

Министерство образования и науки Российской Федерации
Национальный исследовательский Мордовский государственный университет
им. Н. П. Огарёва
Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН
Научный центр волоконной оптики РАН
Институт химии высокочистых веществ РАН
Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет
им. Н. И. Лобачевского
АУ «Технопарк-Мордовия»
Российский фонд фундаментальных исследований

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

**Программа и материалы
16-й Международной научной конференции-школы
Саранск, 19 – 22 сентября 2017 г.**



МИНИСТЕРСТВО
ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ



Национальный исследовательский
Мордовский государственный университет
имени Н. П. Огарёва



НЦВО
РАН



Технопарк-Мордовия



РОСНАНО
ФОНД ИНФРАСТРУКТУРНЫХ
И ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫХ ПРОГРАММ



Нижегородский
государственный
университет
им. Н. И. Лобачевского



ОТКРЫТОЕ АКЦИОНЕРНОЕ ОБЩЕСТВО
ЭЛЕКТРОВЫПРЯМИТЕЛЬ



РФФИ



ГРУППА КОМПАНИЙ
«ОПТИКЭНЕРГО»

САРАНСК
ИЗДАТЕЛЬСТВО МОРДОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
2017

Редакционная коллегия:
*Нищев К. Н. (отв. ред.), Рябочкина П. А. (отв. секр.),
Попова М. Н., Тарасенко С. А., Семашко В. В.*

МЗ41

Материалы нано-, микро-, оптоэлектроники и волоконной оптики: физические свойства и применение :
прогр. и материалы 16-й Междунар. науч. конф.-шк., Саранск,
19 – 22 сен. 2017 г. / редкол.: К. Н. Нищев (отв. ред.)
[и др.]. – Саранск : Изд-во Мордов. ун-та, 2017. – 232с.
ISBN 978-5-7103-3126-2

В сборник включены конспекты лекций и тезисы докладов 16-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.

УДК 537.533.3:621.3.049.77
ББК ВЗ

© Коллектив авторов, 2017
© Оформление Издательство
Мордовского университета, 2017
© ФГБОУ ВО «МГУ им. Н.П. Огарева» , 2017

ИНФОРМАЦИЯ ДЛЯ УЧАСТНИКОВ

Конференция проводится Институтом физики и химии МГУ им. Н. П. Огарёва в период с 19 по 22 сентября 2017 года.

Место проведения пленарных заседаний – Дворец культуры и искусств МГУ им. Н. П. Огарёва.

Место проведения секционных заседаний и проживания участников конференции - санаторий «Надежда» (расположен в 30 км от г. Саранска).

Программой конференции предусмотрены:

- обзорные доклады-лекции ведущих ученых по тематике конференции;
- выступления участников с устными и стендовыми докладами.

Оргкомитетом установлена следующая продолжительность докладов: лекции – 45мин., приглашенные доклады - 30 мин, устные сообщения – 15 мин.

Для демонстрации иллюстративных материалов лекторам и докладчикам будут предоставлены средства визуальной и компьютерной презентации. В последнем случае информация должна быть подготовлена в электронном виде с помощью Microsoft PowerPoint или в виде графических файлов: .jpg, .tif, .bmp.

Размеры щитов для размещения стендовых докладов – 90×120 см² (ширина, высота).

РЕГИСТРАЦИЯ участников конференции будет проводиться 18 сентября с 15.00 до 18.00 в фойе главного корпуса МГУ им. Н. П. Огарёва (ул. Большевикская, 68).

19 сентября с 8.00 до 8.30 в санатории «Надежда». До места проведения участники конференции будут отправлены транспортом оргкомитета.

О времени прибытия в Саранск просим заблаговременно сообщить по электронной почте: ryabochkina@freemail.mrsu.ru. При наличии такой информации оргкомитетом будет организована встреча участников конференции по месту прибытия в любое время суток.

КОНТАКТНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Адрес: 430000, г. Саранск, ул. Большевикская, 68а,
МГУ им. Н. П. Огарёва, ИФХ

Тел./факс: (8342) 24-24-44

E-mail: mnksh@yandex.ru

<http://www.vnksh.mrsu.ru>

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ
16-Й МЕЖДУНАРОДНОЙ НАУЧНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ-ШКОЛЫ
«МАТЕРИАЛЫ НАНО-, МИКРО-, ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ И ВОЛОКОННОЙ
ОПТИКИ: ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ПРИМЕНЕНИЕ»

Саранск, 19 –22 сентября 2017 г.

Сопредседатели конференции-школы:

Е. М. Дианов – академик РАН, научный руководитель Научного центра волоконной оптики РАН

В. В. Осико – академик РАН, руководитель Научного центра лазерных материалов и технологий Института общей физики им. А. М. Прохорова РАН

Организационный комитет:

С. М. Вдовин – ректор МГУ им. Н. П. Огарёва, председатель

К. Н. Нищев – директор ИФХ МГУ им. Н. П. Огарёва, заместитель председателя

Е. В. Чупрунов – ректор ННГУ им. Н. И. Лобачевского

М. Ф. Чурбанов – директор ИХВВ РАН

В. В. Якуба – генеральный директор АУ «Технопарк-Мордовия»

П. А. Рябочкина – ученый секретарь

Программный комитет:

Е. В. Чупрунов – д.ф.-м.н., ННГУ им. Н. И. Лобачевского, Н. Новгород, Россия, председатель

Т. В. Антропова – д.х.н., Институт химии силикатов им. И. В. Гребенщикова РАН, Санкт-Петербург, Россия

О. Н. Горшков – к.ф.-м.н., ННГУ им. Н. И. Лобачевского, Н. Новгород, Россия

С. А. Григорьев – д.х.н. Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия

Е. В. Жариков – д.т.н., РХТУ им. Д. И. Менделеева, Москва, Россия

А. М. Зюзин – д.ф.-м.н., МГУ им. Н. П. Огарёва, Саранск, Россия

В. Д. Кревчик – д.ф.-м.н., Пензенский ГУ, Пенза, Россия

Г. Е. Малашкевич – д.ф.-м.н., Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Республики Беларусь, Минск, Беларусь

К. Н. Нищев – к.ф.-м.н., МГУ им. Н. П. Огарёва, Саранск, Россия

М. Н. Попова – д.ф.-м.н., Институт спектроскопии РАН, Москва, Россия

П. А. Рябочкина – д.ф.-м.н., МГУ им. Н. П. Огарёва, Саранск, Россия

С. Л. Семенов – д.ф.-м.н., ИЦВО РАН, Москва, Россия

В. В. Семашко – д.ф.-м.н., Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

В. Н. Сигаев – д.х.н., РХТУ им. Д. И. Менделеева, Москва, Россия

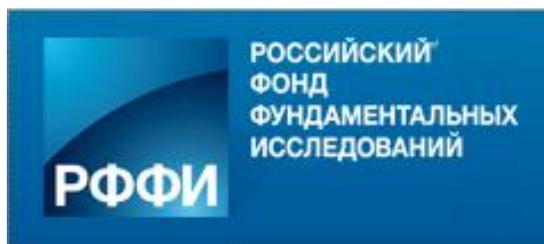
- С. А. Тарасенко** – д.ф.-м.н., ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия
- С. Н. Ушаков** – к.ф.-м.н., ИОФ РАН, Москва, Россия
- П. П. Федоров** – д.х.н., ИОФ РАН, Москва, Россия
- А. В. Шорохов** – д.ф.-м.н., МГУ им. Н.П. Огарёва, Саранск, Россия
- A. C. Cefalas** – Ph.D., National Hellenic Research Foundation, Athens, Greece
- F. Kusmartsev** – Ph.D., Loughborough University, Loughborough, UK
- I. Sildos** – Ph.D., Tartu University, Tartu, Estonia

Рабочая группа:

А. В. Голубьев
И. Н. Евтеева
Л. А. Куликов
Е. Н. Лютова
А. А. Ляпин
Е. П. Трямкина

Н. В. Моисеев
М. А. Пятаев
Н. В. Сидорова
С. А. Хрущалина
А. Н. Чабушкин

Спонсоры и официальные партнеры



Российский фонд фундаментальных исследований (РФФИ) создан Указом Президента Российской Федерации № 426 от 27 апреля 1992 года. РФФИ – самоуправляемая государственная некоммерческая организация в форме федерального учреждения, находящегося в ведении Правительства Российской Федерации.

