временем энергетической релаксации носителей заряда в активной области полупроводникового лазера приводящее к насыщению усиления [23], утечкой носителей заряда из активной области и в пассивные области, образованием замкнутых мод внутри кристалла [24], генерация поперечных мод высокого порядка, продольное пространственное выжигание провала [25].

Увеличить мощность одиночного импульсного полупроводникового лазера можно создав эпитаксиально – интегрированную туннельно – связанную лазерную гетероструктуру (рисунок 7). Последовательное соединение нескольких лазерных гетероструктур выращенных на одной подложке позволяет эффективно повысить мощность излучения в импульсном режиме генерации. Туннельная связь трех (или более) лазерных структур образует лазерную матрицу, последовательно запитываемую одним током накачки. Мощность излучения в этом случае возрастает до трех раз [26]. КПД такой системы полностью определяется величиной последовательного сопротивления туннельного *p-n* перехода.

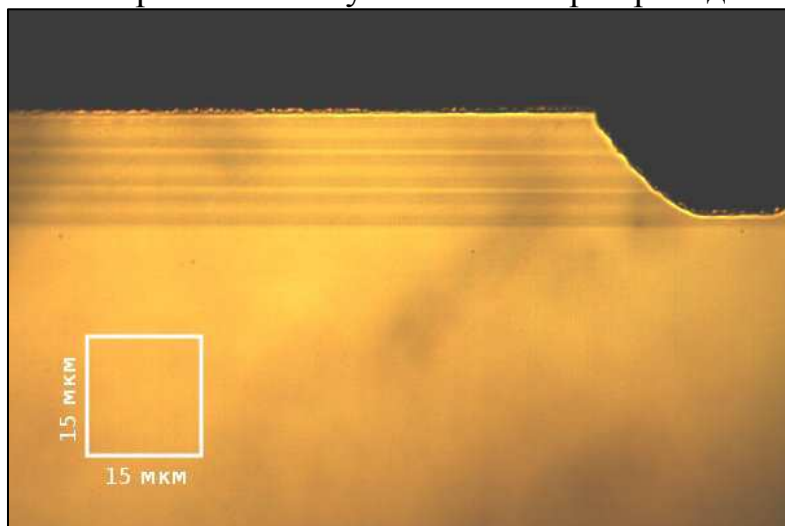


Рис.7 Фотография скола резонатора Фабри-Перо мезаполоскового лазера с тремя асимметричными лазерными гетероструктурами раздельного ограничения, последовательно соединенными туннельными *p-n*-переходами.

Для дальнейшего применения мощные полупроводниковые лазеры, как и другие источники излучения, нуждаются в оптических системах. Оптические системы, обеспечивающие сбор электромагнитного излучения или его коллимацию, подразделяются на волоконные и линзовые. В любом случае коэффициент ввода излучения в оптические системы желательно довести до величины близкой к единице. Особенно это важно для мощных полупроводниковых систем, в том числе оптической накачки. Входная апертура волоконных и линзовых систем в основном своем большинстве доведена практически до совершенства и не предполагает значительного улучшения угловых характеристик ввода излучения. К сожалению, мощные полупроводниковые лазеры, вследствие своей миниатюрности, имеют высокую расходимость излучения по обеим осям и астигматизм. Мировые тенденции развития и создания современных компактных

полупроводниковых излучателей киловаттного диапазона оптической мощности [27] выдвигают требования по снижению расходимости излучения по медленной и быстрой осям, соответственно, до величин менее 7-8 градусов и 20-25 градусов, при чем определяемых на уровне 95% от максимума интенсивности излучения. Для решения таких задач необходимо дальнейшая оптимизация дизайна лазерной гетероструктуры и конструкции активного элемента (кристалла).

1. W.T. Tsang, Appl. Phys. Lett. **40**, 217 (1982).
2. Ж.И. Алферов, А.И. Васильев, С.В. Иванов и др., Письма в ЖТФ **14**, 1803 (1988).
3. B.S. Ryvkin, E.A. Avrutin, J. Appl. Phys. **98**, 107 (2005)
4. A. Pietrzak, H. Wenzel, G. Erbert et al, Optics Letters, **33**, 2188 (2008).
5. L.A. Coldren, S.W. Corzine, *Diode lasers and photonic integrated circuits*, John Wiley and Sons Inc., (1995).
6. С.О.Слипченко, Д.А.Винокуров, Н.А.Пихтин и др., ФТП, **38**, 1477 (2004)
7. Н.А.Пихтин, С.О.Слипченко, З.Н.Соколова и др, ФТП, **38**, 374 (2004)
8. N.A. Pikhtin, S.O. Slipchenko, Z.N. Sokolova, et al, Electron. Lett. **40**, 1413 (2004)
9. В.И. Швейкин, В.А. Геловани, Квантовая электроника **32**, 683 (2002)
10. С.О. Слипченко, Н.А. Пихтин, Н.В. Фетисова и др., Письма в ЖТФ, **29**, (2003).
11. Д.А. Винокуров, С.А. Зорина, В.А. Капитонов и др., ФТП, **39**, 388 (2005).
12. Д.А. Винокуров, А.Л. Станкевич, В.В. Шамахов и др., ФТП, **40**, 764 (2006).
- 13 А.В. Лютецкий, К.С. Борщев, А.Д. Бондарев и др. ФТП, **41**, 883 (2007).
14. М.А. Ладугин, А.А. Мармалюк, А.А. Падалица и др., ФТП, **44**, 1417 (2010)
15. Н.А.Пихтин, С.О. Слипченко, И.С. Шашкин и др., ФТП, **44**, 1411 (2010)
16. С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.А. Пихтин и др., ФТП, **40**, 1017 (2006).
17. Д.А. Лившиц, А.Ю. Егоров, И.В. Кочнев и др., ФТП, **35**, 380 (2001).
18. В.В. Безотосный, В.В. Васильева, Д.А. Винокуров и др., ФТП, **42**, 357 (2008).
19. Z. Kawazu, Y. Tashiro, A. Shima et al., IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, **7**, 184 (2001).
20. M. Gasser, E.E. Latta, Method for Mirror Passivation of Semiconductor Laser Diodes, U.S. Patent 5 144 634, 1992.
21. J. Marsh, Semicond. Sci. Technol., 1136, 1993.
22. Д.А.Винокуров, В.А.Капитонов, А.В.Лютецкий и др., ФТП, **41**, 1003 (2007)

23. С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, К.С. Борщев и др., ФТП, **40**, 1017 (2006)
24. С.О. Слипченко, Д.А. Винокуров, А.В. Лютецкий и др., ФТП, **43**, 1409 (2009)
25. P.Crump, H. Wenzel, G. Erbert et al , Proc. of SPIE, **8241**, 2012.
26. Д.А. Винокуров, В.П. Коняев, М.А. Ладугин и др., ФТП, **44**, 251 (2010).
27. J. Hecht, Laser Focus World, **3**, 39 (2012)

DOI ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В КРИСТАЛЛАХ SBN

Г.В. Шилова¹, П.Г. Зверев^{1,2}, Л.И.Ивлева²

¹ НИУ МЭИ, г. Москва,

² Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, г. Москва

E-mail: 9valgal@mail.ru

Генерация второй гармоники (ГВГ) широко используется для получения излучения в новых спектральных диапазонах. Поиск новых нелинейных материалов является актуальной задачей лазерной физики. Твердые растворы $Sr_xBa_{1-x}Nb_2O_6$ (SBN-x) характеризуются сильными нелинейно-оптическими параметрами, поэтому они могут быть перспективными для создания эффективных удвоителей частоты. Целью данной работы было получить ГВГ в чистых и легированных SBN и исследовать ее зависимость от температуры.

В кристаллах SBN не выполняется условия фазового синхронизма, поэтому в качестве объектов исследования были выбраны порошки с частицами размером порядка длины когерентности ГВГ. Использовались образцы номинально чистых кристаллов SBN-61, SBN-75 и кристаллов SBN-61, легированных 0.5 вес.% Nd_2O_3 , 0.5 вес.% Ni_2O_3 , и 0.01 вес.% Cr_2O_3 со средним размером частиц 2-4 мкм.

Анализ полученных энергетических зависимостей для ГВГ в SBN дал информацию о величине квадратичной нелинейной восприимчивости. Установлено, что квадратичная нелинейность была максимальной в чистом кристалле SBN-61, и даже превышала значение для кристалла иодата лития.

Твердые растворы SBN принадлежат к релаксорным сегнетоэлектрикам, в которых при комнатной температуре преобладает сегнетоэлектрическая полярная фаза. С увеличением температуры образца наблюдается плавный фазовый переход в неполярную параэлектрическую фазу, при этом должна уменьшаться эффективность ГВГ. Исследование температурной зависимости ГВГ в номинально чистом кристалле SBN-61 показало, что в нем фазовый переход происходит при температуре 60-80°C. Измерены температурные зависимости ГВГ для всех исследованных кристаллов SBN. Показано, что температура фазового перехода зависит от состава кристалла и примесных добавок. Полученные данные хорошо согласуются с результатами измерений традиционными методами.

DO2 КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В МОНОКРИСТАЛЛАХ ТРИБОРАТА ЛИТИЯ LiB_3O_5

Ю.К. Воронько, А.А. Соболев, В.Е. Шукшин

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

E-mail: shukshinve@lst.gpi.ru

Требования, предъявляемые ко всё более совершенствующимся устройствам квантовой и нелинейной оптики, обуславливают интенсивные и масштабные работы по поиску новых перспективных кристаллических материалов. Применимость и перспективность использования того или иного материала требуют пристального и всестороннего изучения его физических свойств и характеристик. Одним из методов неразрушающего структурного контроля является колебательная спектроскопия и в частности спектроскопия комбинационного рассеяния света (КРС). Её относительная простота, удобство и информативность позволяют получать полезные данные о строении кристаллических материалов. Наиболее полно достоинства метода раскрываются при исследовании монокристаллических образцов.

Кристаллы трибората лития (LiB_3O_5 , LBO) известны как материал нелинейной оптики [1]. Несмотря на многочисленные исследования и уже достаточно продолжительное практическое применение, существует некоторое разногласие в интерпретации спектров КРС этого материала, и ведутся постоянные поиски усовершенствования технологии синтеза LBO.

Этими причинами и было вызвано настоящее исследование, в результате которого были выполнены интерпретация зарегистрированных при 20 и 300К спектров КРС монокристаллов LBO, определены величины LO–TO расщепления в этом материале. Дальнейшим и вполне естественным продолжением изучения трибората лития стало самое проведение высокотемпературных экспериментов, моделирующих процесс синтеза данного материала.

Высокотемпературные эксперименты выполнялись на уникальной экспериментальной установке по разработанной в нашей лаборатории методике, называемой высокотемпературной спектроскопией КРС (ВКРС-спектроскопией) [2].

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 13-02-00707 а.

1. Блистанов А.А. Кристаллы квантовой и нелинейной оптики. Учебное пособие для вузов. – М.: МИСИС, 2000. –432 с.

2. Воронько Ю.К., Кудрявцев А.Б., Осико В.В., Соболев А.А. Сб. Рост кристаллов. **16**, 178 (1988).

DOI МЕХАНИЧЕСКИЕ, ТЕПЛОВЫЕ И СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МОНОКРИСТАЛЛА И КЕРАМИКИ CaF₂:Ho

А.А. Ляпин¹, П.А. Рябочкина¹, С.Н. Ушаков², П.П. Федоров²,
А.А. Пыненков¹, А.А. Киреев¹, С.В. Шотин³

¹Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск

²Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва

³Нижегородский государственный университет имени Н. И. Лобачевского,
г. Нижний Новгород

E-mail: andrei_lyapin@mail.ru

Благодаря высокому значению теплопроводности, широкому окну прозрачности и хорошими механическими характеристиками фторидные материалы привлекают внимание многих исследователей [1,2].

В данной работе исследовались образцы монокристаллов и керамик CaF₂, активированные ионами Ho³⁺. Монокристаллы были выращены методом Бриджмена. Фторидная керамика CaF₂:Ho была получена методом горячего формования.

В работе были измерены значения микротвердости и вязкости разрушения для концентрационной серии образцов керамики и монокристалла CaF₂:Ho. Результаты измерений свидетельствуют о том, что они совпадают для керамики и монокристалла CaF₂:Ho. Проведено исследование спектрально-люминесцентных свойств керамик и монокристаллов CaF₂:Ho.

Обсуждаются механизмы, обеспечивающие наличие люминесценции в видимой области спектра для кристаллов и керамики CaF₂:Ho при возбуждении в инфракрасном диапазоне спектра ($\lambda_{\text{воз}} \sim 1,9 \mu\text{м}$).

1. P Camy., J.L Doualan., S Renard, et al., Opt. Commun., **236** (4–6), 395 (2004).

2. M.Sh. Akchurin, T.T. Basiev, A.A. Demidenko, et al., Optical Materials, **35**, 444–450, (2013).

**DOI ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОФИЛЕЙ ПИКОВ СТЕПЕНИ
ИНВАРИАНТНОСТИ ОТНОСИТЕЛЬНО ОПЕРАЦИИ ИНВЕРСИИ
СТРУКТУРЫ КРИСТАЛЛОВ СЕМЕЙСТВА КТР**

А.П. Гажулина, М.О. Марычев

*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
г. Нижний Новгород*

E-mail: asyagazhulina@yandex.ru

Данная работа продолжает исследование псевдосимметрических особенностей кристаллов семейства КТР [1]. Проведено более детальное исследование степени инвариантности структуры кристаллов семейства КТР по отношению к операции инверсии [2] с помощью программы Pseudosymmetry [3], также построены профили пиков вдоль направлений $(0, 0, z)$ и $(0.25, 0.25, z)$.

В результате этих исследований установлено, что для большинства кристаллов типа КТР, как чистых составов, так и примесных, характерно наличие трех максимальных по величине пиков псевдоинверсии. Это характерно для 24 чистых кристаллов из 29 рассмотренных (83%) и для 57 примесных кристаллов из 80 рассмотренных (71%) в данной работе. Полученные три характерных пика по аналогии с кристаллами типа АХ [4] обозначили pC , C_1 и C_2 . Также установлено, что большинство псевдосимметрических особенностей обусловлено М-подрешеткой у кристаллов семейства КТР.

Проведено исследование псевдосимметрических особенностей кристаллов ряда $K_xNa_{1-x}TiOPO_4$.

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 14.В37.21.1158.

1. А.П. Гажулина, М.О. Марычев, Кристаллография, 57, 6, с. 897-910, (2012).

2. Е.В. Чупрунов, Кристаллография, 52, с. 5–16, (2007).

3. Н.В. Сомов, Е.В. Чупрунов, Кристаллография, 58, 5, с.742-744, (2013).

4. А.П. Гажулина, Ю.А. Гусева, М.О. Марычев, Е.В. Чупрунов, XXX Научные чтения имени академика Н.В. Белова. Тезисы докладов конференции. 20-21 декабря 2011 С. 43-44.

DOI ОПТИКО-ЭМИССИОННЫЙ ЭЛЕМЕНТНЫЙ АНАЛИЗ РЯДА ВЫРАЩЕННЫХ КРИСТАЛЛОВ КТР С ПРИМЕСЬЮ ЦИРКОНИЯ

Д.С. Нуждин, А.Е. Егорова, В.А. Иванов, А.П. Гажулина, М.Л. Лабутина,
М.О. Марычев

*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
г. Нижний Новгород*

E-mail: d.s.nuzhdin@ya.ru

Кристаллы титанил-фосфата калия (КТР) с замещениями цирконием были выращены методом из раствора в расплаве (flux-метод) способом спонтанной кристаллизации. Соотношение компонент в шихте [1] для выращивания было подобрано исходя из стехиометрии составов $\text{KTi}_{1-x}\text{Zr}_x\text{OPO}_4$. Было получено 9 образцов с величинами x (в шихте) равными 0.00, 0.025, 0.03, 0.035, 0.04, 0.045, 0,05, 0,06, 0.07. Как известно, далеко не всегда состав выросшего кристалла в точности соответствует составу исходной шихты. Более того, в шихту [1], кроме оксидов К, Ti, P и Zr, входит ещё и оксид W, который не должен в заметной концентрации встраиваться в выращенные кристаллы КТР. Поэтому существует необходимость определение концентрации каждого элемента в конечном продукте, т.е. непосредственно в выращенных кристаллах.

Для элементного анализа был использован метод ИСП-АЭС. Благодаря высокой чувствительности и незначительности матричных помех, ИСП-АЭС является удобным решением для определения примесей в кристаллах семейства КТР. Анализ проводился на спектрометре VARIAN 720-ES с аксиальным обзором плазмы.

В связи с химической стойкостью кристаллов титанил-фосфата калия, их необходимо растворять определенным образом, нагревая в смеси серной и плавиковой кислот [2].

Для подтверждения кристалличности анализируемых выращенных фаз (они нецентросимметричны, как и чистые кристаллы КТР) предварительно проводился эксперимент по измерению интенсивности второй оптической гармоники.