Основные направления деятельности РФФИ:

- конкурсный отбор лучших научных проектов и последующее организационно-финансовое обеспечение поддержанных проектов;
- обобщение результатов завершенных проектов РФФИ;
- мониторинг науки – многоаспектный анализ состояния и тенденций развития комплекса российской науки на основе оригинальной системы конкурсных индикаторов, экспертных и других данных о ходе выполнения проектов;
- доведение результатов исследований, поддержанных Фондом, до потенциальных пользователей;
- программы общего назначения.



Группа компаний «Оптикэнерго» включает в себя ряд независимых предприятий. Компании, осуществляющие промышленное производство: «Саранскабель-Оптика», «ЭМ-КАБЕЛЬ», «ЭМ-КАТ», «ЭМ-ПЛАСТ», «САРМАТ», предприятия по оказанию услуг: Испытательный центр «Оптикэнерго», «Автотранс-Саранск», «ЭМ-ПРИНТ», кофе-бар «ПроКофий». Компании медицинского направления: «НОВОМЕД» и «МедЭстетКлиник». ООО «ЭМ-СЕРВИС» - предприятие по оказанию бытовых услуг. Представительства, созданные для продвижения товаров «Оптикэнерго» – Торговый Дом ЭМ-Кабель в России и Opticenergo GmbH за рубежом.

Сайт «Оптикэнерго»: <http://www.opticenergo.ru>.



Журнал «Фотоника» посвящен оптическим системам различных типов (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.



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». Одобренная в ноябре 2013 года «Стратегия Фонда инфраструктурных и образовательных программ» определяет его место в Группе РОСНАНО как института, способствующего развитию инфраструктуры в сфере нанотехнологий для всех российских предприятий nanoиндустрии, исключая портфельные компании РОСНАНО. Кроме того, Фонд является частью системы российских институтов развития («инновационного лифта»), формируемой в рамках государственной программы «Экономическое развитие и инновационная экономика».

В целях создания оптимальных условий для развития nanoиндустрии Фонд инфраструктурных и образовательных программ ведет работу в семи основных направлениях:

- развитие технологической инфраструктуры;
- создание кадрового потенциала отрасли;
- развитие рынков инновационной продукции;
- стандартизация, сертификация и оценка безопасности нанотехнологической продукции;
- метрологическое обеспечение nanoиндустрии;
- совершенствование законодательства в области инноваций;
- популяризация нанотехнологий.



ОТКРЫТОЕ АКЦИОНЕРНОЕ ОБЩЕСТВО

ЭЛЕКТРОВЫПРЯМИТЕЛЬ

ОАО "Электровыпрямитель" – крупнейшая российская электротехническая компания с богатым опытом в области разработок и производства силовых полупроводниковых приборов и оборудования для нужд многих отраслей промышленности, энергетики и транспорта.

Основные направления деятельности ОАО "Электровыпрямитель":

- разработка и производство высокоэффективных полупроводниковых приборов силовой электроники;
- разработка и производство энергосберегающего преобразовательного оборудования.

ГРАФИК ПРОВЕДЕНИЯ КОНФЕРЕНЦИИ-ШКОЛЫ

19 сентября 2017, вторник

| | |
|-------------|--|
| 07:00–08:00 | ЗАЕЗД УЧАСТНИКОВ |
| 08:00–08:30 | РЕГИСТРАЦИЯ |
| 08:30–09:00 | ЗАВТРАК |
| 12:00–13:00 | ОБЕД |
| 13:00–13:30 | ТОРЖЕСТВЕННОЕ ОТКРЫТИЕ КОНФЕРЕНЦИИ <i>С.М. Вдовин, председатель Организационного комитета</i> <i>В.В. Осико, академик РАН, сопредседатель конференции-школы</i> <i>Е.М. Дианов, академик РАН, сопредседатель конференции-школы</i> <i>Е.В. Чупрунов, председатель Программного комитета</i> |
| 13:30–15:00 | ПЛЕНАРНОЕ ЗАСЕДАНИЕ <i>Сопредседатели: академик РАН Е.М. Дианов, д.ф.-м.н. Е.В. Чупрунов</i> |
| 13:30–14:15 | <u>Е.М. Дианов</u> <i>Научный центр волоконной оптики РАН, Москва</i> ОПТИЧЕСКИЕ ВОЛОКОННЫЕ УСИЛИТЕЛИ ДЛЯ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ СВЯЗИ: ИСТОРИЯ РАЗВИТИЯ, СОСТОЯНИЕ ДЕЛ |
| 14:15–15:00 | <u>М.Ф. Чурбанов</u> <i>Институт химии высокочистых веществ им. Г. Г. Девятовых РАН</i> НОВЫЕ ЗАДАЧИ И РЕЗУЛЬТАТЫ В ХИМИИ ВЫСОКОЧИСТЫХ ВЕЩЕСТВ И МАТЕРИАЛОВ |
| 15:00–15:15 | ПЕРЕРЫВ |
| 13:30–15:00 | ПЛЕНАРНОЕ ЗАСЕДАНИЕ <i>Председатель д.ф.-м.н. С.А. Тарасенко</i> |
| 15:15–16:00 | <u>С.И. Бредихин</u> <i>Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка</i> ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИЕ ГЕНЕРАТОРЫ - ТВЕРДОКСИДНЫЕ ТОПЛИВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ (ТОТЭ) ПЛАНАРНОЙ КОНСТРУКЦИИ |
| 16:15–17:00 | <u>К.Н. Ельцов</u> <i>Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва</i> ОТ ФИЗИКИ ПОВЕРХНОСТИ К КВАНТОВОМУ КОМПЬЮТЕРУ |
| 17:00–17:45 | <u>М.Е. Дорошенко, В.В. Осико</u> <i>Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва</i> КОМПАКТНЫЕ ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ЛАЗЕРЫ СРЕДНЕГО ИК-ДИАПАЗОНА |
| 18:00 | ТОВАРИЩЕСКИЙ УЖИН |

20 сентября 2017, среда

| | |
|-------------|---|
| 08:00-09:00 | ЗАВТРАК |
| | ДКИ МГУ им. Н.П. Огарёва |
| 09:00-10:30 | ЛЕКЦИИ Председатель: д.ф.-м.н. В.В. Семашко |
| 09:00-09:45 | <u>Н.С. Аверкиев</u> ФТИ им. Иоффе, Санкт-Петербург ЭФФЕКТ ЯНА-ТЕЛЛЕРА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ |
| 09:45-10:30 | <u>A.C. Cefalas</u> National Hellenic Research Foundation. Theoretical and Physical Chemistry Institute, Athens Kazan Federal University, Kazan CURRENT STABILITY IN AMORPHOUS SEMICONDUCTORS CORRELATES WITH TRANSLATIONAL SYMMETRIES ALONG CONDUCTIVE PATHS AT THE NANOSCALE |
| 10:30-10:45 | ПЕРЕРЫВ |
| 10:45-12:15 | Председатель: д.т.н. Е.Е. Ломонова |
| 10:45-11:30 | <u>М.Н. Попова</u> Институт спектроскопии РАН, Троицк СВЯЗАННЫЕ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ |
| 11:30-12:15 | <u>В.В. Семашко</u> Казанский федеральный университет, Казань НОВЫЙ ПОДХОД К ИССЛЕДОВАНИЮ УСИЛИТЕЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК АКТИВНЫХ СРЕД С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТЕХНИКИ Z-СКАНИРОВАНИЯ |
| 12:15-13:00 | ОБЕД |
| 13:00-14:30 | Председатель: д.ф.-м.н. П.А. Рябочкина |
| 13:00-13:45 | <u>Ю.Н. Пархоменко, Н.Ю. Табачкова</u> НИТУ МИСИС, Москва СТРУКТУРНАЯ ДИАГНОСТИКА КРИСТАЛЛОВ НА ОСНОВЕ ДИОКСИДА ЦИРКОНИЯ |
| 13:45-14:30 | <u>С.Л. Лысенко, М.А. Панков</u> ФКП ГЛП «Радуга», Москва РАЗРАБОТКА НА БАЗЕ ФКП ГЛП "РАДУГА" ТЕХНОЛОГИИ ПОЛУЧЕНИЯ ПРОЗРАЧНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ КЕРАМИКИ |
| 14:30-14:45 | ПЕРЕРЫВ |
| 14:45-17:00 | Председатель: д.ф.-м.н. П.Г. Зверев |
| 14:45-15:30 | <u>П.В. Петров</u> ФТИ им. Иоффе, Санкт-Петербург СПЕКТРОСКОПИЯ ОДИНОЧНЫХ ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ |
| 15:30-16:15 | <u>Г.Е. Малашкевич</u> Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск АКТИВИРОВАННЫЕ ХАНТИТОПОДОБНЫЕ СТЕКЛА: ДОСТИЖЕНИЯ И ПЕРСПЕКТИВЫ |
| 16:15-17:00 | <u>А.В. Князев</u> Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КАЛОРИМЕТРИЧЕСКИХ И РЕНТГЕНОСТРУКТУРНЫХ МЕТОДОВ АНАЛИЗА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В НЕОРГАНИЧЕСКИХ И ОРГАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЯХ |
| 18:00-19:00 | УЖИН |
| 19:00-20:30 | СТЕНДОВАЯ СЕССИЯ (холл перед ауд. №1) |