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 14.В37.21.1158.

1. D.P. Shumov, V.S. Nikolov, K.N. Iliev et al., Cryst. Res. Technol. **25**, No 11, 1245-1250, (1990)

2. D.P. Shumov, V.S. Nikolov, K.N. Iliev, A.L. Aleksandrovskii, KTiOPO_4 (КТР) crystal growth from high-temperature solutions containing WO_3 // Cryst. Res. Technol. 1990, V25, No 11, p.1245-1250

DOI ИНФРАКРАСНАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ГАЛОГЕНИДАХ СЕРЕБРА, ЛЕГИРОВАННЫХ ВИСМУТОМ

В.Г. Плотниченко¹, Д.В. Филипповский¹, В.О. Соколов¹, Е.М. Дианов¹,
В.Ф. Голованов², Г.В. Полякова², И.С. Лисицкий²

¹Научный центр волоконной оптики Российской академии наук, г. Москва

²Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности, г. Москва

E-mail: deniscaf@gmail.com

В кристаллах AgCl:Bi и AgBr:Bi обнаружена и исследована широкополосная ИК люминесценция в области 0.8 – 1.2 мкм (рис. 1). На основании спектров пропускания (рис. 2) экспериментально продемонстрировано преимущество легирования кристаллов металлическим висмутом перед легированием солями висмута. Проведено компьютерное моделирование возможных висмутовых центров в решётке AgCl. На основании экспериментальных и расчётных данных ИК люминесценция может быть приписана центрам замещения одновалентного висмута.

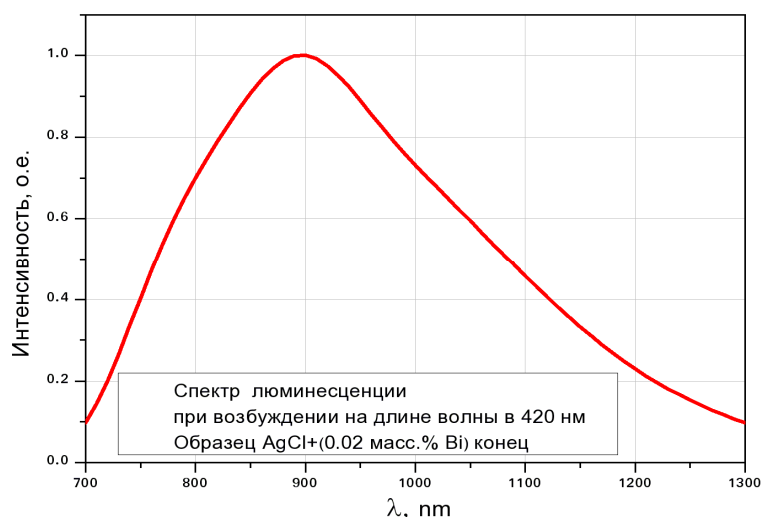


Рис. 1. Спектр люминесценции кристалла AgCl:Bi при возбуждении на 420 нм

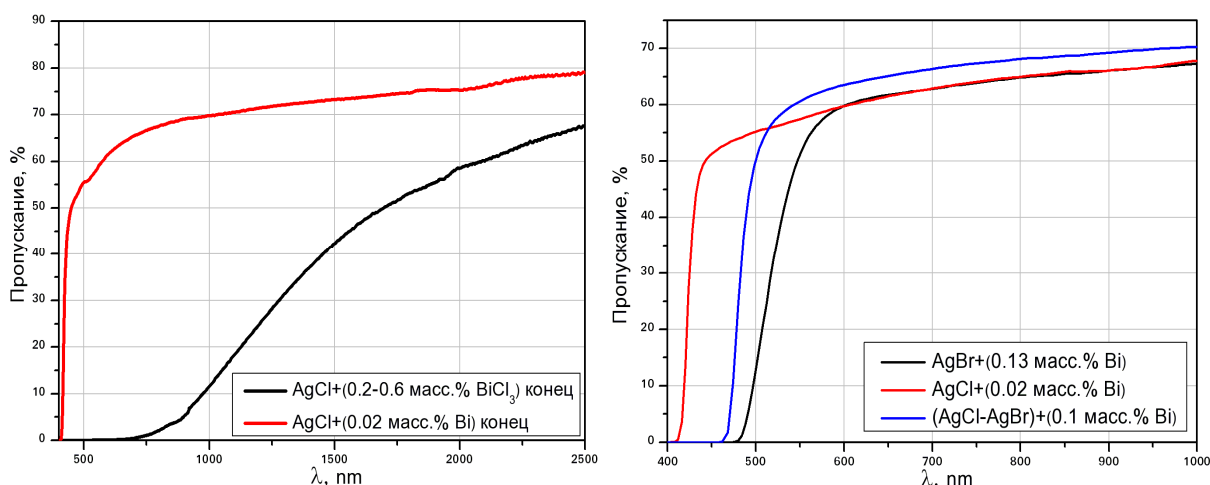


Рис. 2. Спектры пропускания кристаллов AgCl:Bi, AgBr:Bi и (AgCl+AgBr):Bi (КРС-13)

**DO7 КОМПАКТНЫЙ И ЭФФЕКТИВНЫЙ Cr²⁺:CdSe-ЛАЗЕР
ТРЁХМИКРОННОГО ДИАПАЗОНА С НАКАЧКОЙ ИМПУЛЬСНО-
ПЕРИОДИЧЕСКИМ Tm:YAlO₃-ЛАЗЕРОМ**

**Н.Г. Захаров, Е.А. Туданов, А.В. Мухин, Ю.Н. Фролов, С.Д. Великанов,
Ларионов А.В., Гарюткин В.А., Р.В. Порубов.**

*Российский Федеральный Ядерный Центр - Всероссийский научно-
исследовательский институт экспериментальной физики, г. Саров*

E-mail: Nikitagz@rambler.ru

Высокоэффективные импульсно-периодические твердотельные лазеры, генерирующие излучение в трёхмикронном диапазоне длин волн, имеют ряд применений в медицине, мониторинге атмосферы, при дистанционном зондировании утечек углеводородов из продуктопроводов и других областях [1]. Кроме того, данное излучение идеально подходит для накачки перспективных лазеров на кристаллах Fe²⁺:ZnSe. Настоящий доклад посвящён экспериментальному исследованию высокоэффективного и компактного твердотельного лазера на основе монокристалла Cr²⁺:CdSe, генерирующего диапазоне длин волн 2,8-3 мкм.

Использованный в наших экспериментах активный элемент из монокристаллического Cr²⁺:CdSe был выращен из паровой фазы и имел концентрацию ионов Cr²⁺ $\sim 2 \cdot 10^{18}$ см⁻³. Длина активного элемента составляла 4,5 мм, а толщина - 1,5 мм. Кристалл имел непросветлённые полированные торцы и был закреплён через индиевую фольгу в медный радиатор. Для накачки Cr²⁺:CdSe использовалось импульсно-периодическое излучение Tm:YAlO₃-лазера с длиной волны 1,99 мкм и мощностью до 6 Вт. При этом частота следования импульсов была 10 кГц, а их длительность ~ 300 нс. Линейный резонатор формировался двумя зеркалами: входным дихроичным зеркалом с высоким отражением в диапазоне 2,8-3,4 мкм и пропусканием излучения накачки на уровне 95%, и выходного сферического зеркала с кривизной R=200 мм и коэффициентом отражения на длинах волн в области 2,8-3,4 мкм $\sim 85\%$. Для исключения влияния на работу Tm:YAlO₃-лазера обратного излучения угол между направлением накачки и осью резонатора составлял $\sim 1,5^\circ$.

В исследуемом лазере была получена импульсно-периодическая генерация в области 2,85 мкм с эффективностью преобразования накачки более 30%. Спектр излучения обладал шириной ~ 200 нм и имел изрезанную форму, обусловленную сильными линиями поглощения воды в данном диапазоне.

Авторы выражают благодарность сотрудникам Физического института имени П.Н. Лебедева Российской академии наук за предоставленный активный элемент из Cr²⁺:CdSe.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации МК-2896.2013.2.

1. В.А. Акимов, В.И. Козловский и др., *Квантовая электроника*, **37**(11), 991-992 (2007).

DOI ИССЛЕДОВАНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО СРЕЗА СВЕРХРЕШЕТОК
AlGaAs/GaAs

Н.В. Малехонова¹, Д.А. Павлов¹, А.И. Бобров¹, Н.В. Байдусь²,
А.А.Бирюков²

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
г. Нижний Новгород

² Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ,
г. Нижний Новгород

E-mail: Malekhonova@phys.unn.ru

Актуальность исследований периодических гетероструктур на основе GaAs обусловлена их широким применением в современной оптоэлектронике в качестве источников излучения в различных областях ИК диапазона. Положение энергетических уровней зависит от распределения примеси в структуре.

Одним из наиболее информативных методов оценки структурного совершенства многослойных эпитаксиальных объектов является метод высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии (ВРПЭМ). Метод рентгеновского энергодисперсионного анализа (ЭДС-анализ), сопутствующий ВРПЭМ, позволяет строить профили распределения всех элементов, содержащихся в структуре, с латеральным разрешением 1 нм. Однако, в ряде случаев профилирования состава гетеронаноструктур такого разрешения недостаточно.

Высокое латеральное разрешение (2-3Å) может быть достигнуто методом сканирующей просвечивающей электронной микроскопии (СПЭМ) в темнопольном режиме (Dark Field – DF). Профили распределения контраста на изображении в этом режиме связаны с относительным изменением концентрации примеси, с отличающимся от материала матрицы атомным номером (Z-контраст). Чтобы получить абсолютный профиль распределения примеси, уровень контраста можно связать с данными ЭДС анализа.

В данной работе с помощью описанных выше методов были построены реальные профили распределения Al в нескольких сверхрешетках AlGaAs/GaAs, с квантовыми барьерами различной толщины. По полученным профилям удалось оценить реальную геометрию квантовых ям и квантовых барьеров, шероховатость гетерограниц и периодичность исследуемых гетеронаноструктур.

1. S. J.,Pennycook, A. R. Lupini, M. Varela, A. Y. Borisevich, Y. Peng, M. P. Oxley, K. van Benthem, M. F. Chisholm. *Charter*6,151(2006).

**DOI МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ
В ТРИБОРАТЕ ЛИТИЯ LiB_3O_5 : ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОМ
КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА ПРИ ВЫСОКИХ
ТЕМПЕРАТУРАХ**

Ю.К. Воронько, А.А. Соболев, В.Е. Шукшин

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

E-mail: shukshinve@lst.gpi.ru

Триборат лития, хорошо известный нелинейнооптический материал, синтезируется по раствор-расплавной технологии [1]. Несмотря на относительно невысокую температуру синтеза, получение больших по размеру и пригодных для практического использования монокристаллов всё ещё является нетривиальной задачей. Ведутся постоянные поиски улучшения и рационализации методик выращивания бездефектных объёмных образцов. В связи с вышперечисленным, при моделировании процесса выращивания кристалла необходима информация о характере изменения его строения, что достигается одновременной диагностикой происходящего *in situ* методами высокотемпературной спектроскопии комбинационного рассеяния света. ВКРС-спектроскопия является незаменимым рабочим инструментом.

Основы методики и техники ВКРС-спектроскопии были разработаны в Институте общей физики ещё в 1980-х годах. Её применение позволило к настоящему моменту исследовать широкий класс оксидных материалов, в том числе боратов щелочных и щелочноземельных металлов с различной степенью конденсации бор-кислородного анионного мотива. Эксперименты проводилось на уникальной экспериментальной установке [2].

Кристаллы LBO характеризуются серией фазовых превращений, некоторые из которых предполагаются в виде гипотез. Поэтому нами были выполнены серии экспериментов по получению «реперных» температурных серий спектров КРС применяемых в технологии веществ, а также соединений, образование которых возможно при условиях выращивания монокристаллов LBO. Среди таковых особое место занимают следующие соединения: диборат лития $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$, собственно триборат лития. Подтвержден инконгруэнтный характер плавления LBO.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 13-02-00707 а.

1. Блистанов А.А. Кристаллы квантовой и нелинейной оптики. Учебное пособие для вузов. – М.: МИСИС, 2000. –432 с.

2. Воронько Ю.К., Кудрявцев А.Б., Осико В.В., Соболев А.А. Сб. Рост кристаллов. 16, 178 (1988).

DO10 СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ
 $ZrO_2-Y_2O_3-Er_2O_3$

П.А. Рябочкина¹, Н.В. Сидорова¹, С.Н. Ушаков², Е.Е. Ломонова²

¹Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск

²Институт общей физики им. А. Н. Прохорова РАН, г. Москва

E-mail: nsid_2112@mail.ru

В настоящее время в качестве активных сред для твердотельных лазеров, генерирующих излучение в спектральном диапазоне около 1,5 мкм, используются кристаллы и стекла, активированные ионами Er^{3+} .

Наряду с кристаллами, имеющими упорядоченную кристаллическую структуру, в лазерной физике большое внимание уделяется кристаллам с разупорядоченной кристаллической структурой. Повышенный интерес к данным кристаллам вызван возможностью получения на их основе перестраиваемой лазерной генерации, а также импульсов лазерного излучения малой длительности. К ним относятся кристаллы стабилизированного иттрием диоксида циркония, активированные РЗ-ионами. При исследовании кристаллов $ZrO_2-Y_2O_3-Tm_2O_3$ было установлено, что спектр люминесценции, обусловленный переходом ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$ ионов Tm^{3+} в этих кристаллах, смещен в более длинноволновую область относительно аналогичного спектра люминесценции в $Y_3Al_5O_{12}:Tm$ и ряде других оксидных кристаллах [1]. С учетом этого, авторами [2] была получена лазерная генерация на переходе ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$ ионов Tm^{3+} в кристаллах $ZrO_2-Y_2O_3-Tm_2O_3$ на длине волны 2,146 мкм.

В настоящей работе было установлено, что спектр люминесценции для перехода ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ ионов Er^{3+} в кристаллах $ZrO_2-6mol\%Y_2O_3-5.85mol\%Er_2O_3$ смещен в спектральный диапазон больших длин волн относительно аналогичных спектров в других оксидных кристаллах, например, $Y_3Al_5O_{12}:Er$, $Ca_3(NbGa)_5O_{12}:Er$. С использованием спектральных зависимостей сечений поглощения и люминесценции нами получена спектральная зависимость сечения усиления для перехода ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ ионов Er^{3+} в кристаллах $ZrO_2-6mol\%Y_2O_3-5.85mol\%Er_2O_3$, из которой установлено, что при значениях параметра относительной инверсной населенности $P = 0.01, 0.03, 0.05, 0.07, 0.09, 0.1$ область усиления на лазерном переходе ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ ионов Er^{3+} для данных кристаллов соответствует спектральному интервалу 1600–1720 нм.

1. Воронько Ю.К., Ломонова Е.Е., Вишнякова М.А. и др. // Неорганические материалы. 2004. Т. 40. №5. С. 585–592.

2. М.А. Борик, Е.Е. Ломонова, А.В. Малов, А.В. Кулебякин, П.А. Рябочкина, С.Н. Ушаков, М.А. Усламина, А.Н. Чабушкин// Квантовая электроника. 2012. Т.42. №7, С. 580-583.

DOI1 СИНТЕЗ НАНОСТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ В ПОЛЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СЛАБОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

В.В. Андреев

*Чувашский государственный университет им. И.Н. Ульянова, г. Чебоксары
E-mail: andreev_vsevolod@mail.ru*

В последние годы значительный интерес исследователей вызывают поверхностные явления, протекающие под действием лазерного излучения. Такое внимание вызвано тем, что в поле лазерного излучения возможно создавать наноструктуры различных конфигураций на поверхности металлов, полупроводников и диэлектриков. Результаты исследований связаны с перспективами их широкого использования в микро-, опто- и акустоэлектронике. Однако при исследовании процессов в поле лазерного излучения часто речь идет о таких условиях, когда имеет место высокотемпературный нагрев материала и его поверхность становится гофрированной.

В то же время представляет интерес исследовать процессы, когда лазерное излучение не вызывает сколько-нибудь значительного разогрева вещества. В этом случае механизм воздействия лазерного излучения на вещество является нетепловым. При этом обычно механизм воздействия оптического поля на адсорбированные на твёрдой поверхности частицы объясняется безызлучательной релаксацией электронного взаимодействия атома с поверхностью, способной привести к десорбции атома [1, 2]. Другим возможным механизмом является поляризация световым полем адсорбированных частиц, в результате которой в некоторых случаях латеральное взаимодействие таких частиц между собой может быть существенным [3, 4]. В результате на твёрдой поверхности в области действия лазерного луча возникают неоднородные планарные структуры в виде «кратера» или «бугра».

В настоящей работе представлены результаты исследования неоднородных планарных структур, образующихся на поверхности твёрдого тела под действием лазерного излучения слабой интенсивности с её гауссовым поперечным распределением при неоднородном потоке частиц, направленном на поверхность. Результаты представляют интерес, в частности, в микро- и нанoeлектронике. Возможно применение при производстве печатных схем с высокой плотностью монтажа и т.д.

А.М. Бонч-Бруевич, Ю.Н. Максимов, С.Г. Пржибельский и др., ЖЭТФ. **92 (1)**, 285 (1987).

В.П. Жданов, *Элементарные физико-химические процессы на поверхности*, Новосибирск: Наука, 1988.

В.В. Андреев, Д.В. Игнатьев, Г.Г. Телегин, *Квантовая электроника*. **34 (2)**, 125 (2004).

В.В. Андреев, Ю.И. Прилуцкий, *Докл. НАН Украины*. **12**, 73 (2004).

DOI2 ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ЛАЗЕРЫ НА КРИСТАЛЛАХ $ZrO_2-Y_2O_3-Tm_2O_3$, $ZrO_2-Y_2O_3-Ho_2O_3$, ГЕНЕРИРУЮЩИЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ДВУХМИКРОННОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

П.А. Рябочкина¹, С.Н. Ушаков², Е.Е. Ломонова², А.В. Кулебякин²,

А.Н. Чабушкин¹

¹Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск

²Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва

E-mail: chabushkin@mail.ru

Двухмикронное лазерное излучение находит применение в ряде практических приложений, например в медицине и при дистанционном зондировании атмосферы. Для создания твердотельных лазеров, излучающих в этом диапазоне длин волн, оправданными является поиск кристаллов, активированных ионами Tm^{3+} и Ho^{3+} . Двухмикронную генерацию на ионах туллия удобно получать, используя накачку лазерными диодами на длине волны около 800 нм. Для гольмиевых лазеров требуется накачка лазерным излучением с длиной волны вблизи 1,9 мкм.

В настоящей работе представлены результаты исследования генерационных свойств кристаллов стабилизированного диоксида циркония, активированных ионами Tm^{3+} , Ho^{3+} .

На кристаллах $ZrO_2-Y_2O_3-Tm_2O_3$ была получена лазерная генерация с длиной волны равной 2046 нм, в условиях продольной диодной накачки.

Для накачки кристаллов $ZrO_2-Y_2O_3-Ho_2O_3$ использовался лазер YLF:Tm. Для наилучшего согласования поглощения ионов Ho^{3+} в кристаллах стабилизированного диоксида циркония с излучением накачки, осуществлялась перестройка длины волны излучения кристалла YLF:Tm (4) кварцевой пластинкой (5), устанавливаемой под углом Брюстера в резонатор лазера (см. рис.1). На рисунке 1 изображена оптическая схема лазера на кристаллах $ZrO_2-Y_2O_3-Ho_2O_3$ (10) при накачке лазером YLF:Tm. Для случая полуконфокального резонатора, образованного зеркалами 9 и 11, удалось зарегистрировать лазерное излучение на длине волны 2166 нм.

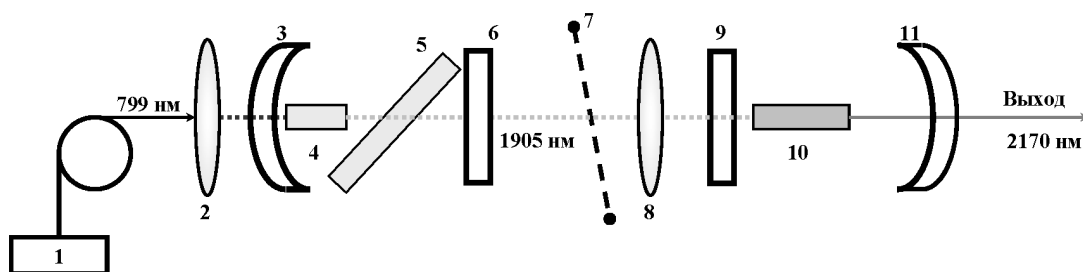


Рис.1 Схема лазера на кристалле $ZrO_2-Y_2O_3-Ho_2O_3$

Неоднородно уширенные спектральные линии ионов Tm^{3+} и Ho^{3+} в кристаллах стабилизированного диоксида позволяют надеяться получить на них перестройку длины волны лазерного излучения.

DP1 РЕНТГЕНОСТРУКТУРНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛИКРИСТАЛЛОВ КТР:Zr

П.В. Андреев, В.А. Иванов, Е.А. Исупова, Д.С. Нуждин
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
г. Нижний Новгород
E-mail: andreev@phys.unn.ru

Исследованными образцами являлись поликристаллы состава $\text{KTi}_{1-x}\text{Zr}_x\text{OPO}_4$, выращенные методом спонтанной кристаллизации из раствора в расплаве.

Экспериментальной установкой для проведения фазового анализа является дифрактометр *Shimadzu XRD-7000*. Источником рентгеновского излучения является рентгеновская трубка мощностью 2 кВт с медным анодом.

Съемка образцов происходит в диапазоне углов 10° – 110° по 2θ . Скорость сканирования задавалась равной 0.5° в минуту, шаг сканирования 0.02° . Фазовый анализ проводился в программном комплексе *EVA* с использованием базы данных *PDF-2* 2012-го года. В результате качественного фазового анализа определено, что все образцы имеют в своем составе кристаллическую фазу со структурой, близкой к структуре кристалла КТР. Кроме того, были обнаружены искажения фонового сигнала, демонстрирующие присутствие аморфной фазы.

Обработка дифрактограмм исследованных соединений проводилась методом Ритвельда в программе *TOPAS*. В результате исследования были получены параметры элементарной ячейки кристаллов и степень кристаллическости образца Ω . Уточненные параметры представлены в таблице. Концентрация циркония была рассчитана из состава шихты.

Таблица.
Результаты рентгеноструктурного исследования кристаллических порошков
серии КТР:Zr

x	$a, \text{Å}$	$b, \text{Å}$	$c, \text{Å}$	$V, \text{Å}^3$	$\Omega, \%$
0.025	12.8261(8)	10.5856(4)	6.3985(4)	868.72(10)	36
0.03	12.842(5)	10.610(4)	6.416(2)	874.1(5)	56
0.035	12.8880(10)	10.6161(12)	6.4554(6)	883.23(15)	30
0.04	12.8270(12)	10.6020(18)	6.4014(10)	870.5(2)	54
0.045	12.8669(10)	10.6252(8)	6.4167(5)	877.25(12)	36
0.05	12.872(4)	10.622(3)	6.428(2)	878.9(5)	56
0.06	12.809(3)	10.629(2)	6.4390(15)	876.7(15)	32
0.07	12.8562(12)	10.6266(10)	6.4098(6)	875.57(14)	33

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 14.В37.21.1158.

**DP2 ГЕНЕРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В СИНЕЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА
ПРИ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКОМ ПРЕОБРАЗОВАНИИ
YAG:Nd-ИЗЛУЧЕНИЯ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 1,34 МКМ**

А.О. Щукина, Ю.С. Куракина, М.Н. Ершков, С.А. Солохин
*Ковровская государственная технологическая академия
имени В.А. Дегтярева, Ковров*
E-mail: ershkovm@yandex.ru

Разработка лазеров, излучающих в синей области спектра, является актуальной задачей, поскольку данное излучение попадает в минимум поглощения воды и может эффективно использоваться при решении задач подводной оптической связи и локации. При этом значительный интерес представляют твердотельные лазерные системы, позволяющие генерировать высокомо мощные импульсы малой длительности, при этом они достаточно эффективны, надежны и компактны.

В настоящей работе представлены результаты генерации синего излучения при преобразовании излучения YAG:Nd-лазера на длине волны 1.34 мкм. Установка состоит из трех основных элементов: задающего генератора, усилительного каскада и нелинейно-оптического преобразователя частоты. Задающий генератор состоял из активного YAG:Nd - элемента размером $\varnothing 6.3 \times 100$ мм, V – образного резонатора, образованного плоскими спектрально-селективными зеркалами, и пассивного лазерного затвора на кристалле YAG:V размером $\varnothing 6.3 \times 4$ мм с начальным пропусканием 59%. Коэффициент отражения выходного зеркала составлял 50% на длине волны 1.34 мкм. Усилительный каскад состоял из двух YAG:Nd - активных элементов размерами $\varnothing 6.3 \times 130$ мм. Система зеркал с коэффициентами отражения $R_{1.34} > 99\%$ и $R_{1.064} < 1\%$ обеспечивала двухпроходную схему усиления с общим усилением около 6. Для генерации второй гармоники использовали кристалл LiNbO₃ размерами 8x10x20 мм. Генерация суммарной частоты в синей спектральной области наблюдалась в кристалле DKDP диаметром около 20 мм и длиной 60 мм.

При энергии накачки на лампу 50 Дж генератор излучал на длине волны 1.34 мкм один импульс с энергией 16 мДж при длительности 20 нс. После усиления энергия импульса на выходе усилителя достигла 94 мДж. На длине волны второй гармоники 0.67 мкм максимальное значение энергии в импульсе составило 20.5 мДж при эффективности преобразования более 21 %. В результате нелинейного смешения излучений на длинах волн 1.34 мкм и 0.67 мкм в кристалле DKDP наблюдалась генерация излучения суммарной частоты в синей области спектра. Максимальное значение энергии излучения на длине волны 0.446 мкм составило около 2 мДж, что соответствует пиковой мощности импульса 100 кВт. Эффективность преобразования при этом достигла 2%.

**DP3 ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОДНОМОДОВОГО РЕЖИМА
ГЕНЕРАЦИИ Но:УАГ-ЛАЗЕРА С ПРОДОЛЬНОЙ НАКАЧКОЙ**

В.А. Гарюткин, Г.М. Мищенко, В.А. Волков, Н.Г. Захаров, А.В. Мухин

*Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский
научно-исследовательский институт экспериментальной физики, г. Саров
E-mail: garyutkin@gmail.com*

В работах [1–3] была продемонстрирована высокая эффективность Но:УАГ лазера с накачкой волоконным тулиевым лазером. При этом размер пучка накачки примерно совпадал с размером основной моды резонатора, и генерация происходила в одномодовом режиме. При такой накачке профиль температуры близок к параболическому только вблизи оси кристалла. Поэтому моды резонатора могут отличаться от лаггерр-гауссовых мод. Целью настоящей работы являлось численное моделирование непрерывного одномодового гольмиевого лазера с торцевой накачкой на основе решения волнового уравнения в параксиальном приближении в цилиндрической системе координат.

При моделировании решалась взаимосогласованная задача: поглощение накачки, кинетика процессов в активном элементе, тепловыделение, распределение температуры и распределение поля в резонаторе с учетом взаимодействия с усиливающей средой и неоднородным распределением показателя преломления. Рассматривался плоско-сферический резонатор. Считалось, что на входе в активный элемент распределение мощности накачки по радиусу имеет гауссов профиль. Временная задача решалась до выхода на стационар. В работе исследовалось влияние мощности накачки и размера пучка накачки на выходные параметры лазера.

Результаты численного моделирования показали, что в твердотельном лазере с торцевой накачкой моды резонатора могут существенно отличаться от мод пустого резонатора. Характерным является появление дополнительных максимумов, в которых может содержаться заметная доля мощности излучения. Это вызывает ухудшение качества выходного излучения. В наибольшей мере указанные отличия проявляются при малых размерах пучка накачки и больших мощностях накачки.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации МК–2896.2013.2.

1. D. Shen et. al., Efficient holmium-doped solid-state lasers pumped by Tm-doped silica fiber laser, Proc. SPIE, **5620**, 46 – 55 (2004).
2. E. Lippert et. al., Fibre laser pumped mid-infrared source, Proc. SPIE, **5620**, 56 – 62 (2004).
3. I. Elder, High average power thulium fibre laser pumped mid-IR source, Proc. SPIE, **6738**, 673804-1 – 673804-10 (2007).

**DP4 СПЕТРОСКОПИЯ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ МОНОКРИСТАЛЛА
LaAlO₃, АКТИВИРОВАННОГО ГОЛЬМИЕМ**

К.Н. Болдырев¹, П. Дерен²

¹*Институт спектроскопии Российской академии наук, г. Москва*

²*Institute of Low Temperature and Structure Research, Polish Academy of
Sciences, Wroclaw, Poland*

E-mail: kn.boldyrev@gmail.com

Кристаллы с общей формулой ABX_3 , имеющих кристаллическую структуру перовскита, давно известны как материалы для различных применений в науке и технике. В зависимости от комбинаций атомов такие соединения могут быть сегнетоэлектриками, мультиферроиками, высокотемпературными сверхпроводниками, лазерными кристаллами и т.п. Кристаллы лантанового алюмината $LaAlO_3$ известны как лазерные среды, они имеют псевдо кубическую структуру перовскита.

В данной работе мы провели первые спектроскопические исследования кристаллов лантанового алюмината, активированного гольмием, в широком температурном диапазоне (3-300К) с высоким спектральным разрешением ($0,02 \text{ см}^{-1}$) и в широкой области спектра ($2000-20000 \text{ см}^{-1}$). Ион Ho^{3+} в этом соединении замещает La^{3+} , который, в свою очередь, имеет одну кристаллографическую позицию с точечной группой симметрии D_3 . Уровни некрамерсовского иона Ho^{3+} в кристаллическом поле такой симметрии, могут быть синглетами Γ_1 и Γ_2 , а также дублетами Γ_3 . Учитывая правила отбора, была построена схема штарковских уровней иона гольмия для исследуемого соединения, а также определены их неприводимые представления. Кроме того, в спектрах Ho^{3+} нами было обнаружено расщепление нескольких спектральных линий, соответствующих переходам $\Gamma_1, \Gamma_2 \rightarrow \Gamma_3$. Мы объясняем это расщепление комбинацией магнитного сверхтонкого взаимодействия и случайных деформаций кристаллической решетки [1].

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 12-02-31028 мол_а) и гранта Президента Российской Федерации для молодых кандидатов (МК – 1700.2013.2).

1. S. Klimin, D. Pytalev, M. Popova, V. Malkin et.al., *Phys. Rev. B* **81**, 045113 (2010).

DP5 ПОЛУЧЕНИЕ ЛЮМИНОФОРОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СУЛЬФАТОВ РЗЭ С ВОДОРОДОМ И СЕРОВОДОРОДОМ

Е.И. Сальникова, О.В. Андреев, Ю.Г. Денисенко
Тюменский государственный университет, г. Тюмень
E-mail: elenasalnikova213@gmail.com

Оксисульфид лантана, активированный иттербием и эрбием, применяется как преобразователь ИК–излучения в видимое [1], а для оксисульфидов лантана и гадолиния, активированного ионами неодима, показана возможность использования вещества для оптической керамики [2].

В данной работе представлен новый способ получения порошков люминофоров при проведении химических реакций сульфатов редкоземельных элементов с водородом и сероводородом.

Соосажденные сульфаты редкоземельных элементов получали действием раствора серной кислоты на нитраты, образовавшиеся при взаимодействии товарных оксидов с азотной кислотой. Навеску соосажденных сульфатов помещали с вертикальный реактор, через который пропускали постоянный ток водорода со скоростью 1мл/с. Обработка проводилась при температурах 550°C в потоке водорода, а затем в потоке сероводорода при 900-950 °С. Рентгенофазовый анализ проводили на дифрактометре ДРОН – 7 в $\text{CuK}\alpha$ – излучении с Ni-фильтром. Полученное соединение имеет формулу $(\text{Y}_{1-x-y}\text{Yb}_x\text{Er}_y)_2\text{O}_2\text{S}$, где $0,01 < x < 0,05$; $0,01 < y < 0,05$ (рисунок 1,б).

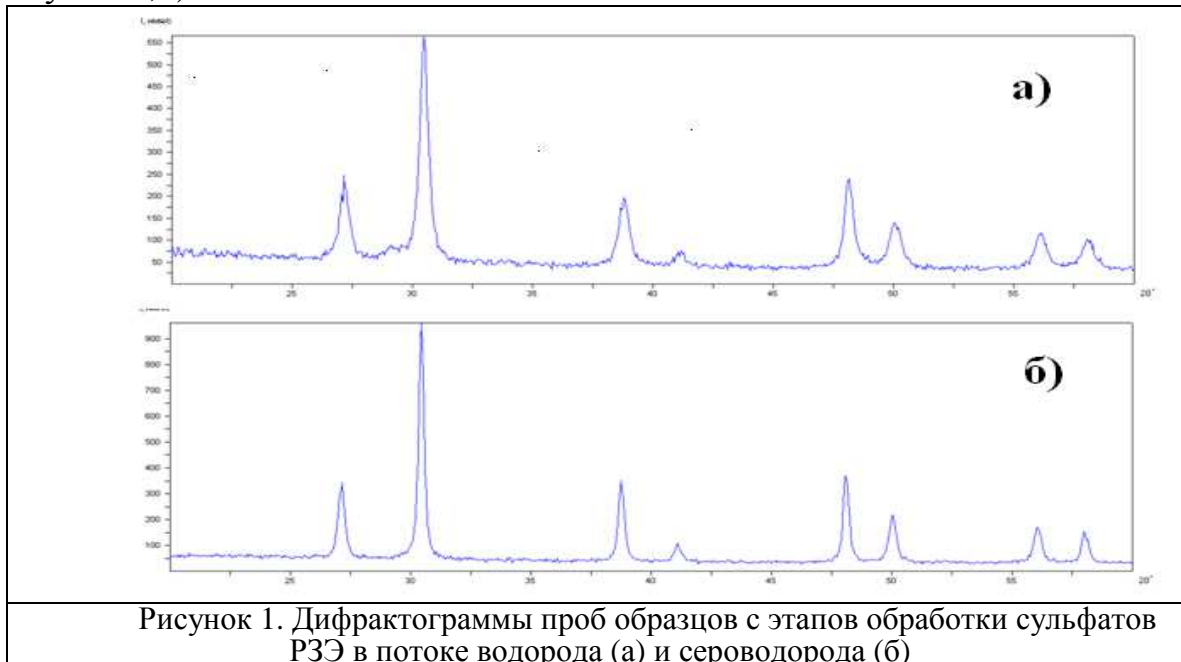


Рисунок 1. Дифрактограммы проб образцов с этапов обработки сульфатов РЗЭ в потоке водорода (а) и сероводорода (б)

1. Пат. РФ № 2401860. Многофункциональный антистоксовый люминофор с длительным послесвечением на основе оксисульфида иттрия. Оpubл. 20.10.2010. МПК: С09К11/77; С09К11/84.