21 сентября 2017, четверг

| | | |
|-------------|---|--|
| 08:00-09:00 | ЗАВТРАК | |
| 09:00-10:30 | ПРИГЛАШЕННЫЕ ДОКЛАДЫ Председатель д.ф.-м.н. М.Н. Попова | |
| 09:00-09:30 | <u>Д.С. Смирнов</u> ФТИ им. Иоффе, Санкт-Петербург СПЕКТРОСКОПИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ И ЯДЕРНЫХ СПИНОВЫХ ФЛУКТУАЦИЙ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ | |
| 09:30-10:00 | <u>И.О. Золотовский</u> Ульяновский государственный университет, Ульяновск ВОЛОКОННЫЙ УСИЛИТЕЛЬНЫЙ КАСКАД С ЭЛЕМЕНТАМИ КОМПРЕССИИ СПЕКТРА ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ | |
| 09:00-10:30 | <u>С.В. Усов¹, А.В. Жданов²</u> 1 - ООО Технологические системы защитных покрытий, Щербинка 2 - Владимирский государственный университет им. А. Г. и Н. Г. Столетовых, Владимир ОСОБЕННОСТИ РАЗМЕРНОЙ ОБРАБОТКИ МАТЕРИАЛОВ МОДУЛИРОВАННЫМ ЛАЗЕРНЫМ ЛУЧОМ | |
| 10:30-10:45 | ПЕРЕРЫВ | |
| 10:45-12:30 | ЗАСЕДАНИЯ СЕКЦИЙ | |
| | Ауд. 1 | Ауд. 2 |
| | ЛАЗЕРНЫЕ МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИИ Председатель: д.ф.-м.н. П.А. Рябочкина | ВОЛОКОННАЯ ОПТИКА Председатель: к.ф.-м.н. К.Н. Нищев |
| 10:45-11:00 | <u>А.А. Бушунов, М.К. Тарабрин, С.М. Томилов</u> МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва ЛАЗЕРНЫЕ КРИСТАЛЛЫ С МИКРОТЕКСТУРИРОВАННЫМ ПРОСВЕТЛЯЮЩИМ ПОКРЫТИЕМ ДЛЯ СРЕДНЕГО ИК-ДИАПАЗОНА | <u>О.В. Иванов^{1,2,3}, С.В. Васин²</u> 1 - Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники, им. В.А. Котельникова РАН, Ульяновск 2 - Ульяновский государственный университет, Ульяновск 3 - Ульяновский государственный технический университет, Ульяновск ВОЛОКОННЫЕ СВЕТОВОДЫ С ТОНКОПЛЕНОЧНЫМИ ПОКРЫТИЯМИ И ИХ МОДЫ |
| 11:00-11:15 | <u>А.А. Шавельев, А.С. Низамутдинов, В.В. Семашко, М.А. Марисов, А.А. Шакиров</u> Казанский федеральный университет, Казань ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНО-КИНЕТИЧЕСКИХ И УСИЛИТЕЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЕРСПЕКТИВНОЙ АКТИВНОЙ СРЕДЫ УФ-ДИАПАЗОНА $Ce^{3+}:LiSr_{0,8}Ca_{0,2}AlF_6$ | <u>О.В. Иванов</u> Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники, им. В.А. Котельникова РАН, Ульяновск Ульяновский государственный университет, Ульяновск Ульяновский государственный технический университет, Ульяновск ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ В СКРУЧЕННЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ |
| 11:15-11:30 | <u>В.Г. Гориева¹, А.А. Ляпин^{1,2}, С.Л. Кораблева¹, Б.Н. Казаков¹, В.В. Павлов¹, В.М. Кяшкин², В.П. Мишкин², П.А. Рябочкина², В.В. Семашко¹</u> 1 - Казанский федеральный университет, | <u>А.А. Пыненков¹, К.Н. Нищев¹, В.М. Кяшкин¹, О.Б. Томилин¹, О.В. Бояркина¹, С.В. Фирстов², И.А. Кубанова¹</u> 1 - Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, |

| | | |
|-------------|--|---|
| | <p>Казань, Россия 2 - Национальный исследовательский Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, Саранск</p> <p>СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ И КОЭФФИЦИЕНТЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИОНОВ Pr^{3+}, Y^{3+} И Lu^{3+} В СМЕШАННЫХ КРИСТАЛЛАХ $LiY_{1-x}Lu_xF_4$</p> | <p>Саранск, 2 - Научный центр волоконной оптики РАН, Москва</p> <p>СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА СТЕКЛОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ, АКТИВИРОВАННЫХ ВИСМУТОМ</p> |
| 11:30-11:45 | <p><u>И.И. Фарухшин</u>, А.С. Низамутдинов, В.В. Семашко, С.Л. Кораблева, М.А. Марисов Казанский федеральный университет, Казань</p> <p>ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ ФАКТОРОВ НА ФОТОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ И ПАРАМЕТРЫ ЛАЗЕРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ В АКТИВНОЙ СРЕДЕ $LiLu_{0,7}Y_{0,3}F_4:Ce^{3+}$</p> | <p><u>И.В. Жлуктова</u>^{1,2}, Н.Ю. Титаренко³, А.А. Тавлеев³, В.А. Камынин², В.Б. Цветков²</p> <p>1 - Московский технологический университет, Москва, 2 - Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, 3 - Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва</p> <p>ИССЛЕДОВАНИЕ И ОПТИМИЗАЦИЯ ВОЛОКОННЫХ ГОЛЬМИЕВЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ В ДВУХМИКРОННОМ ДИАПАЗОНЕ</p> |
| 11:45-12:00 | <p><u>С.Н. Ушаков</u>^{1,2}, <u>М.А. Усламина</u>¹, <u>П.П. Федоров</u>^{1,2}, <u>В.В. Осико</u>², <u>К.Н. Нищев</u>¹, <u>С.В. Кузнецов</u>²</p> <p>1- Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарёва, Саранск, 2- Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва</p> <p>ВЫРАЩИВАНИЕ И СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $CaF_2-SrF_2-YbF_3$</p> | <p><u>Б.И. Галаган</u>¹, <u>Б.И. Денкер</u>¹, <u>О.Н. Егорова</u>², <u>В.А. Камынин</u>¹, <u>А.А. Поносова</u>^{1,3}, <u>С.Е. Сверчков</u>¹, <u>С.Л. Семенов</u>², <u>В.Б. Цветков</u>^{1,4}</p> <p>1 - Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, 2 - Научный центр волоконной оптики РАН, Москва, 3 - ПАО «Пермская научно-производственная приборостроительная компания», Пермь, 4 - Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва</p> <p>КОМПАКТНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ НА ОСНОВЕ ВЫСОКОЛЕГИРОВАННОГО Er^{3+}/Yb^{3+} КОМПОЗИТНОГО ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА</p> |
| 12:00-12:15 | <p><u>А.Н. Чабушкин</u>¹, <u>К.В. Воронцов</u>², <u>Н.Г. Захаров</u>³, <u>Е.Е. Ломонова</u>⁴, <u>А.А. Ляпин</u>¹, <u>П.А. Рябочкина</u>¹</p> <p>1 - Национальный исследовательский Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, Саранск 2 - Российский федеральный ядерный центр Всероссийский НИИ экспериментальной физики, Саров, 3 - Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва</p> <p>ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЙ ДВУХМИКРОННЫЙ ЛАЗЕР НА КРИСТАЛЛАХ $ZrO_2-Y_2O_3-NO_2O_3$</p> | <p><u>В.Л. Литвак</u>, <u>М.П. Смаев</u>, <u>А.Г. Охримчук</u></p> <p>Международный центр лазерных технологий, российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева, Москва</p> <p>ФОРМИРОВАНИЕ КАНАЛЬНЫХ ВОЛНОВОДОВ В ОБЪЕМЕ КРИСТАЛЛА ZNS С ПОМОЩЬЮ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ</p> |
| 12:15-12:30 | <p><u>С.Н. Артемов</u>, <u>А.Н. Беляев</u>, <u>А.А. Ляпин</u>, <u>О.А. Кузнецова</u>, <u>П.А. Рябочкина</u>, <u>С.А. Хрущалина</u></p> <p>Национальный исследовательский Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, Саранск</p> | <p><u>Н.Ф. Рахимов</u>, <u>А.С. Низамутдинов</u>, <u>В.В. Семашко</u></p> <p>Казанский федеральный университет, Казань</p> <p>ФОТОИНДУЦИРУЕМЫЕ ПЕРИОДИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ И</p> |