2. Y.V Orlovskii., K.K. Pukov, M.V. Polyachenkova et al., J. of Luminescence, 125, 201-205 (2007).

DP6 ИСТОЧНИК ИЗЛУЧЕНИЯ СРЕДНЕГО ИК-ДИАПАЗОНА
А.В. Мухин, С.Д. Великанов, Н.Г. Захаров, Ю.Н. Фролов, В.А. Гарюткин
*Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский
научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
г. Саров*

Параметрические генераторы света (ПГС) занимают особое место в лазерной физике и нелинейной оптике благодаря способности существенно расширять диапазон длин волн генерируемого излучения [1].

Одним из лучших нелинейно-оптических материалов для параметрической генерации излучения среднего ИК-диапазона является монокристалл ZnGeP₂ (ZGP). Он обладает высоким коэффициентом нелинейности (76 пм/В), высокой теплопроводностью (0,18 Вт/см*К), а также имеет малое поглощение в спектральной области 2 мкм. Область прозрачности кристалла находится в диапазоне ~ (2÷10) мкм.

Одной из проблем при создании ПГС является предотвращение попадания обратного отражения в лазер накачки. При работе с резонаторами стоячей волны требуется изолятор Фарадея, который обеспечивает защиту лазера накачки от обратного отражения. Однако, изоляторы Фарадея отечественно производства, предназначенные для работы в спектральном диапазоне 2 мкм, обладают низким оптическим качеством и низкой лучевой прочностью. Одним из способов решения данной проблемы является использование резонатора кольцевой геометрии.

В настоящем докладе представлены результаты экспериментальных исследований ПГС на базе нелинейно-оптического кристалла ZGP, размещенного в трехзеркальном кольцевом резонаторе [2]. Угол ориентации оптической оси в исследуемом образце ZGP ~ 55°. Источником накачки ПГС служил импульсно-периодический твердотельный гольмиевый лазер (Ho:YAG), с длиной волны генерации ~ 2,1 мкм. Частота следования импульсов Ho:YAG составляла 20 кГц, длительность импульса при максимальной выходной мощности - около 40 нс (FWHM). Резонатор ПГС формировался тремя плоскими зеркалами: дихроичным, полупрозрачным с коэффициентом отражения ~ 50% в диапазоне длин волн генерации (3,5...5) мкм и глухим. Излучение накачки, падающее на дихроичное зеркало, проходило через кристалл только в прямом направлении. Плоскость дихроичного зеркала образовывала с вертикальной плоскостью угол ~ 7°. Геометрическая длина резонатора составляла ~ 100 мм, длина кристалла - 20 мм.

Параметр распространения пучка ПГС, измеренный согласно стандарту ISO 11146, составил M₂ ~ 2. Эффективность преобразования на максимальной мощности накачки достигала 43%. Дифференциальная эффективность преобразования - $\eta \approx 52\%$.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации МК-2896.2013.2.

1. E. Lippert, S.Nicolas, G.Arisholm, K.Stenersen and D.Rustad, Appl. Opt. **45**, 3839-3845 (2006).

2. E. Lippert, H. Fonnum, G.Arisholm, K.Stenersen, J. Opt. Soc. Am, **18**, №25 (2010).

DP7 ГЕНЕРАЦИЯ Nd:GGG ДИСКОВОГО ЛАЗЕРА ПРИ МНОГОТОЧЕЧНОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКЕ

М.Н. Пивкина¹, Г.А. Буфетова¹, В.Ф. Серегин¹, В.Б. Цветков¹
¹*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва*
E-mail: mpiof@yandex.ru

Проведено исследование генерационных характеристик неодимового лазера с дисковым активным элементом при накачке активной среды двумя диодами на 808 нм. Расстояние между пятнами накачки изменялось от 0 мм до 8 мм через 1 мм, диаметр каждого пятна составлял 1 мм. Теоретически было рассчитано температурное распределение в областях накачки активного элемента. В центре накачиваемой зоны температура не превышает 200 °С. На активный элемент от каждого диода подавалась мощность не превышающая 12.4 Вт. Для предотвращения «срыва» генерации работа проводилась в импульсном режиме: длительность импульса составляла 9.6 мс при общем периоде 91.2 мс. Длина полуконфокального резонатора 85 мм, радиус выходного зеркала 200 мм.

Для данных параметров были изучены генерационные характеристики Nd:GGG-лазера при трех режимах работы: включена только первая накачка, включена только вторая накачка, работают обе накачки совместно. Оказалось, что при расстояниях между пятнами накачки от 1 мм до 5 мм величина выходной мощности при совместной работе обоих источников превышает алгебраическую сумму отдельно работающих источников (см. Рис. 1).

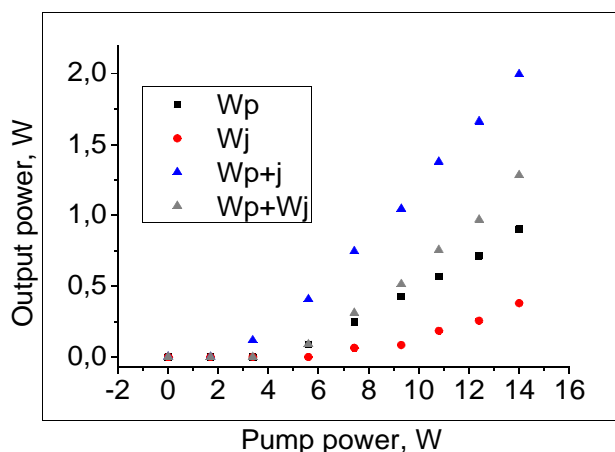


Рис. 1. Зависимость выходной мощности от входной при накачке Nd:GGG диска отдельно первым диодом (W_p), отдельно вторым диодом (W_j), одновременно обоими (W_{p+j}), (W_p+W_j) - алгебраическая сумма (W_p) и (W_j). Расстояние между центрами пятен накачки 1 мм.

При увеличении расстояния между пятнами накачки выходная мощность для каждого из трех случаев уменьшается из-за нарушения условия оптимальной настройки резонатора для каждого отдельного канала.

ЭЛЕКТРОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В НАНОСТРУКТУРАХ

EL1 ГЕНЕРАЦИЯ КОЛЕБАНИЙ С ПОМОЩЬЮ ПОЛУПРОВОДНИКОВ: ПРИНЦИПЫ, ИСТОРИЯ И ПЕРСПЕКТИВЫ

М.С. Каган

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

E-mail: kagan@cplire.ru

В докладе дается краткий обзор развития идей, экспериментальной реализации и тенденций развития активных полупроводниковых источников электрических колебаний от низких частот до терагерцового (ТГц) диапазона, начиная с первых работ Эсаки (L. Esaki) и Рида (W.T. Read) (1958, туннельный и лавинно-пролетный диоды), Ридли (B.K. Ridley) и Уоткинса (T.V. Watkins) (1961, распределенная отрицательная дифференциальная проводимость), и Ганна (J. Gunn), до работ двух последних десятилетий, посвященных квантовым каскадным лазерам, сверхрешеткам, лазерам ТГц диапазона на основе p-Ge и др. Обсуждаются принципы работы этих источников, основные параметры, достоинства и недостатки для практического использования и направления дальнейшего развития.

Основная тенденция исследований и разработок настоящего времени – достижение все более высоких частот генерации, а именно, освоение ТГц диапазона частот. ТГц диапазон (1–10 ТГц) сегодня остается наименее изученным и освоенным в приложениях. Основная проблема – отсутствие компактных, перестраиваемых и достаточно мощных источников излучения. Имеющиеся в настоящее время активные полупроводниковые ТГц источники включают квантовые каскадные лазеры, наименьшая частота генерации которых составляет сейчас 1.9 ТГц без магнитного поля и 1.39 ТГц в магнитном поле, лазеры из p-Ge, работающие при гелиевых температурах на длинах волн 100-300 мк в импульсном режиме за счет инверсии в энергетическом распределении свободных дырок в сильных электрических и магнитных полях, а также ТГц лазеры, генерация в которых происходит за счет внутрипримесных оптических переходов: в n-Si при мощной оптической накачке, в p-Ge при одноосном сжатии и в напряженных структурах SiGe/Si под действием сильного электрического поля.

Отметим, что все полупроводниковые ТГц лазеры работают при низких температурах, так как энергия кванта ТГц излучения составляет единицы и десятки мэВ. Для реализации ТГц генерации при температурах вблизи комнатной требуются, очевидно, новые идеи или же реализация уже известных идей на новых материалах. Перспективным представляется поиск материалов с быстрой отрицательной проводимостью, которые могут генерировать ТГц излучение в соответствующем резонаторе. Такие системы также будут рассмотрены в докладе.

EL2 «НЕДЖОЗЕФСОНОВСКАЯ» ГЕНЕРАЦИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КОНТАКТАМИ ДЖОЗЕФСОНА

А.В. Шорохов

*Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск
E-mail: alex.shorokhov@mail.ru*

Контакты Джозефсона являются перспективными источниками микроволнового и ТГц излучения. Мощность излучения отдельного контакта слишком мала, поэтому долгое время теоретические идеи [1-3], связанные с параметрической генерацией высокочастотного излучения на частотах, больших джозефсоновской, не находили широкого практического применения. В настоящее время стало технологически возможным создавать массивы хорошо синхронизированных контактов Джозефсона, способных когерентно излучать электромагнитные волны, в том числе субтерагерцевого и терагерцевого диапазона [4]. Поэтому идея параметрической генерации в настоящее время вновь приобрела актуальность, особенно в связи с перспективой применения данного эффекта для генерации ТГц излучения. Отметим, что собственная джозефсоновская генерация играет в данном случае роль накачки.

В данной лекции рассматривается история возникновения идеи параметрической генерации в контактах Джозефсона, обсуждаются физические причины данного эффекта и экспериментальные свидетельства его обнаружения. На примере наиболее наглядно и удобной резистивной модели [5] рассматриваются основные идеи, используемые при описании данного явления в приложении к синхронизированным массивам контактов Джозефсона с резонатором, обсуждается ряд интересных эффектов, вытекающих из данной модели и современное состояние проблемы.

1. А.Н. Выставкин, В.Н. Губанков, Г.Ф. Лещенко, К.К. Лихарев, В.В. Мигулин, Радиотехника и электроника **14**, 4204 (1971).
2. А.Н. Выставкин, В.Н. Губанков, Л.С. Кузьмин, К.К. Лихарев, В.В. Мигулин, Радиотехника и электроника **15**, 896 (1971).
3. H. Kanter and F.L. Vernon, J. Appl. Phys **43**, 3174 (1972).
4. Fengbin Song, Franz Müller, Thomas Scheller et al, Appl. Phys. Lett. **98**, 142506 (2011).
5. Л.Г. Асламазов, А.И. Ларкин, Письма в ЖЭТФ **9**, 47 (1969).

EO1 ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КВАНТОВЫХ ЯМ С РЕЗОНАНСНЫМИ D_2^- -СОСТОЯНИЯМИ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.Д. Кревчик, А.Б. Грунин, Т.А. Губин
Пензенский государственный университет, г. Пенза
E-mail: physics@pnzgu.ru

В рамках модели потенциала нулевого радиуса в приближении эффективной массы теоретически исследовано влияние обменного взаимодействия на спектры примесного магнитооптического поглощения в многоямной квантовой структуре с резонансными D_2^- -состояниями. Аналитически получены дисперсионные уравнения электрона, локализованного на D_2^- -центре с резонансными g - и u -состояниями при наличии внешнего магнитного поля, направленного вдоль оси размерного квантования. Рассмотрен случай поперечного расположения оси D_2^- -центра по отношению к направлению внешнего магнитного поля. Исследована зависимость средней энергии связи резонансного g -состояния D_2^- -центра от величины внешнего магнитного поля с учётом лоренцева уширения энергетических уровней. Проведено сравнение с экспериментальными данными по зависимости энергии связи электрона на D^- -центре от величины внешнего магнитного поля в квантовой яме $GaAs/AlGaAs$ с мелкими донорами Si и продемонстрировано хорошее согласие с теоретическими расчётами. Выдвинуто предположение, что в квантовых ямах $GaAs/AlGaAs$, легированных мелкими донорами Si , при определённых условиях возможно существование резонансных D_2^- -состояний, образующихся в результате обобществления электрона двумя нейтральными донорами. Показано, что с ростом обменного взаимодействия меняется характер зависимости энергии связи резонансного g -состояния от магнитного поля B : если расстояние между D^0 -центрами R_{12} больше эффективного боровского радиуса a_d , то характер искомой зависимости близок к линейной, что отвечает D^- -состояниям атомного типа, при $R_{12} < a_d$ энергия связи g -состояния $\propto \sqrt{B}$. В дипольном приближении получено аналитическое выражение для коэффициента примесного магнитооптического поглощения в многоямной квантовой структуре с резонансными D_2^- -состояниями с учётом лоренцева уширения энергетических уровней. Показано, что для спектральной зависимости коэффициента поглощения характерен квантоворазмерный эффект Зеемана с осцилляциями интерференционной природы, которые исчезают, когда среднее расстояние между D^0 -центрами становится больше эффективного боровского радиуса и роль обменного взаимодействия незначительна.

EO2 РЕЗОНАНСНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КВАНТОВОЙ ЯМЕ

В.В. Карпунин¹, В.А. Маргулис²

¹Мордовский государственный педагогический институт им. М.Е. Евсевьева, г. Саранск

²Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск

E-mail: theorphysics@mrsu.ru

Исследование оптических свойств низкоразмерных систем является одной из важнейших направлений современной физики. При этом наибольший интерес в этой области представляет исследование коэффициента поглощения электромагнитного излучения с учетом спин-орбитального взаимодействия. Рассмотрение этого вопроса восходит к [1], где исследовано поглощение электромагнитного излучения в полупроводниках, причем вследствие наличия спин-орбитальной связи значительной мощностью обладают переходы с изменением спина. В работе получены энергетический спектр и волновые функции электронов. В [2] исследованы осцилляторные эффекты и магнитный отклик двумерного электронного газа в сильном магнитном поле, используя модель спин-орбитального взаимодействия Рашбы.

Целью работы является получение и исследование коэффициента поглощения электромагнитного излучения квантовой ямы с учетом спин-орбитального взаимодействия (СОВ). В качестве модели (СОВ) используется модель Рашбы [3]. На рис. 1 представлен график зависимости коэффициента поглощения от частоты электромагнитного излучения. Следует отметить различную форму резонансной кривой. Правое крыло сглажено, в отличие от левого на котором показана серия пиков, вызванная электронными переходами между дискретными уровнями. Сглаживание определяется видом функции распределения в области больших частот.

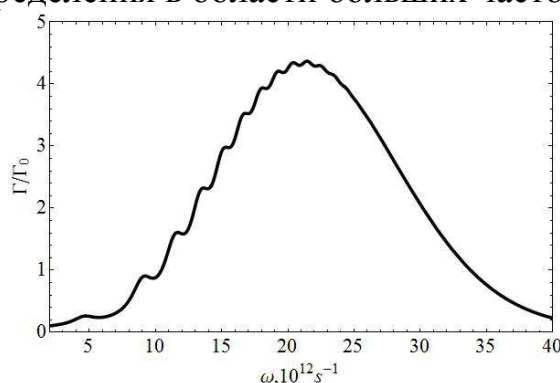


Рис 1. Зависимость коэффициента поглощения электромагнитного излучения от частоты излучения.

1. Рашба Э.И., ФТТ, **2**, 1224 (1960).
2. Bychkov Y.A., Rashba E.I., J.Phys.C: Solid State Phys, , **17**, 6039 (1984).
3. Бычков Ю.А., Рашба Э.И., Письма в ЖЭТФ, **39**, 66 (1984).

ЕОЗ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ И ОПТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК В РАМКАХ МОДЕЛИ ХАББАРДА

А.И. Мурзашев, Е.О. Шадрин

Марийский государственный университет, г. Йошкар-Ола

E-mail: nanotubes59@mail.ru

На основе работ Валласе [1] и Дрессельхауза и др. [2] устоялось мнение, что электропроводящие свойства углеродных нанотрубок (УНТ) полностью определяются индексами хиральности. Если разность индексов хиральности кратна трем, то УНТ являются металлами, в противном случае - полупроводниками. Тем не менее, анализ накопленных экспериментальных данных свидетельствует, что УНТ, независимо от индексов хиральности, являются узкощелевыми полупроводниками. На наш взгляд несоответствие теоретических предсказаний и эксперимента связано с тем, что в [1,2] не учитывалось кулоновское взаимодействие на атомах углерода, которое согласно [3] в графитовой плоскости велико и достигает $U \sim 10$ eV, что требует изучения электронных свойств УНТ в рамках модели Хаббарда. Нами ранее в рамках модели Хаббарда [4] был исследован энергетический спектр УНТ хиральности (5,5) и (10,0) и было показано, что энергетический спектр УНТ в отличие от результатов [1,2] расщепляется на две хаббардовские подзоны, шириной $W = 6B$, (B - интеграл перескока электронов на соседние узлы). В результате такого расщепления в энергетическом спектре УНТ появляется щель $\Delta = U - W \equiv U - 6B$. Согласно ранней нашей работе [5] в углеродных наносистемах $B \approx 1$ eV, $U \approx 7$ eV, и следовательно в УНТ должно быть $\Delta \approx 1$ eV. Измерения плотности электронных состояний методом туннельной микроскопии дают $\Delta \approx 0.01$ eV. То есть, скорее всего в отличие от [4] $W > 6B$, что уменьшает щель. Это возможно, если перескоки за соседние атомы дают существенный вклад энергетический спектр электронов. В настоящей работе с учетом таких перескоков вычислен энергетический спектр для УНТ хиральностей (5,5), (10,0), (9,0), (12,0), (15,0), (10,10), (11,9), (12,8). Результаты свидетельствуют, что все изученные УНТ являются полупроводниками с щелью ~ 0.01 eV. Полученные на основе этих расчетов спектры оптического поглощения согласуются с экспериментальными данными.

1. P.R.Wallace. Phys. Rev. 71, 622, (1947).
2. M.S. Dresselhaus, G. Dresselhaus. Carbon **33**, 883 (1995).
3. T.O. Wehling, E. Sasioglu, C. Friedrich, et al. Phys. Rev. Lett. **106**, 236805 (2011).
4. А.И. Мурзашев, Е.О. Шадрин. ФТТ **54**, 2176 (2012).
5. Г.И. Миронов, А.И. Мурзашев. ФТТ **53**, 2273 (2011).

ЕО4 ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ УСИЛЕНИЕ МИКРОВОЛНОВОГО И ТЕРАГЕРЦЕВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ КОНТАКТАХ ДЖОЗЕФСОНА

О.Д. Позднякова¹, А.В. Шорохов¹, К.Н.Алексеев^{1,2}

¹*Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск*

²*Loughborough University, Loughborough, UK*

E-mail: pozdn-olesya@yandex.ru

Параметрическое усиление высокочастотного излучения может возникать при нестационарном эффекте Джозефсона при токе, большем некоторого критического [1,2]. В этом случае при температурах, близких к критической, хорошо работает так называемая резистивная модель [3], в которой ток через контакт представлен в виде суммы обычного диссипативного тока и сверхпроводящего тока. В рамках данной модели в [2] было найдено сопротивление контакта в режиме параметрического усиления и показано, что при некоторых значениях джозефсоновской частоты оно бывает отрицательным.

В данной работе мы развиваем идеи, высказанные в [1,2], в частности, рассматриваем случай произвольного, а не слабого сигнала, находим мощность излучения при различных параметрах системы, а также максимально возможную мощность излучения в режиме заданного тока. Кроме того мы установили явную связь между отрицательным сопротивлением и отрицательной мощностью и показали, что данный подход может быть успешно применен к исследованию массивов контактов Джозефсона.

Работа поддержана РФФИ (проект 11-02-00699-а).

1. А.Н. Выставкин, В.Н. Губанков, Г.Ф. Лещенко, К.К. Лихарев, В.В. Мигулин, Радиотехника и электроника 14, 4204 (1971).
2. А.Н. Выставкин, В.Н. Губанков, Л.С. Кузьмин, К.К. Лихарев, В.В. Мигулин, Радиотехника и электроника 15, 896 (1971).
3. Л.Г. Асламазов, А.И. Ларкин, Письма в ЖЭТФ 9, 47 (1969).
4. Fengbin Song, Franz Müller, Thomas Scheller et al, Appl. Phys. Lett. 98, 142506 (2011).

EO5 КОЭФФИЦИЕНТ ПОГЛОЩЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ СВЕРХРЕШЕТКОЙ В СКРЕЩЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

М.А. Пятаев¹, А.В. Шорохов¹, К.Н. Алексеев²

¹*Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск*

²*Loughborough University, Loughborough, Leicestershire, UK*

E-mail: pyataevma@gmail.com

Идея генерации СВЧ излучения с помощью полупроводниковой сверхрешетки была высказана Есаки и Тсу еще в 1970 году [1]. Однако до сих пор такой генератор излучения так и не реализован. Одной из причин, не позволяющих использовать блоховские осцилляции для генерации переменного поля, являются нестабильности волн зарядовой плотности, возникающие в том случае, когда статическая дифференциальная проводимость системы становится отрицательной. В последние годы в связи с поисками эффективного генератора терагерцового излучения интерес к сверхрешеткам снова возрос.

В настоящей работе рассматривается сверхрешетка, помещенная в скрещенные электрическое и магнитное поля. В рамках квазиклассического подхода с учетом минизонного закона дисперсии, получаемого в модели сильной связи, рассмотрено поглощение слабого высокочастотного электромагнитного излучения такой системой. Отметим, что резонансное поглощение электромагнитного излучения свободными электронами в магнитном поле определяется хорошо известным циклотронным резонансом. Линейный характер зависимости скорости свободных электронов от импульса приводит к тому, что такая система всегда является поглощающей, а для получения усиления система должна быть переведена в нелинейный режим, например, приложением электрического поля [2].

В настоящей работе развивается аналитический подход к анализу поглощения электромагнитного излучения электронами в сверхрешетке в скрещенных полях. Показано, что неквадратичная зависимость энергии электрона в минизоне от квазиимпульса приводит к тому, что при определенных параметрах системы поглощение может стать отрицательным. При этом, как показывает численный анализ, области отрицательного поглощения не совпадают с областями отрицательной дифференциальной проводимости, что позволяет надеяться на получение усиления и генерации электромагнитного излучения сверхрешеткой в таком режиме.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №11-02-00699-а).

1. L. Esaki; R. Tsu, IBM J. Res. Dev. **14**, 61 (1970).
2. T. Nyart, J. Mattas, and K. N. Alekseev, Phys. Rev. Lett. **103**, 117401 (2009).

ЕО6 ТРАНСПОРТНЫЕ И МАГНИТОРЕЗОНАНСНЫЕ СВОЙСТВА СТРУКТУР «СПИНОВОГО КЛАПАНА»

Е.В.Скопин, Е.С.Демидов, А.В.Кудрин, А.В. Здоровейщев
Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского,
г. Нижний Новгород
E-mail: sko-ev@yandex.ru

В данной работе рассмотрены некоторые синтезированные структуры типа «спиновый клапан», их магнитотранспарные свойства, в особенности, нас интересовали условия и причины величины гигантского магнитосопротивления (ГМС). Так же, получены спектры ферромагнитного резонанса (ФМР) и проведён их анализ. Был осуществлена попытка отжига «спиновых клапанов» в магнитном поле, так как этот процесс может приводить к изменению знака обменного взаимодействия между слоями, и впоследствии привести к увеличению ГМС.

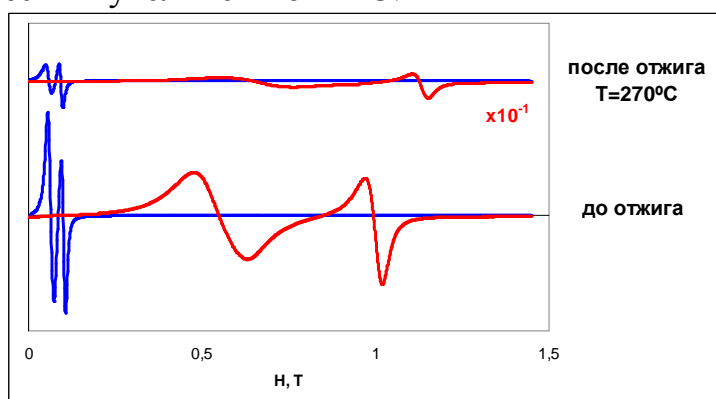


Рис.1 Спектры ФМР снятые при комнатной температуре структуры Z13 до и после отжига в магнитном поле в вакууме (1 час) при различных температурах. Красные линии соответствуют перпендикулярной ориентации магнитного поля спектрометра, синие линии – параллельной ориентации.

Методом электронно-лучевого испарения (ЭЛИ) были созданы многослойные ферромагнитные структуры типа «спиновый клапан» (Z#), содержащие ферромагнитные слои $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ толщиной 1,5-3,0 нм, разделённые слоем Cu толщиной 2,0-6,0 нм. Структуры демонстрировали эффект ГМС. Определена оптимальная толщина немагнитного слоя, которая ставила порядка 4 нм. Лучшее значение МС для синтезированных образцов составило 1,8% при 300К (Z10) до отжига. Отжиг в магнитном поле позволил увеличить значение МС практически в 5 раз для некоторых образцов, лучшее значение составило 2,72% при 300К (Z13). Лучшее значение МС при температуре жидкого азота для синтезированных образцов составило 5,83% (Z13). Варьируя температуру отжига для структур Z11 и Z13, удалось добиться увеличения значения МС при комнатной температуре до ~3% и ~3,5% соответственно. Спектры ФМР демонстрировали изменение знака обменного взаимодействия (рис.1). Таким образом, в отожжённых образцах организовалось отрицательное антиферромагнитное обменное взаимодействие между слоями, что привело к увеличению ГМС.

ЕО7 ВЛИЯНИЕ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ ФОНОННЫХ МОД ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ МАТРИЦЫ НА ТУННЕЛЬНЫЕ ВАХ ДЛЯ СТРУКТУР С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

В.Д. Кревчик, М.Б. Семенов, Р.В. Зайцев, П.В. Кревчик, И.А. Егоров
Пензенский государственный университет, г. Пенза
E-mail: physics@pnzgu.ru

Изучение диссипативных туннельных эффектов оказывается актуальным при разработке устройств нанoeлектроники с управляемыми характеристиками. Данная работа была инициирована проведенным экспериментом [1] по измерению туннельных ВАХ в полупроводниковых InAs КТ, где были обнаружены несколько неэквидистантных пиков. В данной работе рассматривается модель 1D – диссипативного туннелирования с учетом влияния двух промотирующих фононных мод широкозонной матрицы для процесса туннелирования через структуру единичных КТ в системе совмещенного АСМ/СТМ. Проведено качественное сравнение теоретической кривой вероятности 1D – диссипативного туннелирования (с учетом влияния двух локальных фононных мод) и экспериментальной ВАХ для полупроводниковых КТ из InAs/GaAs (рис.1).

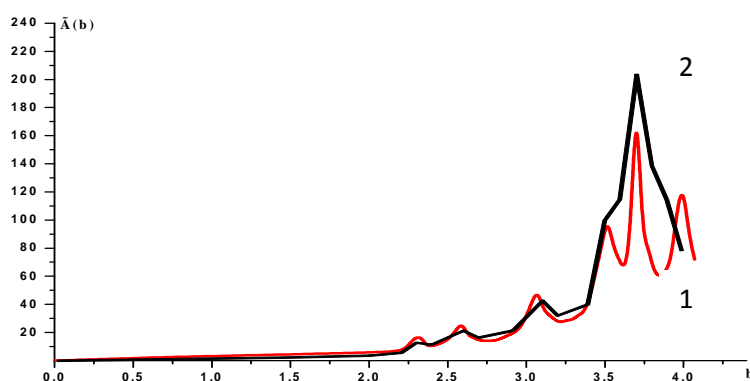


Рис.1 Сравнение теоретических кривой (1) в модели для $\Gamma = B \exp(-S)$ с учетом влияния двух локальных мод среды – термостата с экспериментальной кривой (2)

Показано, что в туннельных устройствах на КТ с управляемыми характеристиками (туннельных диодах, транзисторах, устройствах одноэлектроники и т.д.) оказывается существенным влияние широкозонной матрицы на количество, расположение и амплитуды токовых пиков туннельных ВАХ, а также на их устойчивость. Это открывает определенные перспективы для возможного управления формой туннельных ВАХ посредством модулирования параметров широкозонной матрицы.

1. Бородин П.А., Бухараев А.А., Филатов Д.О., Воронцов Д.А., Лапшина М.А. Визуализация локальной плотности состояний в квантовых точках InAs/GaAs методом комбинированной АСМ/СТМ// Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. - 2009. - N 9. - С. 71 - 75.

EOS МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТУННЕЛИРОВАНИЯ ЧЕРЕЗ МАССИВ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Д.А. Еремин¹, Е.Н. Гришанов¹, Д.А. Иванов¹, И.Ю. Попов²

¹Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск

²НИУ ИТМО, г. С.-Петербург

E-mail: ereminda@mail.ru

Электронный транспорт в массивах квантовых точек привлекает в последнее время широкое внимание специалистов [1], поэтому актуальным становится математическое моделирование подобных систем. В настоящей работе при помощи методов [2] и теории самосопряженных расширений построена явнорешаемая математическая модель массива квантовых точек с квадратной решеткой на плоскости с присоединенными идеальными контактами (см. Рис. 1). Точки контакта проводников расположены в соседних ячейках в точках с координатами $r_1 = (1/2; 1/2)$, $r_2 = (1/2; 3/2)$, за единицу принят размер ячейки. Квантовая точка моделируется при помощи параболического потенциала, радиус квантовой точки принят равным $1/8$, однородное магнитное поле \mathbf{B} перпендикулярно плоскости.

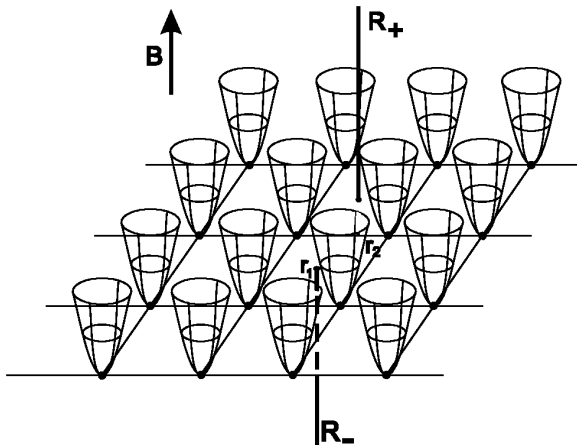


Рис. 1. Массив квантовых точек с присоединенными проводниками

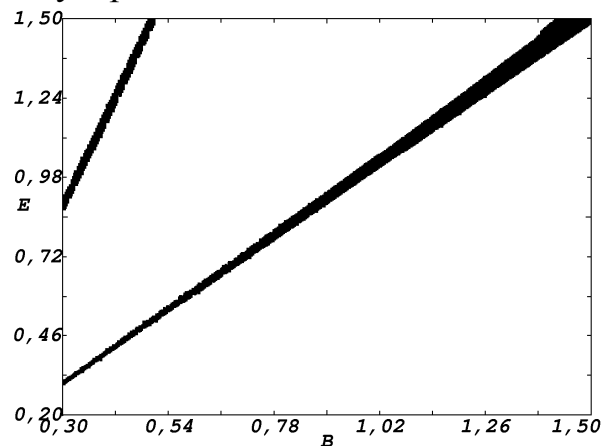


Рис. 2. Области, где коэффициент прохождения близок к нулю

Численными методами в построенной модели исследуется зависимость коэффициента прохождения электрона через изучаемую систему от поля \mathbf{B} . На Рис. 2. (в безразмерных единицах) изображены области, в которых коэффициент прохождения очень близок к нулю (<0.001). Видно, что ширина областей, растет с возрастанием \mathbf{B} . Это связано с тем, что при построении модели учитывалось магнитное поле \mathbf{B} внутри квантовых точек. Энергия электронов, попадающих в выделенную область также растет с ростом \mathbf{B} .

Работа выполнена при поддержке НИУ МГУ им. Н.П.Огарева. Расчеты выполнены на вычислительном кластере факультета математики и информационных технологий МГУ им. Н.П. Огарева.