| | | |
|-------------|--|---|
| | ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДВУХМИКРОННОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА ДЛЯ ЭНДОВАЗАЛЬНОЙ КОАГУЛЯЦИИ ВАРИКОЗНЫХ ВЕН | ИХ ХАРАКТЕРИСТИКИ В КРИСТАЛЛАХ $\text{CaF}_2\text{-LuF}_3$, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ Ce^{3+} и Yb^{3+} |
| 10:45-12:30 | Ауд. 3 НАНОМАТЕРИАЛЫ И НАНОТЕХНОЛОГИИ Председатель: д.х.н. П.П. Федоров | |
| 10:45-11:00 | <u>Е.В. Фоменков</u> Новосибирский Государственный Технический Университет, Новосибирск РАЗРАБОТКА РЕЖИМА РОСТА ПЛЁНОК Al_2O_3 НА ПОВЕРХНОСТИ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЁВ $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ МЕТОДОМ АТОМНО-СЛОЕВОГО ОСАЖДЕНИЯ ПРИ ПОНИЖЕННОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ | |
| 11:00-11:15 | <u>И.В. Фролов</u>^{1,2}, <u>Е.С. Климов</u>¹, <u>В.А. Сергеев</u>² 1 - Ульяновский филиал института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, Ульяновск, 2 - Ульяновский государственный технический университет, Ульяновск ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАССИВОВ МНОГОСТЕННЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК | |
| 11:15-11:30 | <u>А.А. Никольская</u>¹, <u>Д.С. Королев</u>¹, <u>Н.О. Кривулин</u>¹, <u>А.Н. Михайлов</u>¹, <u>А.И. Белов</u>¹, <u>Д.А. Павлов</u>¹, <u>Д.И. Тетельбаум</u>¹, <u>Н.А. Соболев</u>², <u>M. Kumar</u>³ 1 - Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, 2 - Физико-технический институт им. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 3 - Indian Institute of Technology Jodhpur, Jodhpur, India ИОННО-ЛУЧЕВОЙ СИНТЕЗ КРЕМНИЯ С ГЕКСАГОНАЛЬНОЙ СТРУКТУРОЙ | |
| 11:30-11:45 | <u>О.Ю. Черняева</u>, <u>А.В. Долганов</u>, <u>В.В. Мишкин</u>, <u>А.А. Пыntenков</u>, <u>К.Н. Нищев</u> Национальный исследовательский Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, Саранск СИНТЕЗ НАНОРАЗМЕРНЫХ ПЛЕНОК $\text{Li}_2\text{Mn}_2\text{O}_4$ СО СТРУКТУРОЙ ШПИНЕЛИ МЕТОДОМ ALD-ТЕХНОЛОГИИ | |
| 11:45-12:00 | <u>М.Н. Жарков</u>¹, <u>С.А. Хрущалина</u>¹, <u>П.А. Рябочкина</u>¹, <u>Н.А. Пятаев</u>¹, <u>Г.Б. Сухоруков</u>^{1,2} 1 - Национальный исследовательский Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, Саранск 2 - Queen Mary University of London, United Kingdom СИНТЕЗ И ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛИМЕРНЫХ МИКРОКАПСУЛ С КРИСТАЛЛИЧЕСКИМИ НАНОРАЗМЕРНЫМИ ЧАСТИЦАМИ $\text{Y}_{1-x}\text{Er}_x\text{VO}_4$ | |
| 12:00-12:15 | <u>И.А. Юрлов</u>, <u>П.А. Рябочкина</u>, <u>А.В. Долганов</u> Национальный исследовательский Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, Саранск СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК УГЛЕРОДНЫХ НАНОЧАСТИЦ И ПОЛИМЕРНЫХ МИКРОКАПСУЛ С ВКЛЮЧЕННЫМИ В ИХ ОБОЛОЧКУ УГЛЕРОДНЫМИ НАНОЧАСТИЦАМИ | |
| 12:30-13:00 | ОБЕД | |
| 13:00–19:00 | Посещение центра мокшанской культуры (с. Старая Теризморга) | |
| 19:00–20:00 | УЖИН | |

22 сентября 2017, пятница

| | | |
|-------------|---|--|
| 08:00-09:00 | ЗАВТРАК | |
| 09:00-10:30 | ПРИГЛАШЕННЫЕ ДОКЛАДЫ Председатель: д.ф.-м.н. Г.Е. Малашкевич | |
| 09:00-09:30 | <p><u>С.А. Григорьев</u> Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ ПРОТОННО-ОБМЕННОЙ МЕМБРАНЫ: ОТ НАНОСТРУКТУРНОЙ ЭЛЕМЕНТНОЙ БАЗЫ К СОЗДАНИЮ УСТАНОВОК ПРОМЫШЛЕННОГО МАСШТАБА</p> | |
| 09:30-10:00 | <p><u>И.В. Крайнов</u> ФТИ им. Иоффе, Санкт-Петербурга СПИНОВАЯ ДИНАМИКА МАГНИТНЫХ ПРИМЕСЕЙ Mn В ПОЛУПРОВОДНИКАХ</p> | |
| 10:00-10:30 | <p><u>А.А. Ляпин</u> Национальный исследовательский Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва АНТИСТОКСОВА ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ФТОРИДНЫХ МАТЕРИАЛОВ СО СТРУКТУРОЙ ФЛЮОРИТА, ЛЕГИРОВАННЫХ ИОНАМИ Er^{3+} И Ho^{3+}</p> | |
| 10:30-10:45 | ПЕРЕРЫВ | |
| 10:45-12:30 | Ауд. 1 | Ауд. 2 |
| | НОВЫЕ ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ МАТЕРИАЛЫ Председатель: д.ф.-м.н. М.Н. Попова | ЭЛЕКТРОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В НАНОСТРУКТУРАХ Председатель: д.ф.-м.н. Н.С. Аверкиев |
| 10:45-12:30 | <p><u>И.В. Степанова, Е.М. Колобкова, Е.Д. Слышкина, О.Б. Петрова</u> Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева, Москва ТЕРМИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА ВИСМУТГЕРМАНАТНЫХ СТЕКОЛ РАЗНЫХ СОСТАВОВ</p> | <p><u>А.А. Григорькин</u> Петербургский институт ядерной физики имени Б.П. Константинова НИЦ "Курчатовский Институт" СПИН-ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ ТОКИ В АСИММЕТРИЧНОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ ААРОНОВА-БОМА</p> |
| 10:45-11:00 | <p><u>А.С. Корсаков, Д.Д. Салимгареев, А.Е. Львов, Л.В. Жукова</u> Уральский федеральный университет имени первого президента России Б.Н. Ельцина ИССЛЕДОВАНИЕ МОНОКРИСТАЛЛОВ БРОМИДА СЕРЕБРА, ЛЕГИРОВАННЫХ ОДНОВАЛЕНТНЫМ ТАЛЛИЕМ</p> | <p><u>А.С. Козулин, А.И. Малышев, Н.Е. Кириллова</u> Нижегородский государственный исследовательский университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ В КВАЗИОДНОМЕРНЫХ ВОЛНОВОДАХ СО СПИН-ОРБИТАЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ: ПРОЯВЛЕНИЯ ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ СПИНОВОЙ СИММЕТРИИ</p> |
| 11:00-11:15 | <p><u>А.Е. Львов, А.С. Корсаков, Д.Д. Салимгареев, Л.В. Жукова</u> Уральский федеральный университет имени первого президента России Б.Н. Ельцина ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ ГАЛОГЕНИДОВ СЕРЕБРА И ОДНОВАЛЕНТНОГО ТАЛЛИЯ</p> | <p><u>А.С. Рувльков, А.А. Борис, А.А. Перов</u> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород ФЕРМИ ПОВЕРХНОСТИ В ВЕЙЛЕВСКИХ ПОЛУМЕТАЛЛАХ ПЕРВОГО РОДА ВО ВНЕШНЕМ ПОСТОЯННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ</p> |
| 11:15-11:30 | <p><u>Д.Д. Салимгареев, А.С. Корсаков, А.Е. Львов, Л.В. Жукова</u></p> | <p><u>К.Р. Власов, М.А. Пятаев, А.В. Шорохов</u></p> |