1. M.Pletyukhov and D.Schricht, Phys. Rev. B 84 (2011) 041309(R)

2. V.A.Geyler and I.Yu.Popov, Theor. Math. Phys. 107 (1996) 12.

ЕР1 КОЭФФИЦИЕНТЫ ТУННЕЛИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ЧЕРЕЗ ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ БАРЬЕРЫ ТРЕУГОЛЬНОЙ И СТУПЕНЧАТОЙ ФОРМЫ

О.Г. Жевняк

Белорусский государственный университет, г. Минск

E-mail: Zhevnyakol@tut.by

Основную структуру современных элементов флеш-памяти составляют потенциальные барьеры прямоугольной формы с вершиной чаще всего треугольного среза. Расчет коэффициента туннелирования через барьеры треугольной формы крайне затруднен из-за трудоемких вычислений волновой функции электронов внутри барьера [1 – 2]. Целью настоящей работы является проведение сравнительного анализа зависимостей значений коэффициентов туннелирования от энергии электронов для барьеров треугольного и ступенчатого среза вершины. В основе вывода выражений для расчета этих значений лежит прямое решение уравнения Шредингера для трех областей – перед барьером, внутри барьера и после барьера. На рисунке приведены построенные нами зависимости коэффициента прохождения от энергии электронов для барьеров толщиной $W = 1$ нм. Для обоих рассматриваемых типов барьеров данные зависимости фактически совпали, отличаясь не более чем на 0,2–0,3 % величины. Оценки показывают, что для барьеров большей толщины ($W = 3–5$ нм) это расхождение слегка увеличивается, достигая 1–3 %, а меньшей – практически исчезает. Данные результаты свидетельствуют о том, что для многих практических случаев ($W = 1–5$ нм) для оценки темпа туннелирования через барьеры треугольного среза вершины можно воспользоваться расчетами коэффициента туннелирования через барьеры ступенчатого среза, которые требуют несравнимо меньших затрат.

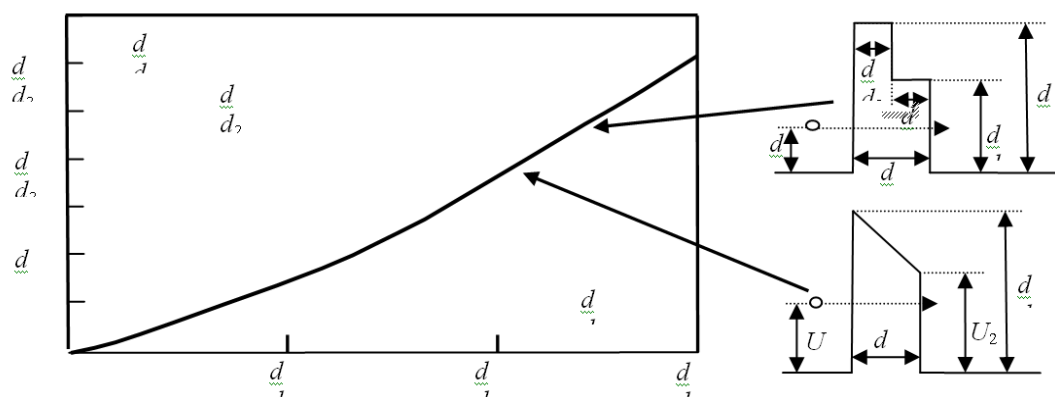


Рис. 1. Коэффициент прохождения от энергии электронов для двух типов барьеров.

Работа выполнена в рамках проекта № Ф12Р-126, финансируемого Белорусским Республиканским фондом фундаментальных исследований.

1. Л.Д. Ландау, М.Е. Лифшиц, Теоретическая физика. Т. III. Квантовая механика (нерелятивистская теория), М.: Наука, 1989.

2. О.Г. Жевняк, Физико-химические основы формирования и модификации микро- и наноструктур: Материалы шестой Международной научной конференции, Харьков, 147 (2012).

РАДИОЭЛЕКТРОННЫЕ КОМПОНЕНТЫ И СИСТЕМЫ

FO1 ФОРМИРОВАНИЕ СИГНАЛОВ ЦИФРОВОГО ТЕЛЕВИДЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ КОМПЛЕКСА NATIONAL INSTRUMENTS

М.Л. Антонов¹, М.В. Логунов², А.Р. Милославский¹, Д.В. Пьянзин²,
А.В. Спирин²

¹ОАО «Саранский телевизионный завод», г. Саранск

²Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск

E-mail: logunov@mrsu.ru

В качестве стандарта цифрового эфирного телевизионного вещания в соответствии с Постановлением Правительства РФ от 21 июня 2012 г. № 617 в нашей стране принят стандарт MPEG-4 / DVB-T2. Как известно, DVB-T2 отличается от DVB-T как архитектурой системного уровня, так и особенностями физического уровня. Вследствие этого приемное оборудование для сигналов стандарта DVB-T, распространенное в России (в том числе в развиваемой с 2006 г. сети цифрового телевидения в Республике Мордовия), не поддерживает стандарт DVB-T2. Задача по разработке и освоению в краткие сроки аппаратуры для тестирования перспективного стандарта DVB-T2 весьма актуальна.

В настоящей работе рассмотрена задача формирования сигналов цифрового телевидения для испытаний цифровых телевизионных эфирных приемников DVB-T/T2 в метровом и дециметровом диапазонах частот. Задача решалась с помощью комплекса National Instruments (NI) [1], включающего, в частности, векторный генератор ВЧ сигналов в диапазоне до 6.6 ГГц и векторный анализатор ВЧ сигналов с поддержкой режима аппаратной перестройки по несущей частоте. Гибкий форм-фактор платформы PXI Express компании NI позволяет внедрить комплексную систему тестирования беспроводных стандартов связи за счет использования профессиональной среды разработки LabVIEW и наличия необходимых библиотек по векторному анализу сигналов, аналоговой и цифровой модуляции, а также ряда готовых приложений для проведения функционального тестирования протоколов беспроводной связи. Комплекс применим для разработки новых и реализации существующих алгоритмов и стандартов цифрового телевидения. Комплекс имеет открытую архитектуру и позволяет непрерывно передавать и обрабатывать цифровые потоки данных.

Для формирования DVB сигнала в качестве источника видеосигнала использовали файлы формата *.ts с характеристиками: видеозапись MPEG-2 TS; разрешение 1920x1080 (Full HD). Были сформированы DVB сигналы с различными параметрами по модуляции (COFDM (2K/8K) с QAM-16, QAM-64) и помехоустойчивому кодированию. В результате обеспечиваются условия тестирования цифровых телевизионных эфирных DVB-приемников сигналом с заданными параметрами.

1. <http://russia.ni.com>

FO2 ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССОВ НАМАГНИЧИВАНИЯ ИНДУКЦИОННЫМ МЕТОДОМ

М.В. Герасимов, С.В. Ильин, М.В. Логунов, А.В. Спири

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск

E-mail: gerasimov.mv12@gmail.com

Известно, что процессы перемагничивания в магнитных материалах возможны не только под действием внешнего магнитного поля, но и под действием света. В качестве источника света необходимо использовать импульсный лазер с высокой энергией импульса. Возможность изменения магнитного состояния вещества под действием нано-, пико- и фемтосекундных лазерных импульсов открывает новые возможности для повышения скорости записи информации на магнитный носитель, что в свою очередь способствует увеличению быстродействия магнитоэлектронных устройств [1].

В настоящей работе для исследования динамики намагничивания магнитных тонкопленочных материалов под действием нано- и пикосекундных импульсов циркулярно поляризованного лазерного излучения отработан индукционный метод, позволяющий контролировать полярность вектора намагниченности объекта исследования с помощью плоской катушки. В связи с малой амплитудой и длительностью регистрируемых сигналов (рис.) использованы следующие методы повышения чувствительности канала регистрации: экранирование, использование дополнительных усилителей, накопление и цифровая обработка сигналов.

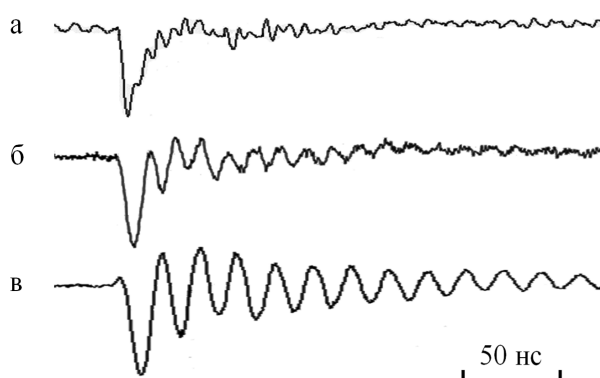


Рис. Примеры индукционных откликов от воздействия импульса лазерного излучения на феррит в размагниченном состоянии для датчиков с разной индуктивностью (а-в).

Проявление резонансных явлений в измерительном контуре искажает форму регистрируемого сигнала перемагничивания. Оптимизация параметров индукционного датчика позволила повысить временное разрешение до единиц наносекунд и выделить сигнал перемагничивания образца.

1. A.K. Zvezdin, V.A. Kotov, *Modern Magnetooptics and Magneto-optical Materials*, CRC Press, 2010.

ФОЗ ВОССТАНОВЛЕНИЕ ФОРМЫ ОПТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

Я.А. Зазулин, Б.Н. Денисов

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск

На сегодняшний день большое распространение получают оптические линии связи, обеспечивающие передачу информации на большой скорости. Для этого применяются высокие частоты как модулируемых, так и модулирующих сигналов. При этом применяются фоторезистивные оптоэлектронные устройства. Их быстродействие в данном случае будет определяться постоянной времени фоторезистора. Наиболее быстродействующими являются фоторезисторы на основе кремния, легированного цинком ($\tau \approx 10^{-9} \text{ с}$). Как было показано авторами [1], возможно точное восстановление формы сигналов при периоде сигнала много меньше постоянной времени. Следовательно, можно регистрировать таким фотоприемником сигналы с периодом менее 10^{-11} с .

Нами создан макет устройства (рис. 1), позволяющего на практике промоделировать восстановление формы оптического сигнала с периодом 10^{-3} с . Устройство состоит из источника (1) оптического сигнала, фоторезистора R1 с постоянной времени $\tau \approx 10^{-2} \text{ с}$, дифференциатора (2) и регистрирующего устройства (3). Форма прямоугольного оптического сигнала (рис. 2) искажалась фотоприемником (R1), как показано на рис. 3. После прохождения дифференциатора (2) восстановленный сигнал (рис. 4) поступал на регистрирующее устройство (3). На осциллограммах (рис. 2, 4) видна корреляция формы оптического и восстановленного сигналов.

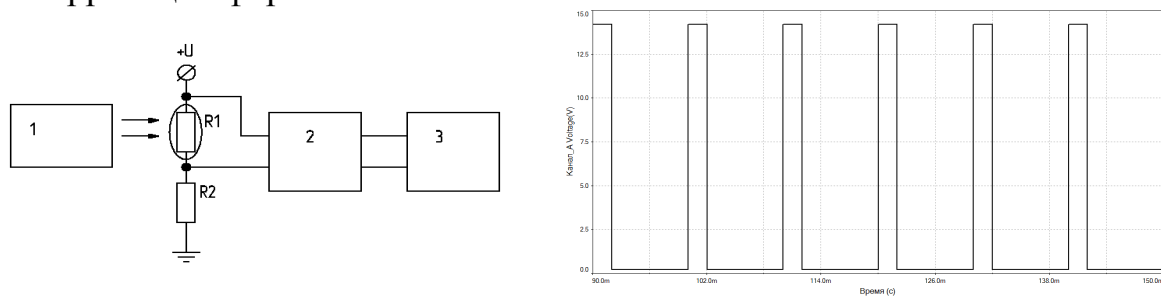


Рис. 1 Рис. 2

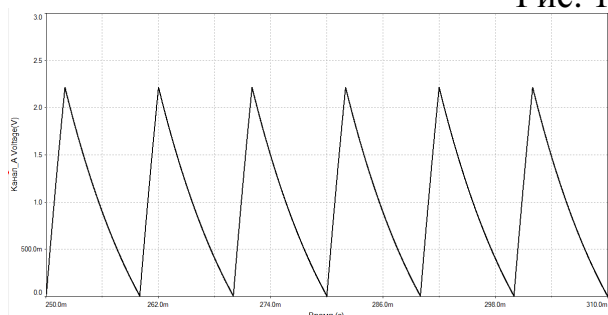


Рис. 3

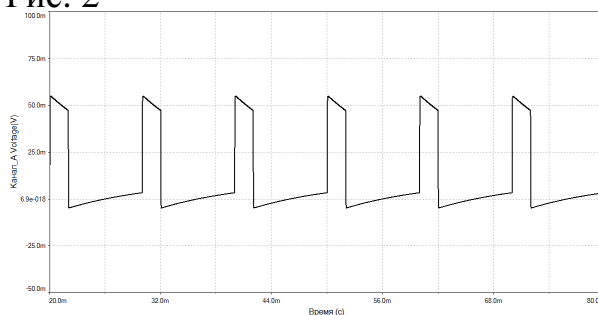


Рис. 4

1. Горюнов В.А., Гришаев В.А., Никишин Е.В. Кинетика фотопроводимости при импульсном возбуждении высокочастотными импульсами. Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. 2012. № 4 . С. 242-250.

FO4 ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ В ИНВЕРТОРНОМ СВАРОЧНОМ АППАРАТЕ ЗНАКОПЕРЕМЕННОГО ТОКА НА ЭТАПАХ СВАРОЧНОГО ЦИКЛА

А.В. Земсков, В.М. Бардин

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск

E-mail: zemskov.sar@gmail.com

Установившийся режим не является характерным для инверторных источников. Переходные процессы проявляются на этапе зажигания сварочной дуги и на этапе ее горения из-за изменения длины дуги, а, следовательно, и ее сопротивления [1].

Отклонения силы тока от заданной величины сказываются на глубине и форме провара, доле основного металла в шве и величине его усиления [2].

Целью работы является исследование электрических процессов, происходящих во вторичном контуре силового трансформатора источника для сварки на переменном токе повышенной частоты. А также определение метода управления ими, способного обеспечить высокие динамические свойства источника, необходимых для получения стабильных импульсов знакопеременного тока. Длительность процесса начального нарастания тока определяется величиной индуктивности вторичного контура, активным сопротивлением и напряжением на выходе источника тока. Для сокращения этого времени необходимо увеличить напряжение на выходе источника, что позволит обеспечить быстрое нарастание тока до заданной величины.

Также на переходные процессы можно воздействовать путем оптимизации параметров постоянной времени инвертора, коэффициента передачи системы управления и ее постоянной времени [3].

С системой регулирования длительность переходных процессов в нагрузке удалось сократить на 30-40%, путем минимизации постоянной времени системы управления и увеличения на 20% коэффициента передачи обратной связи. А с учетом того, что в исследуемом источнике отсутствует выходной выпрямитель, но и может быть исключен выходной дроссель, динамику переходных процессов на рассматриваемых этапах можно увеличить не менее чем в 1.5 раза.

1. А.В. Милованов, Разработка источника сварочного тока, обеспечивающего повышение производительности контактной шовной сварки деталей малых толщин, Дис., к.т.н. Москва, 126 (2009).

2. Г.И. Лесков, *Электрическая сварочная дуга*, М.: Машиностроение, 1970.

3. В.М. Бардин, Д.А. Борисов, А.В. Земсков, Практическая силовая электроника, **3**, 52-55 (2012).

FO5 ПРИМЕНЕНИЕ ЦИФРОВОЙ ФИЛЬТРАЦИИ В ЗАДАЧАХ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ТОМОГРАФИИ

С.В. Ильин, М.В. Логунов

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск

E-mail: sergey.v.ilin@mail.ru

Любая система измерений, используемая для получения томографического изображения, является несовершенной. В изображение вносятся искажения, скомпенсировать которые можно только за счет операции фильтрации, что чаще всего и делается либо программным, либо аппаратным путем в зависимости от решения конкретной задачи. В акустической томографии можно выделить следующие методы фильтрации изображений: регуляризация Тихонова; инверсная фильтрация; метод Люси-Ричардсона итерационного нелинейного восстановления и т.д. [1,2].

В настоящей работе рассмотрено применение метода инверсной фильтрации для восстановления ряда томографических изображений с использованием среды программирования MatLAB. В качестве фильтра использовали смещенное исходное изображение. В результате моделирования было выяснено, что оптимальным решением является смещение в ноль. При использовании этого метода передаточная функция может быть «недостаточно хорошей» – иметь нулевые значения или близкие к ним, что может дать некоторую прибавку к приближению исходного изображения. Это видно из сравнения поперечных сечений объемных изображений – исходного и отфильтрованного (рис.), и в целом использованный подход дает положительный результат.

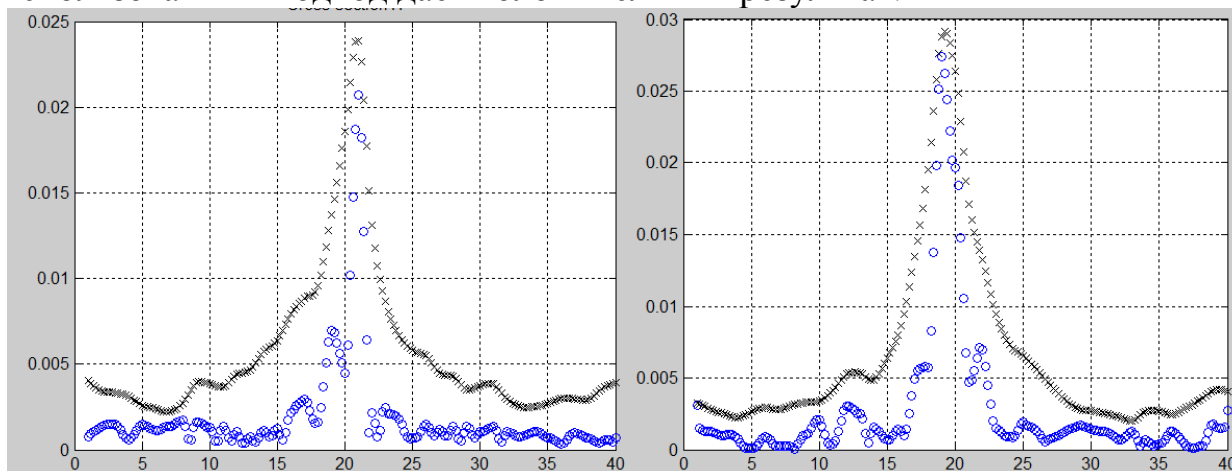


Рис. Поперечное сечение объемных изображений точечного объекта: исходное (x) и отфильтрованное (o).

1. Р. Гонсалес, Р. Вудс, С. Эддинс. *Цифровая обработка изображений в среде MatLAB*. – М.: Техносфера, 2006. – 616 с.

2. А.В. Осетров *Обработка и реконструкция изображений в акустической томографии*. СПб.: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2001. 72 с.

FO6 ОПТИМИЗАЦИЯ КПД ИНВЕРТОРНОГО СВАРОЧНОГО АППАРАТА ЗНАКОПЕРЕМЕННОГО ТОКА ПО КРИТЕРИЮ ЭМС

А.В. Пивкин, В.М. Бардин

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск

Основными показателями сварочного инвертора является КПД и его способность удовлетворять требованиям стандартов по электромагнитной совместимости. В связи с этим необходимо рассмотреть оптимизационную задачу: нахождения максимального значения КПД при обеспечении электромагнитной совместимости (ЭМС). Поскольку на КПД инверторного источника влияет сразу несколько факторов желательно найти оптимальное соотношение таких факторов для обеспечения максимального КПД, т.е. решить оптимизационную задачу. При этом необходимо учитывать и нормы стандартов по электромагнитной совместимости. На рис. 1. приведена зависимость КПД сварочного инвертора от характеристик тока.

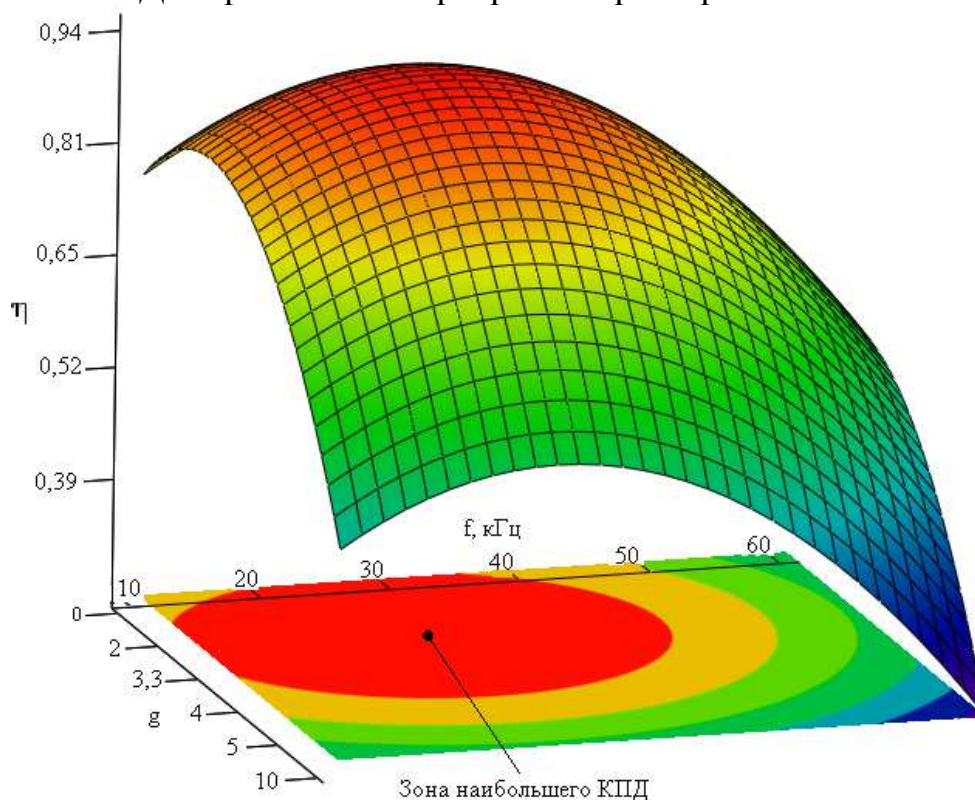


Рис. 1. Зависимость КПД сварочного инвертора от характеристик тока

Если обратится к спектру кондуктивных помех в зоне наибольшего КПД (в данном диапазоне частот и при данной скважности), то с точки зрения ГОСТ при таких условиях не наблюдается превышение уровня кондуктивных помех. Таким образом, можно сказать, что оптимизационная задача решена.

FO7 3D-МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ КОМПОНЕНТОВ

М.В. Логунов¹, А.Р. Милославский², Д.С. Сенатенко¹, А.В. Спирин¹,
Д.Д. Ступин^{1,3}, А.Н. Чалдышкин¹

¹*Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск*

²*ОАО «Саранский телевизионный завод», г. Саранск*

³*ОАО «РТИ», г. Москва*

E-mail: logunov@mrsu.ru

В настоящее время на отечественных предприятиях электронной промышленности для проектирования печатных плат в основном используются программные комплексы с библиотеками электронных компонентов в виде двухмерных объектов [1]. Такой подход позволяет удовлетворить всем техническим требованиям на проектирование, но не лишен недостатков, в частности, весьма затруднено решение задачи оптимального размещения в заданном объёме компонентов электронного устройства. Значительно ускорить процесс создания конструкторской документации с кинематическими схемами можно, имея трехмерные модели компонентов. 3D модель объёмного виртуального прототипа радиоэлектронного устройства обладает и большей эстетической привлекательностью.

Данная работа посвящена решению задачи создания структурированной унифицированной базы данных трёхмерных компонентов. Отечественные и западные производители современных САПР для печатных плат комплектуют свои продукты урезанными библиотеками трёхмерных компонентов, с ограниченными сетевыми возможностями, перекладывая данную задачу на пользователей. Кроме того, современные САПР для печатных плат не имеют расширенных встроенных средств для автономного создания полноценных трёхмерных объектов, а лишь позволяют загружать 3D-модели, созданные в САПР 3D-моделирования.

Для проектирования и создания базы данных 3D-моделей нами использованы: специализированные радиотехнические САПР печатных плат, а также программный продукт от компании АСКОН «Компас-3D» для создания 3D-моделей электронных компонентов. Создание базы данных электронных компонентов проводится в два этапа. На первом этапе происходит создание 3D-модели компонента в САПР параметрического 3D-моделирования, на втором – создание посадочного места компонента в САПР для печатных плат, сопряжение 3D-модели и посадочного места, добавления к полученному компоненту необходимых атрибутов и занесения его в базу данных. В дальнейшем база данных размещается на сервере локальной вычислительной сети предприятия, сотрудники которого получают доступ для чтения, дополнения и модификации содержимого базы данных.

1. В.Д. Разевиг. *Проектирование печатных плат в P-CAD 2001*. М.: СОЛОН-Пресс, 2003. – 560 с.

FO8 ПРИМЕНЕНИЕ ДЕКОНВОЛЮЦИИ ДЛЯ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ, ПОЛУЧЕННЫХ С ПОМОЩЬЮ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ТОМОГРАФИИ

А.А. Трифонов, М.В. Логунов

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск

E-mail: atrifonov90@mail.ru

В настоящее время ультразвуковая томография используется для решения широкого круга задач [1-3]. Наибольшее применение этот метод нашёл в медицине. Он также используется в дефектоскопии, сейсмологии. Ультразвуковая томография основана на методе получения послойного изображения посредством анализа эхо-сигнала, отраженного от внутренних структур объекта.

В данной работе рассмотрено применение различных методов для восстановления изображений, полученных с помощью ультразвуковой томографии. Задача восстановления изображений возникает как из-за шумов, которые вносит сама аппаратура приемников и передатчиков, так и из-за различных побочных эффектов, таких, например, как ложные сигналы, отраженные от стенок кюветы.

Использование обратного преобразования Радона при восстановлении изображения из ряда проекций вносит искажения. Особенность его в том, что даже при наличии достаточного количества проекций на восстановленном изображении будут присутствовать шумы. Эти шумы сильно возрастают, когда нет необходимого количества проекций. Применение фильтров при восстановлении изображения затруднено тем, что сама задача восстановления изображения является не вполне некорректной задачей: малые шумы на входе приемника приводят к значительным искажениям в восстановленном изображении.

Решение данной задачи было найдено нами при использовании деконволюции, или обратной свертки. Основная идея состоит в том, что, имея зашумленное изображение и функцию размытия точки (Point Spread Function, PSF), мы можем восстановить исходное изображение. Существует ряд методов деконволюции. Мы использовали «слепую» деконволюцию, так как она не требует точного знания PSF, достаточно иметь лишь первое приближение. Метод реализован в среде MatLab.

1. А.С. Кравчук, Основы компьютерной томографии, М., 1999.
2. J.G. Berryman, Lecture Notes on Nonlinear Inversion and Tomography: I. Borehole seismic Tomography, MIT, 1990.
3. А.В. Осетров, Обработка и реконструкция изображений в акустической томографии, СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2001.
4. Nebojsa Duric, Cuiping Li, Olivier Roy, Steve Schmidt, Acoustic Tomography: Promise versus Reality, IEEE International Ultrasonics Symposium Proceedings, 2011.

FO9 ОСОБЕННОСТИ РАСПОЗНАВАНИЯ УПОРЯДОЧЕННЫХ ДОМЕННЫХ СТРУКТУР ТИПА PAB2 И PAB6

Д.В. Пьянзин, А.В. Брагин

*Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева,
г. Саранск*

E-mail: pyanzin-dv@yandex.ru, bragin_av@mail.ru

При исследовании магнитооптических материалов возникает необходимость анализа упорядоченных структур, содержащих большое количество разнообразных объектов, отличающихся друг от друга формой и размерами. Существуют различные типы упорядоченных доменных структур, в наших материалах наибольший интерес представляют структуры типа Pab2, Pab6 (рис. 1).

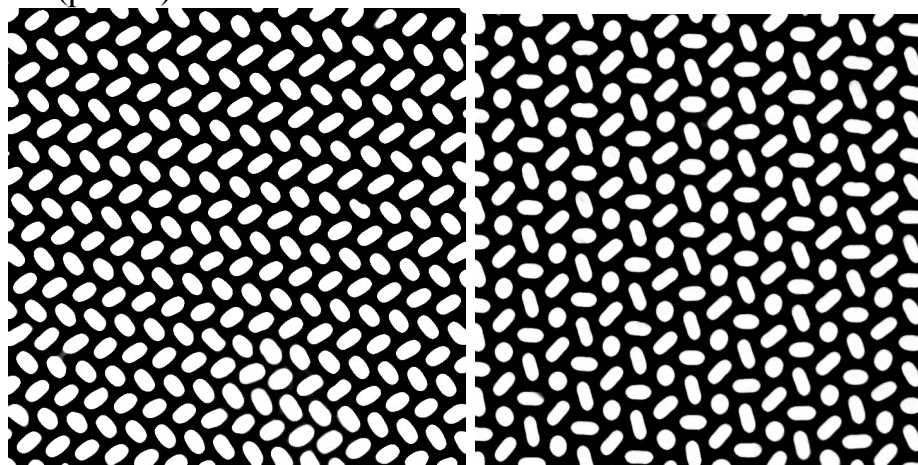


Рис. 1. Упорядоченные доменные структуры Pab2, Pab6

Для распознавания наличия упорядоченной структуры на цифровой фотографии был разработан иерархический алгоритм, позволяющий реализовать процессы классификации в несколько этапов. Были применены различные методы распознавания для идентификации упорядоченных доменных структур типа Pab2 и Pab6.

Исходные изображения, полученные с помощью магнитооптической установки, подвергались цифровой фильтрации и бинаризации. После этого, используя ранее разработанные алгоритмы, выполнялось распознавание типов объектов на изображениях (круглые, эллиптические, гантелеобразные, полосовые и ветвистые) [1]. Как видно из рис. 1, структуры Pab2 и Pab6 формируются из круглых и эллиптических доменов, поэтому все остальные объекты удаляются. Далее выделяются области на выбранном для анализа изображении, где сконцентрированы указанные типы доменов. Выполнялось масштабирование выделенных областей и эталонных изображений и совмещения по пространственным координатам.

Выбор был остановлен на корреляционном методе, в данном случае вычисляется взаимная корреляция между выделенной областью и опорными изображениями. Учитывая, что мы работаем с бинарными изображениями, был значительно сокращен объем вычислений, так как при обработке

бинарных изображений перемножение сводится к простой логической операции «И».

1. Брагин А.В., Логунов М.В., Никитов С.А., Пьянзин Д.В., Трифонов А.А., Распознавание объектов в лабиринтных доменных структурах, Компьютерная оптика, 2013 г., том 37, №2. С. 264 – 269.

FP1 Ni-Cu-МЕТАЛЛИЗАЦИЯ НА АЛЮМООКСИДНЫХ ОСНОВАНИЯХ ДЛЯ МОЩНЫХ МНОГОКРИСТАЛЬНЫХ МОДУЛЕЙ

Д.Л. Шиманович

Белорусский государственный университет информатики

и радиоэлектроники, г. Минск

E-mail: ShDL@tut.by

Повышение функциональной сложности силовых многокристалльных модулей (МКМ) при одновременном увеличении требований к их электрофизическим параметрам, мощности тепловыделения и надежности требуют новых подходов к выбору несущих оснований и токопроводящих коммутационных структур на их поверхности [1].

Объект исследований – пассивная часть силовых МКМ с металлизацией, сформированной химическим осаждением Ni ($d \sim 1,5$ мкм) и электрохимическим осаждением Cu ($d \sim 30$ мкм) на широкоформатных Al основаниях ($d \sim 1-3$ мм) с анодным диэлектрическим слоем Al_2O_3 ($d \sim 50-150$ мкм), полученным в процессе электрохимического анодирования. Разработанные технологические приемы позволили исключить операцию вакуумного напыления токопроводящих пленок в качестве подслоя с использованием дорогостоящего оборудования и основывались только на химических, электрохимических, гальванических методах.

На Al основаниях (сплав АМг2) формировался модифицированный пористый анодный слой Al_2O_3 с комбинированной морфологией методом двухстадийного анодирования в 10% $H_2C_2O_4$ с добавлением $MgSO_4$ (8,5 г/л) на глубину $\sim 5-15$ мкм в потенциостатическом режиме при $U \sim 20$ В (1 стадия), а после этого на заданную толщину Al_2O_3 при резко повышенном $U \sim 60$ В (2 стадия). После сенсбилизации и активирования поверхности Al_2O_3 осуществлялся процесс сплошного химического никелирования в водном растворе, содержащем H_3BO_3 (15 г/л), $CH_3CH(OH)COOH$ (17 г/л), NaOH (19 г/л), $Na(PH_2O_2) \cdot H_2O$ (20 г/л), $NiSO_4$ (25 г/л), CH_4N_2S (0,1 г/л), при $T \sim 95$ °С, $t \sim 10$ мин. Затем методом электрохимического осаждения наносился Cu проводящий слой на всю поверхность оснований в электролите: $CuSO_4$ (210 г/л), H_2SO_4 (75 г/л), C_2H_5OH (10 мл/л), $(CH_2)_6N_4$ (0,2 г/л) при $j \sim 20$ мА/см², $t \sim 50-60$ мин. На заключительном этапе проводилось глубокое локальное химическое травление Cu-Ni-структуры по фоторезистивному рисунку системы коммутационных межсоединений.

При соблюдении оптимальных технологических режимов формирования пассивной части МКМ измеренные электрофизические параметры показали следующие значения: электроизоляционная прочность $Al_2O_3 \sim 1,8-3,7$ кВ; теплопроводность в системе Al- Al_2O_3 -Ni-Cu $\sim 25-40$ Вт/м·К; термоустойчивость структуры ~ 400 °С; степень адгезии Cu $\sim 7,0-8,7$ кг/мм².