| | | |
|-------------|--|--|
| | <p>Уральский федеральный университет имени первого президента России Б.Н. Ельцина</p> <p>ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ СИСТЕМЫ AgBr ($TiBr_{0,46}I_{0,54}$)</p> | <p>Национальный исследовательский Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, Саранск</p> <p>ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ЭЛЕКТРОНАМИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ, ПОМЕЩЕННОЙ В МАГНИТНОЕ ПОЛЕ</p> |
| 11:30-11:45 | <p>М.О. Анурова, К.И. Рунина, Е.В. Ермолаева, А.А. Аккузина, А.В. Хомяков, И.Х. Аветисов, О.Б. Петрова</p> <p>Российский химико-технологический университет имени Д.И. Менделеева, Москва</p> <p>ВЛИЯНИЕ СОСТАВА СТЕКЛЯННОЙ МАТРИЦЫ НА ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА И СТАБИЛЬНОСТЬ ХАРАКТЕРИСТИК ГИБРИДНЫХ МАТЕРИАЛОВ</p> | <p>А.Р. Зайнагутинов, А.В. Тележников</p> <p>Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород</p> <p>ЭЛЕКТРОННЫЕ СОСТОЯНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОПЕРЕХОДАХ С ОБОБЩЁННЫМ СПИНОРБИТАЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ ДРЕССЕЛЬХАУЗА</p> |
| 11:45-12:00 | <p>К.Н. Нищеев¹, М.И. Новопольцев¹, В.В. Елисеев²</p> <p>1 - Национальный исследовательский Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, Саранск 2 - ОАО «Электровыпрямитель», Саранск</p> <p>КОМПЛЕКСНЫЙ ПРОЕКТ «СОЗДАНИЕ ВЫСОКОТЕХНОЛОГИЧНОГО ПРОИЗВОДСТВА СВЕРХМОЩНЫХ ПРИБОРОВ СИЛОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ, ОБЕСПЕЧИВАЮЩИХ КОНКУРЕНТОСПОСОБНОСТЬ И ИМПОРТОЗАМЕЩЕНИЕ В НАУКОЕМКИХ ОБЛАСТЯХ ПРОМЫШЛЕННОСТИ, ТРАНСПОРТА И ЭНЕРГЕТИКИ»: ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ НИОКТР</p> | <p>Е.С. Азарова, Г.М. Максимова</p> <p>Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород</p> <p>ЭФФЕКТ ГУСА-ХЕНХЕН В УСЛОВИЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ В ДИРАКОВСКИХ МАТЕРИАЛАХ</p> |
| 12:00-12:15 | <p>P.P. Fedorov¹, S.V. Kuznetsov¹, E.I. Chuvilina², A.A. Gasanov³, M.S. Kuznetsov³, I.S. Lisitskii³, V.G. Plotnichenko⁴, V.V. Osiko¹</p> <p>1 - Prokhorov General Physics Institute, Russian academy of sciences, Moscow 2 - Lanhit-ltd Moscow, 3 - Giredmet ASC "Rosatom" company, Moscow 4 - Fiber Optics Research Center, Russian Academy of Sciences, Moscow</p> <p>NEW MATERIALS FOR IR OPTICS</p> | |
| 12:15-12:30 | <p>М.Н. Маякова, П.П. Федоров, С.В. Кузнецов, В.В. Воронов</p> <p>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва</p> <p>СИНТЕЗ ПОРОШКОВ $NaRF_4$ ($R = Y,$</p> | |

| | |
|-------------|---|
| | Се) МЕТОДОМ ИЗ РАСТВОРА В РАСПЛАВЕ |
| 12.30-13.30 | ОБЕД |
| 14.30 | ПОДВЕДЕНИЕ ИТОГОВ КОНФЕРЕНЦИИ |
| | СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ |
| 1 | <u>И.А. Волков</u>¹, <u>С.Н. Ушаков</u>², <u>В.А. Камынин</u>², <u>К.Н. Нищеев</u>¹ 1 - Национальный исследовательский Мордовский государственный университет, Саранск 2 - Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва ВОЛОКОННЫЙ ЭРБИЕВЫЙ ЛАЗЕР С ПАССИВНОЙ САМОСИНХРОНИЗАЦИЕЙ МОД |
| 2 | <u>А.П. Прохоров</u>, <u>М.А. Новиков</u>, <u>А.Н. Севрюкова</u>, <u>В.В. Грибко</u>, <u>Ал. П. Прохоров</u> Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород ШИРОКОАПЕРТУРНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ ДЛЯ МОЩНЫХ ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМ |
| 3 | <u>А.В. Михеев</u>^{1,2}, <u>Б.Н. Казаков</u>² 1 - Казанский национальный исследовательский технологический университет, Казань 2 - Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань КИНЕТИКА НАРАСТАНИЯ АП-КОНВЕРСИОННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ |
| 4 | <u>А.Н. Севрюкова</u>, <u>В.И. Рубаха</u>, <u>А.П. Прохоров</u> Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ И МОРФОЛОГИИ РОСТА ВОДОРАСТВОРИМЫХ КРИСТАЛЛОВ |
| 5 | <u>А.П. Савикин</u>, <u>А.С. Егоров</u>, <u>А.В. Будруев</u>, <u>И.Ю. Перунин</u>, <u>И.А. Гришин</u> Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ДВУХМИКРОННОГО ИК-ИЗЛУЧЕНИЯ В ВИДИМЫЙ ДИАПАЗОН КЕРАМИКОЙ НА ОСНОВЕ PbF_2, ЛЕГИРОВАННОЙ ИОНАМИ Ho^{3+} |
| 6 | <u>Д.В. Симановский</u>¹, <u>В.А. Иванов</u>¹, <u>М.О. Марычев</u>¹, <u>В.С. Николов</u>² Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород РОСТ И СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ $Ca_{2-x}Li_xGeO_4$ |
| 7 | <u>М.П. Зыкова</u>¹, <u>К.Ю. Кролевецкая</u>¹, <u>Е.Н. Можевитина</u>^{1,2}, <u>И.Х. Аветисов</u>¹ 1 - Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева, Москва, 2 - Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девятовых РАН, Нижний Новгород ИССЛЕДОВАНИЕ ТРОЙНОЙ ДИАГРАММЫ Zn-Se-Fe |
| 8 | <u>А.С. Низамутдинов</u>, <u>В.В. Семашко</u>, <u>С.Л. Кораблева</u>, <u>Э.И. Мадиров</u> Казанский федеральный университет, Казань СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРИСТАЛЛОВ $LiYF_4$ И KY_3F_{10}, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ Gd^{3+} |
| 9 | <u>И.Д. Аршинова</u>¹, <u>П.А. Рябочкина</u>¹, <u>С.Л. Кораблева</u>², <u>В.В. Семашко</u>² 1 - Национальный исследовательский Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск, 2 - Казанский федеральный университет, Казань СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ $Dy, Tb:LiYF_4$ И $Dy, Tb:LiLuF_4$ |
| 10 | <u>И.А. Щукарев</u>¹, <u>О.Н. Гадомский</u>¹ 1 - Ульяновский государственный университет, Ульяновск НАРУШЕНИЕ ПРИНЦИПА ОБРАТИМОСТИ СВЕТОВЫХ ПОТОКОВ В ОПТИЧЕСКИХ СРЕДАХ СО СЛУЧАЙНЫМ БЛИЗКИМ К НУЛЮ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ |

| | |
|----|--|
| 11 | <u>Е.С. Климов</u> ¹ , <u>Е.С. Ваганова</u> ¹ , <u>О.А. Давыдова</u> ¹ , <u>М.В. Бузаева</u> ¹ , <u>И.А. Макарова</u> ¹ , <u>А.В. Исаев</u> ¹ , <u>Д.В. Козлов</u> ² , <u>Н.А. Бунаков</u> ² 1 - Ульяновский государственный технический университет, г. Ульяновск, 2 - Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск УПРОЧНЕНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОЛИМЕРОВ УГЛЕРОДНЫМИ НАНОТРУБКАМИ |
| 12 | <u>И.А. Макарова</u> , <u>Р.Р. Фаизов</u> , <u>Ю.И. Судьин</u> , <u>В.В. Каленов</u> , <u>М.В. Бузаева</u> , <u>О.А. Давыдова</u> , <u>Е.С. Климов</u> Ульяновский государственный технический университет, Ульяновск УГЛЕРОДНЫЕ НАНОТРУБКИ, КАК ЭФФЕКТИВНЫЕ БАКТЕРИЦИДЫ |
| 13 | <u>В.Н. Трушин</u> , <u>А.С. Маркелов</u> , <u>В.В. Грибко</u> Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород НЕКОТОРЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ПРОФИЛЯ ПОВЕРХНОСТИ РЕНТГЕНООПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ |
| 14 | <u>А.В. Исаев</u> , <u>И.А. Макарова</u> , <u>Т.Ю. Дьячкова</u> , <u>М.В. Бузаева</u> , <u>О.А. Давыдова</u> , <u>Е.А. Ярынкина</u> , <u>Е.С. Климов</u> Ульяновский государственный технический университет СОРБЦИЯ ТЯЖЕЛЫХ МЕТАЛЛОВ НА УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ |
| 15 | <u>К.А. Акиншеев</u> Институт физики им. Б.И. Степанова, Минск, Республика Беларусь СТРУКТУРА И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КВАРЦЕВЫХ ГЕЛЬ- СТЕКОЛ, ЛЕГИРОВАННЫХ Sb, Al И В |
| 16 | <u>Д.С. Горбунов</u> , <u>К. Н. Нищев</u> , <u>В.П. Мишкин</u> , <u>Е.Н. Лютова</u> , <u>А.В. Долганов</u> Национальный исследовательский Мордовский государственный университет, Саранск ИССЛЕДОВАНИЕ НАНОСТРУКТУР, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДАМИ АНОДНОГО ОКИСЛЕНИЯ И АТОМНО-СЛОЕВОГО ОСАЖДЕНИЯ (ALD) |
| 17 | <u>С.В. Кузнецов</u> ¹ , <u>М.Н. Маякова</u> ¹ , <u>В.Ю. Пройдакова</u> ¹ , <u>М.А. Марисов</u> ² , <u>В.В. Павлов</u> ² , <u>В.Г. Гориева</u> ² , <u>П.О. Хлынина</u> ^{1,3} , <u>П.В. Волкова</u> ^{1,3} , <u>В.В. Воронов</u> ¹ , <u>В.В. Семашко</u> ² , <u>П.П. Федоров</u> ¹ 1 - Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва 2 - Казанский федеральный университет, Казань, 3 - Московский технологический университет, Москва ПОРОШКИ ЛЮМИНОФОРОВ НА ОСНОВЕ ЩЕЛОЧНОЗЕМЕЛЬНЫХ ФТОРИДОВ, ЛЕГИРОВАННЫХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ, ДЛЯ ФОТОНИКИ |
| 18 | <u>В.А. Крутько</u> , <u>М.Г. Комова</u> , <u>Д.В. Поминова</u> 1 - Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН, Москва, 2 - Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва СИНТЕЗ И ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА Gd₂GeMoO₈:Yb,Er |
| 19 | <u>А.П. Гажулина</u> , <u>Д.М. Гильгур</u> Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ, ЭЛЕКТРОННЫХ, ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КРИСТАЛЛОВ ТИПА КАРБИДА ВОЛЬФРАМА ИЗ ПЕРВЫХ ПРИНЦИПОВ |
| 20 | <u>Н.В. Голубев</u> ¹ , <u>Е.С. Игнатьева</u> ¹ , <u>В.Н. Сигаев</u> ¹ , <u>Р. Лоренци</u> ² , <u>А. Палеари</u> ^{1,2} 1 - Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева, Москва 2 - Университет Милана-Бикокка, Милан ВЛИЯНИЕ Ni²⁺ и Ti⁴⁺ НА СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА СТЕКЛОКЕРАМИКИ НА ОСНОВЕ γ-Ga₂O₃ |
| 21 | <u>Т.С. Севостьянова</u> , <u>Е.В. Жукова</u> , <u>Р.Р. Сайфутяров</u> , <u>А.В. Хомяков</u> , <u>О.Б. Петрова</u> Российский химико-технологический университет имени Д.И. Менделеева ВЛИЯНИЕ ДОБАВОК ОКСИДА АЛЮМИНИЯ НА СТЕКЛОВАНИЕ, КРИСТАЛЛИЗАЦИЮ И СВОЙСТВА СВИНЦОВЫХ ФТОРОБОРАТНЫХ СТЕКОЛ, АКТИВИРОВАННЫХ Nd³⁺, Eu³⁺ и Er³⁺ |

| | |
|----|---|
| 22 | М.Б. Гришечкин, А.В. Хомяков, Е.Н. Можевитина, М.П. Зыкова, И.Х. Аветисов Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева, Москва ПОЛУЧЕНИЕ ВЫСОКОЧИСТОГО ТЕЛЛУРА С ПОНИЖЕННЫМ СОДЕРЖАНИЕМ СЕЛЕНА |
| 23 | Е.С. Игнатьева¹, Н.В. Голубев¹, М.З. Зиятдинова¹, В.Н. Сигаев¹, Г.Е. Малашкевич², Р. Лоренци³, А. Палеари^{1,3} 1 - Российский химико-технологический университет им. Д. И. Менделеева, Москва, 2 - Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь, 3 - Университет Милана-Бикоцца, Милан, Италия ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ШИРОКОПОЛОСНОЙ ИК ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ НАНОСТЕКЛОКЕРАМИКИ, АКТИВИРОВАННОЙ ИОНАМИ Ni²⁺ |
| 24 | А.А. Гусаковская, О.С. Калистратова, П.В. Андреев, А.В. Гуцин, Н.В. Сомов, Е.В. Чупрунов Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород СИНТЕЗ И СТРУКТУРА КРИСТАЛЛОВ ДИКАРБОКСИЛАТА ТРИФЕНИЛВИСМУТА |
| 25 | Е.А. Исупова, В.А. Иванов, П.В. Андреев, М.А. Фаддеев, А.В. Боряков Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород ИССЛЕДОВАНИЕ СОСТАВА КРИСТАЛЛОВ КТР:Nf И КТР:Zr, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ ИЗ РАСТВОРА В РАСПЛАВЕ |
| 26 | Д.В. Жеряков¹, Т.В. Волкова¹, М.А. Борик², А.В. Кулебякин², Е.Е. Ломонова², В.А. Мызина², П.А. Рябочкина¹, А.Н. Чабушкин¹ 1 - Национальный исследовательский Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, Саранск, 2 - Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва ИССЛЕДОВАНИЕ ЛОКАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ КРИСТАЛЛОВ ZrO₂-Gd₂O₃-Eu₂O₃ |
| 27 | В.Ю. Пройдакова¹, С.В. Кузнецов², В.В. Воронов², П.П. Федоров^{1,2} 1 - Московский технологический университет МИТХТ, г. Москва, 2 - Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г.Москва ФАЗОВЫЕ ДИАГРАММЫ СИСТЕМ СУЛЬФАТА ГАЛЛИЯ С СУЛЬФАТАМИ ЛИТИЯ И НАТРИЯ |
| 28 | О.А. Липина, М.А. Мелкозерова, А.Ю. Чуфаров, А.П. Тютюнник, Я.В. Бакланова, Л.Л. Сурат, В.Г. Зубков Институт химии твердого тела УрО РАН, Екатеринбург ИК -ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ Sr₃La_{2-x}Nd_x(Ge₃O₉)₂:Ho³⁺ |
| 29 | А.Е. Егорова, П.В. Андреев, Д.В. Симановский, В.А. Иванов, В.А. Матвеев Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород ОСОБЕННОСТИ КРИСТАЛЛА Ca₃Ge₃Cr₂O₁₂, ВЫРАЩЕННОГО МЕТОДОМ ИЗ РАСТВОРА В РАСПЛАВЕ |
| 30 | Н.А. Сахарова¹, П.А. Рябочкина¹, В.А. Ломононов², В.М. Кяшкин¹ 1 - Национальный исследовательский Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, Саранск, 2 - Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН, Москва СТРУКТУРА И СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ Tm₂Te₅O₁₃ |
| 31 | Н.О. Азарапин, Т.М. Бурханова, А.В. Соловьева Тюменский государственный университет, Тюмень СИНТЕЗ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА BaPrCuS₃ |
| 32 | Е.Э. Дунаева, Т.В. Чухловина, Л.И. Иелеза Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва ПРОБЛЕМЫ ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ В КРИСТАЛЛАХ SrMoO₄:RE³⁺ |

| | |
|----|--|
| 33 | <p><u>А.В. Ловчев, А.К. Наумов, О.А. Морозов, Р.Д. Аглямев</u> Казанский федеральный университет, Казань УСИЛИТЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА И СТОЙКОСТЬ К ОБРАЗОВАНИЮ ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ КРИСТАЛЛА $BaF_2:Ce$</p> |
| 34 | <p><u>К.А. Мартынова, О.К. Алимов, М.Е. Дорошенко, В.А. Конюшкин, В.В. Осико</u> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ОПТИЧЕСКИХ ЦЕНТРОВ ИОНА ТУЛИЯ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ $CaF_2-YF_3:Tm$</p> |
| 35 | <p><u>Б.Н. Денисов, Я.А. Зазулин, Е.А. Федосеев</u> Национальный исследовательский Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ СВЕЧЕНИЯ В ПРОЦЕССЕ ЗАТУХАНИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СВЕРХТОНКИХ СЛОЕВ ЛЮМИНОФОРОВ ПРИ ПОЛЕВОМ ВОЗБУЖДЕНИИ</p> |

НАНОМАТЕРИАЛЫ И НАНОТЕХНОЛОГИИ

ОТ ФИЗИКИ ПОВЕРХНОСТИ К КВАНТОВОМУ КОМПЬЮТЕРУ

К.Н. Ельцов

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

E-mail: eltsov@kapella.gpi.ru

В настоящее время (уже более двадцати лет) во всем мире активно ведутся работы по созданию квантового компьютера, который, в случае успешной реализации, может изменить само понятие информационных технологий, поскольку уже сейчас разработаны алгоритмы, позволяющие решать задачи, недоступные классическим компьютерам. Как в свое время создание лазеров привело к появлению принципиально новых технологий, так и квантовые вычисления и коммуникации могут во многом изменить наши представления о возможностях обработки и передачи информации.

Несмотря на значительное продвижение в области квантовых вычислений, до сих пор исследования являются прецизионными и носят фундаментальный характер. Экспериментально продемонстрирована возможность квантовых вычислений в таких физических системах как магнитные молекулы, холодные атомы и ионы в ловушках, сверхпроводящие структуры, квантовые точки в полупроводниках, NV-центры в алмазных пленках и есть существенное продвижение в эксперименте в наиболее перспективной систем – на отдельных примесных атомах (с использованием ядерного и электронного спинов) на поверхности кремния.

Поскольку есть понимание, что, в первую очередь, следует развивать квантовые технологии на твердотельных материалах, таких как кремний или АШВV или нанокремниевые материалы (графены), то необходимо как можно точнее определиться с их перспективностью для квантовых вычислений. Все остальные варианты реализации квантового компьютера выглядят достаточно экзотическими и, несмотря на имеющиеся достижения с точки зрения фундаментальных исследований, могут быть крайне непрактичными для применения в реальных устройствах.

В данной лекции рассматриваются имеющиеся подходы и экспериментальные реализации квантовых битов (кубитов) из отдельных примесных атомов в моноизотопном кремнии (^{28}Si) с использованием инструментов физики поверхности, в первую очередь с применением сверхвысоковакуумной сканирующей туннельной микроскопии и локальных поверхностных химических реакций.

ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ ПРОТОННО-ОБМЕННОЙ МЕМБРАНЫ: ОТ НАНОСТРУКТУРНОЙ ЭЛЕМЕНТНОЙ БАЗЫ К СОЗДАНИЮ УСТАНОВОК ПРОМЫШЛЕННОГО МАСШТАБА

С.А. Григорьев

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва

E-mail: sergey.grigoriev@outlook.com

Электрохимические системы на основе протонно-обменной мембраны позволяют осуществлять преобразование видов энергии с высокой эффективностью и без ущерба для окружающей среды, и все шире внедряются на транспорте и для децентрализованного энергоснабжения [1]. В последние годы активно прорабатывается интеграция низкотемпературных водородных электрохимических систем с энергоустановками на основе возобновляемых видов энергии [2], включая так называемую концепцию power-to-gas [3]. Большую перспективу водородные электрохимические системы имеют для энергоснабжения робототехники и ряда других применений.

В рамках данного доклада будут рассмотрены аспекты применения наноматериалов и нанотехнологий при создании элементной базы (электрокатализаторов, активных слоев, мембран и газодиффузионных электродов) низкотемпературных электрохимических систем, обобщен опыт разработки пилотных энергоустановок промышленного масштаба и показаны возможности их практического применения.

1. С.А. Григорьев, Альтернативная энергетика и экология **150**, 8 (2014).
2. С.А. Григорьев и др., Теплоэнергетика **2**, 3 (2015).
3. M. Kopp et al., Int. J. Hydrogen Energy **42**, 13311 (2017).

РАЗРАБОТКА РЕЖИМА РОСТА ПЛЁНОК Al_2O_3 НА ПОВЕРХНОСТИ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЁВ $Hg_{1-x}Cd_xTe$ МЕТОДОМ АТОМНО-СЛОЕВОГО ОСАЖДЕНИЯ ПРИ ПОНИЖЕННОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

Е.В. Фоменков¹, Г.Ю. Сидоров²

¹Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск

²Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,

Новосибирск

E-mail: masterhripelov@gmail.com

В настоящей работе исследуется влияние длительностей стадий процесса атомно-слоевого осаждения на скорость роста пленки при различных температурах роста. Первоначально плёнка Al_2O_3 была выращена при стандартных условиях и при 200 °С. Скорость роста при этом составила 1,29 Å/цикл. Далее температура процесса была понижена до 120 °С. Скорость роста при этом поднялась до 1,39 Å/цикл. В следующей серии экспериментов было исследовано влияние изменения длительности каждой из стадий продувки при фиксированном времени другой стадии. Увеличение длительности предплазменной продувки не оказывает значительного эффекта на скорость роста, в то время как при увеличении длительности постплазменной продувки с 0,8 до 4,9 секунды скорость роста стремительно падает, после выхода на насыщение со значением 1,32 Å/цикл. В ходе последующих серий экспериментов были получены зависимости скорости роста от длительности постплазменной продувки при температурах 140 °С, 160 °С, 180 °С и 200 °С и определены оптимальные параметры ростовых процессов. Дополнительно проведено исследование зависимости содержания органических примесей в плёнке в зависимости от параметров режима роста при температуре 120 °С. При оптимальных условиях для 120 °С была выращена плёнка Al_2O_3 толщиной 83 нм на поверхности $HgCdTe$. Далее была сформирована МДП структура $In-Al_2O_3-HgCdTe$ и измерена низкочастотная (10 кГц) вольт-фарадная характеристика. Также была рассчитана зависимость ёмкости от напряжения без учёта эффектов встроенного в диэлектрик заряда и поверхностных состояний. Параметры полученной плёнки (плотность поверхностных состояний, составившая $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$ и встроенный в диэлектрик заряд, составивший $6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$) превосходят параметры плёнки, выращенной магнетронным распылением ($(2 \div 3) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$ и $(3 \div 5) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ соответственно [1]). Полученные данные позволяют говорить о целесообразности применения Al_2O_3 в качестве пассивирующего покрытия для КРТ.