1. В.А. Сокол, Д.Л. Шиманович, Г.В. Литвинович. Доклады БГУИР. 8, 44 (2012).

КОММЕРЦИАЛИЗАЦИЯ НАУЧНЫХ РАЗРАБОТОК

**ГОЗ ПРОИЗВОДСТВО ИЗДЕЛИЙ ТРИБОТЕХНИЧЕСКОГО НАЗНАЧЕНИЯ
ИЗ ВЫСОКОПРОЧНЫХ, ИЗНОСОСТОЙКИХ
НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛОВ ЧАСТИЧНО
СТАБИЛИЗИРОВАННОГО ДИОКСИДА ЦИРКОНИЯ**

М.А. Борик, Е.Е. Ломонова, В.В. Осико, С.Н. Ушаков
Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва

Ресурс и надежность машин и приборов практически во всех отраслях промышленности в основном ограничен долговечностью узлов трения. Основной путь решения проблемы повышения ресурса и надежности узлов трения состоит в применении в парах трения новых материалов с качественно более высоким уровнем триботехнических и прочностных свойств. Все более широкое применение в настоящее время находят композиционные и керамические материалы. Особое место занимают наноструктурированные кристаллы частично стабилизированного диоксида циркония (кристаллы ЧСЦ), которые обладают уникальным сочетанием трибологических и прочностных свойств, а также самой высокой трещиностойкостью и превосходят по этим свойствам все известные керамики и кристаллы.

В основе технологии этого материала лежит новый метод получения наноструктурированных оксидных конструкционных и функциональных материалов – метод самоорганизации наноструктуры в процессе фазовых превращений в монокристаллах. Физической основой разработанной технологии особотугоплавких материалов является плавление и последующая кристаллизация расплавов в холодном тигле путем прямого индукционного нагрева расплава. В системе $ZrO_2 - Y_2O_3$ в интервале концентраций Y_2O_3 2,5 – 4 % моль. в процессе охлаждения выросших кристаллов происходит фазовый кубически - тетрагональный переход, при котором формируется доменная структура, состоящая из наноразмерных кристаллических доменов тетрагональной фазы двух видов с характерными размерами от десяти до нескольких сотен нанометров.

Уникальная нанодоменная структура ЧСЦ обеспечивает сочетание свойств, отличающихся как от свойств монокристаллов фианитов, так и от свойств спеченной керамики соответствующего состава. Высокая прочность ЧСЦ сочетается с замечательными триботехническими свойствами: очень низким коэффициентом трения и, особенно, высокой стойкостью к износу.

Трещиностойкость, K_{1c} , МПа*м ^{1/2}	6 - 16
Предел прочности на изгиб σ_m , МПа	800 - 1200
Предел прочности на сжатие σ_m , МПа	2300 - 3700
Модуль упругости (динамический) E, ГПа	180 - 372
Коэффициент Пуассона μ_0	0,26 - 0,36
Коэффициент трения без смазки в паре в начале f_0	– 0,045
ЧСЦ – титан ВТ9 (альфированный) в конце f_k	– 0,064
Интенсивность износа	$6,0 \cdot 10^{-9}$

Механические характеристики кристаллов ЧСЦ связаны с особенностями их фазового состава и структуры, а именно со степенью тетрагональности фазы и присутствием доменов размерами от десятков до сотен нанометров. Наличие трансформируемой тетрагональной фазы приводит к резкому повышению вязкости разрушения (трещиностойкости) материала вследствие механизма трансформационного упрочнения. К этому надо добавить способность ЧСЦ сохранять высокие механические свойства в широком температурном интервале ($-140 \div 1400^\circ\text{C}$), а также химическую инертность и биологическую совместимость. Эти свойства не являются структурно обусловленными, однако, в сочетании с отмеченными выше механическими и триботехническими свойствами делают кристаллы ЧСЦ привлекательными для многих технических применений.

Полученные результаты лабораторных испытаний наноструктурированных кристаллов и керамик позволяют рекомендовать эти материалы для изготовления втулок подшипников для условий вращательного движения. В условиях трения скольжения работают многие механизмы авиационно-космической, атомной, химической, металлургической и др. промышленности. Подшипники скольжения применяются в зубчатых передачах, кулачковых механизмах, толкателях, клапанах, направляющих и др., работающих в широком диапазоне температур, радиации, агрессивных средах.

В последнее время в технической литературе (в РФ и за рубежом) появилось большое число публикаций по созданию керамического инструмента на основе диоксида циркония, используемого взамен твёрдосплавного и алмазного. Это обусловлено как непрерывным сокращением высококачественных материальных ресурсов, традиционно используемых для изготовления волоочильных матриц и оправок в метизном, трубном и канатном производстве, так и повышенным требованием к качеству и износостойкости волоочильного инструмента для протяжки труб, прутков и проволоки из различных металлов и сплавов. Опыт использования частично стабилизированного диоксида циркония в качестве волоочильного показывает значительное улучшение качества поверхности труб в связи с отсутствием налипания на инструмент. Также, отмечается, что износ матриц из ZrO_2 был меньше, чем обычно применяемых металлических. Важным преимуществом инструмента из диоксида циркония в отличие от твёрдосплавного является возможность волочения проволоки без применения смазки. За счёт этих факторов уменьшается трудоемкость технологического процесса, исключается ряд сложных операций, сокращается расход инструмента вследствие увеличения срока его службы.

Для практического использования кристаллов ЧСЦ в промышленных целях на первый план встает технология механической обработки кристаллов ЧСЦ. Поскольку кристаллы ЧСЦ обладают высокими значениями прочности, твердости, вязкости разрушения, износостойкости – этот материал относится к трудно обрабатываемым материалам наряду с алмазом и сапфиром.

Процессы обработки кристаллов ЧСЦ и изготовление образцов для исследований трудоемки. Требуется применение нестандартных режимов и методов обработки поверхности для проведения исследований и изготовления изделий, таких как ионная полировка, магнитореология, ультразвуковая обработка и т.д.

К настоящему времени разработана опытно-промышленная технология синтеза высокопрочных, износостойких наноструктурированных кристаллов ЧСЦ и внедрена в производство в ООО «ФИАНИТ», создан производственный участок синтеза кристаллов ЧСЦ производительностью 500 кг/мес. Изготовлены опытные партии деталей триботехнического назначения из наноструктурированных кристаллов ЧСЦ (волоки-заготовки, втулки подшипников). Разработаны комплекты рабочей конструкторской и технологической документации.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Абрамов А.Н.	60, 66, 69
Аветисов И.Х.	111, 112
Аветисов Р.И.	111
Аккузина А.А.	111
Алагашев Г.К.	64, 67
Алексеев К.Н.	175, 176
Амелина А.Е.	48
Андреев В.В.	160
Андреев О.В.	166
Андреев П.В.	162
Антипов С.О.	63
Антонов М.Л.	182
Антошкина С.А.	27
Афанасьев Ф.В.	65
Ашкинази Е.Е.	90
Байдусь Н.В.	157
Бакулин М.А.	115
Балясов А.В.	107
Бараников А.В.	63
Баранчиков А.Е.	26, 34
Бардин В.М.	185, 187
Белов А.И.	28
Бжеумихов К.	70
Бирюков А.С.	64, 67, 157
Бобров А.И.	28, 157
Болдин М.С.	41
Болдырев К.Н.	26, 92, 95, 114, 165
Большаков А.П.	90
Борик М.А.	40, 194
Боровикова Е.Ю.	92
Брагин А.В.	190
Бублик В.Т.	40
Бузаева М.В.	22
Бурханова Т.М.	108
Буфетова Г.А.	168
Ваганова Е.С.	22
Вальцифер В.А.	38, 47
Ванецев А.С.	27
Васильченко В.Е.	39
Великанов С.Д.	156, 167
Вилкова М.В.	72, 118
Власов А.В.	90

Волков В.А.	164
Волков И.А.	71
Волкова Н.С.	42
Волкова Т.В.	118
Воробьёв А.Б.	44
Воронов В.В.	26, 34
Воронько Ю.К.	151, 158
Гаврищук Е.М.	132
Гажулина А.П.	106, 109, 153, 154
Гайтко О.В.	27
Гарибин Е.А.	34
Гарюткин В.А.	156, 164, 167
Гельманова Т.О.	93
Герасимов М.В.	107, 183
Глушкин Е.В.	118
Голованов В.Ф.	155
Голубев Н.В.	96
Голубьев М.А.	119
Гортинская А.Д.	110
Горшков А.В.	91
Горшков А.П.	42
Грачев Д.А.	29, 46
Гринберг Е.Е.	48
Гришанов Е.Н.	179
Грунин А.Б.	172
Грязнов М.Ю.	101
Губин С.П.	50
Губин Т.А.	172
Гурьянов А.М.	43
Гурьянов А.Н.	54, 60, 61, 66, 69
Гусев П.Е.	34
Давыдов А.А.	112
Давыдова О.А.	22
Данилов Ю.А.	78
Демидов Е.С.	177
Денисенко Ю.Г.	166
Денисов Б.Н.	184
Дерен П.	165
Дзюба В.П.	38
Дианов Е.М.	66, 69, 155
Добрецова Е.А.	92, 114
Дорофеев В.В.	72
Дорохин М.В.	78
Егоров И.А.	178

Егорова А.Е.	154
Елисеев В.В.	88
Елисеева С.В.	36
Емельянова В.Е.	108
Еремейкин О.Н.	132
Еремин Д.А.	179
Ермаков Р.П.	26, 34
Ерофеев Д.А.	94, 95
Ершков М.Н.	163
Ершов А.В.	29, 46
Жаворонков Н.В.	112
Жариков Е.В.	44, 103
Жевняк О.Г.	180
Журавлёва А.С.	117
Зазулин Я.А.	184
Заикин А.И.	25
Зайцев Р.В.	178
Заколдаев Р.А.	105
Захаров Н.Г.	156, 164, 167
Зверев П.Г.	138, 150
Здоровейцев А.В.	78, 177
Земсков А.В.	185
Зотов В.П.	22
Зюзин А.М.	115
Иванов В.А.	162
Иванов В.К.	26
Иванов Д.А.	154, 179
Иванцев А.С.	24
Ивлева Л.И.	150
Игнатъева Е.С.	96
Ильин С.В.	183, 186
Искусов Д.Г.	44
Истомин Л.А.	91
Исупова Е.А.	109, 162
Исхакова Л.Д.	60
Каган М.С.	170
Карбань О.В.	26
Карпунин В.В.	173
Кашайкин П.Ф.	66, 69
Киреев А.А.	152
Климов Е.С.	22
Клым Г.И.	113
Колташев В.В.	60
Колядин А.Н.	67

Колядин А.Н.	64
Кондрашова Н.Б.	47
Конов В.И.	90
Королев Д.С.	28
Кортов В.С.	33
Косолапов А.Ф.	64, 72
Костюк Г.К.	104, 105
Котов Д.В.	48
Кревчик В.Д.	172, 178
Кревчик П.В.	178
Крушке Д.	70
Кудрин А.В.	177
Кузнецов С.В.	26, 34
Кулебякин А.А.	40, 118, 161
Кульчин Ю.Н.	38
Куракина Ю.С.	163
Курков А.С.	56, 63, 71
Кяшкин В.М.	119
Лабутина М.Л.	154
Ларионов А.В.	156
Латухина Н.В.	35
Лебедев В.М.	43
Лепехин Н.М.	96
Липатов Д.С.	61
Липатьев А.С.	93, 96
Лис Д.А.	103
Лисицкий И.С.	155
Логинов Н.Н.	107
Логунов М.В.	107, 182, 183, 186, 188, 189
Ломонова Е.Е.	40, 118, 159, 161, 194
Лотарев С.В.	93, 96
Лукьянов А.А.	22
Ляпин А.А.	152
Максимов Ю.В.	119
Малафеева Е.К.	116
Малехонова Н.В.	46, 157
Мальшева Е.И.	78
Мамин Б.Ф.	119
Маргулис В.А.	173
Маргушев З.Ч.	70
Мартыненко В.А.	88
Марычев М.О.	91, 106, 109, 153, 154
Матвеев С.А.	97
Маякова М.Н.	26, 34

Миличко В.А.	38
Милович Ф.О.	40
Милославский А.Р.	182, 188
Митрофанов В.Я.	47
Михайлов А.Н.	28
Михайлов Н.Н.	44
Мишкин В.П.	72, 118
Мищенко Г.М.	164
Можевитина Е.Н.	112
Моисеев С.Г.	36
Морозова Е.В.	30
Мурзашев А.И.	174
Мутилин С.В.	44
Мухин А.В.	156, 164, 167
Мызина В.А.	40
Мясниченко В.С.	49
Неустроев С.В.	112
Нечаев А.И.	38, 47
Нищев К.Н.	25, 62, 66, 71, 88, 72, 119
Новопольцев М.И.	88
Нохрин А.В.	41
Нуждин Д.С.	91, 154, 162
Объедков А.М.	22
Огородников А.Е.	98
Оптов В.А.	50
Осико В.В.	194
Осипова Ю.Н.	103
Остаточников В.А.	36
Павлов А.Л.	68
Павлов Д.А.	28, 46, 157
Панов А.А.	25, 27
Петрова О.Б.	99, 103
Петровых К.А.	33
Пивкин А.В.	187
Пивкина М.Н.	168
Писаренко Г.А.	35
Пихтин Н.А.	140
Плотниченко В.Г.	64
Позднякова О.Д.	175
Польский А.В.	90
Полякова Г.В.	155
Попов Ю.И.	179
Попова М.Н.	74
Попович А.Ф.	90

Портнов В.Н.	110, 116
Порубов Р.В.	156
Принц В.Я.	44
Присеко Ю.С.	96
Провоторов М.В.	44
Прямиков А.Д.	64, 67
Пыненков А.А.	62, 152
Пырков Ю.Н.	68
Пьянзин Д.В.	182, 190
Пятаев М.А.	176
Ральченко В.Г.	90
Ремпель А.А.	33
Рогалин В.Е.	90
Рогожкин С.А.	35
Рустамова Е.Г.	50
Рыжков С.Г.	90
Рябочкина П.А.	27, 118, 152, 159, 161
Сабаев С.Н.	115
Салганский М.Ю.	66, 69
Сальникова Е.И.	166
Самарцев И.В.	101
Сахаров Н.В.	41, 98
Светухин В.В.	22
Семашко В.В.	122
Семенов М.Б.	178
Семенцов Д.И.	36
Сенатенко Д.С.	188
Сергеев М.М.	104, 105
Серегин В.Ф.	168
Сибатов Р.Т.	30
Сигаев В.Н.	93, 96
Сидорова Н.В.	159
Синева Е.Д.	32
Скопин Е.В.	177
Слипченко С.О.	140
Сметанин С.Н.	135
Соболь А.А.	151, 158
Соколов В.О.	155
Соловьёва А.В.	108
Солохин С.А.	163
Сомов Н.В.	116
Соотс Р.А.	44
Спирин А.В.	182, 183, 188
Станиславчик Т.Н.	95

Степанова И.В.	100, 103
Степихова М.В.	97
Стрельников В.Н.	38
Ступин Д.Д.	188
Субботин К.А.	103
Султангулова А.И.	69
Суровегина Д.А.	32
Суровегина Е.А.	46
Табачкова Н.Ю.	40, 118
Таранов А.В.	53
Тарасов И.С.	140
Тетельбаум Д.И.	28
Титиаев Д.Н.	91
Томашук А.Л.	66, 69
Трикшев А.И.	68
Трифонов А.А.	189
Трушкова Т.Н.	44
Туданов Е.А.	156
Уваров О.В.	26
Упоров С.А.	47
Ускова Е.Н.	72
Усламина М.А.	118
Уцына Е.В.	42
Ушаков С.Н.	27, 118, 152, 159, 161, 194
Фаддеев М.А.	91
Федоров П.П.	26, 34, 76, 152
Филлиповский Д.В.	155
Фирстов С.В.	62
Фишман А.Я.	47
Фотиади А.А.	52
Фролов Ю.Н.	156, 167
Хомяков А.В.	99, 103, 112
Хопин В.Ф.	65, 66, 69
Цветков В.Б.	168
Чабушкин А.Н.	161
Чалдышкин А.Н.	188
Чан Кхань	112
Чепурнов В.И.	35
Чередниченко А.Г.	111
Чувильдеев В.Н.	41
Чушкова Д.И.	37
Шадрин Е.О.	174
Шенгуров В.Г.	97
Шибанова М.Д.	119

Шилова Г.В.	150
Шиманович Д.Л.	37
Шорохов А.В.	171, 175, 176
Шотин С.В.	101, 152
Щербаков А.В.	136
Шукшин В.Е.	151, 158
Щукина А.О.	163
Щукина В.Е.	99
Янцен Н.В.	115
Яшков М.В.	60