1. Е.А. Салмин, В.П. Пономаренко, В.И. Стафеев, Физика и техника полупроводников **22**, 6 (1988).

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАССИВОВ МНОГОСТЕННЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

И.В. Фролов^{1,2}, Е.С. Климов¹, В.А. Сергеев²

¹Ульяновский филиал института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Ульяновск

²Ульяновский государственный технический университет, Ульяновск
E-mail: ilya-frolov88@mail.ru

Многостенные углеродные нанотрубки (МУНТ) получены методом МОСVD [1] в токе аргона с использованием прекурсоров толуола и ферроцена. Исследованы пять образцов массивов МУНТ: 1 – исходные; 2 – после отжига; 3 – после отжига с обработкой HCl; 4 – после отжига с обработкой кислотами; 5 – после обработки кислотами. Для измерения электрофизических характеристик массивов МУНТ разработана контактная система с подвижным электродом и нихромовым нагревателем (рис. 1).

Измерение удельного электрического сопротивления $\rho_{уд}$ образцов проводилось на постоянном токе. Зависимости $\rho_{уд}$ массивов МУНТ от плотности массива ρ приведены на рис. 2. В таблице 1 приведены значения $\rho_{уд}$ образцов МУНТ при плотности массива 600 кг/м^3 .

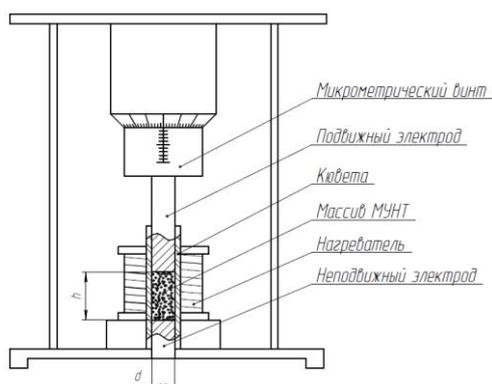


Рис. 1. Контактная система для измерения электрофизических характеристик массивов МУНТ

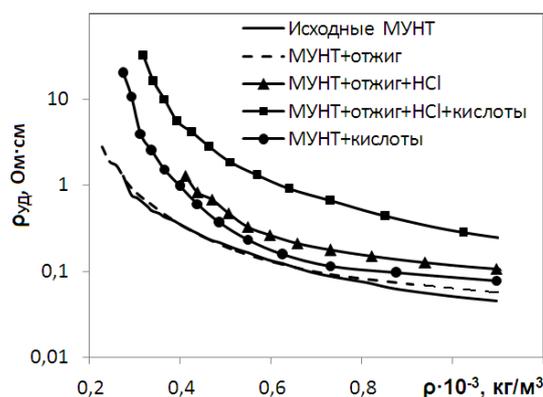


Рис. 2. Зависимости удельного объемного электрического сопротивления $\rho_{уд}$ массивов МУНТ от плотности массива ρ

Таблица 1 – Значения $\rho_{уд}$ образцов МУНТ при плотности массива 600 кг/м^3

| № образца | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
|---------------------|-------|-------|-------|-------|-------|
| $\rho_{уд}$, Ом·см | 0,133 | 0,130 | 0,262 | 1,102 | 0,173 |

Массивы исходных и отожженных МУНТ имеют близкие значения. После обработки соляной кислотой сопротивление МУНТ возрастает в два раза. Наибольшее значение $\rho_{уд}$ имеют МУНТ, отожженные и обработанные кислотами. С увеличением температуры наблюдается слабое уменьшение массива МУНТ по закону, близкому к линейному; ТКС массива исходных МУНТ равен $-6,3 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$. По величине $\rho_{уд}$ и характеру его зависимости от температуры исследованные МУНТ относятся к полупроводникам.

1. Е.С. Климов, М.В. Бузаева, О.А. Давыдова и др., Журнал прикладной химии **88**, 1128 (2015).

ИОННО-ЛУЧЕВОЙ СИНТЕЗ КРЕМНИЯ С ГЕКСАГОНАЛЬНОЙ СТРУКТУРОЙ

А.А. Никольская¹, Д.С. Королев¹, Н.О. Кривулин¹, А.Н. Михайлов¹,
А.И. Белов¹, Д.А. Павлов¹, Д.И. Тетельбаум¹, Н.А. Соболев², М. Kumar³
¹*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
Нижний Новгород*

²*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург*
³*Indian Institute of Technology Jodhpur, Jodhpur*
E-mail: alena.nikolskaya.1994@mail.ru

Современный этап развития электронной техники характеризуется переходом от традиционной микроэлектроники к оптоэлектронике и интегральной оптике, что требует разработки эффективных и по возможности совместимых с существующей кремниевой технологией излучателей света. Непрямозонность традиционного материала микроэлектроники – кремния затрудняет его применение в качестве излучателя света. Одним из перспективных методов усиления его люминесцентных свойств является создание на основе обычного кремния неалмазоподобных аллотропных модификаций, в частности, гексагонального типа. Ожидается, что гексагональный Si продемонстрирует улучшение оптических свойств по отношению к его алмазной модификации.

Существующие способы синтеза гексагональной фазы кремния плохо совместимы с существующей кремниевой технологией. Данная проблема может быть решена путем ионного синтеза включений гексагональной фазы. В настоящей работе установлена возможность синтеза гексагональных включений Si при имплантации ионов средних энергий в кремний и диэлектрические пленки на кремнии.

В качестве объектов исследований использовались пластины кремния КЭФ-4,5 с ориентацией (100) и пленки SiO₂ толщиной 160 нм на кремнии (100). Облучение проводилось ионами галлия и азота с энергиями 80 и 20 эВ соответственно дозами в интервале $5 \cdot 10^{16} - 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ с последующим отжигом при 800 °С. Исследование структуры проводилось на просвечивающем электронном микроскопе JEOL JEM-2100F.

На границе SiO₂/Si, а также на границе подвергнутого аморфизации слоя кремния обнаружены нановключения кристаллического кремния с отличающимся от алмазоподобного чередованием плоскостей {111}. С помощью Фурье-преобразования изображений высокого разрешения, а также электронной дифракции установлено, что структура указанных включений соответствует гексагональному политипу 9R-Si, степень гексагонализации которого равна 2/3. В докладе обсуждаются механизмы образования включений гексагональной фазы с точки зрения влияния механических напряжений, создаваемых в процессе ионной имплантации.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России в рамках проектной части государственного задания (№ 16.2737.2017/ПЧ).

СИНТЕЗ НАНОРАЗМЕРНЫХ ПЛЕНОК $\text{Li}_2\text{Mn}_2\text{O}_4$ СО СТРУКТУРОЙ ШПИНЕЛИ МЕТОДОМ ALD-ТЕХНОЛОГИИ

О.Ю. Черняева, А.В. Долганов, В.В. Мишкин, А.А. Пыненков, К.Н. Нищев
*Национальный исследовательский Мордовский государственный
университет им. Н.П. Огарева, Саранск*
E-mail: dolganov_sasha@mail.ru

Смешанный оксид лития и марганца со структурой шпинели ($\text{Li}_{1+x}\text{Mn}_2\text{O}_4$) – наиболее перспективный материал для использования в тонкопленочных литий-ионных аккумуляторах. Уникальность $\text{Li}_{1+x}\text{Mn}_2\text{O}_4$ обусловлена наличием протяженных (до 40-50 нм) каналов, в которые могут быстро, без разрушения фаз, интеркалироваться и деинтеркалироваться ионы лития.

В докладе представлен подход к получению наноразмерных пленок (до 50 нм) литированного двойного оксида лития и марганца состава $\text{Li}_{1+x}\text{Mn}_2\text{O}_4$ со структурой шпинели, где $0,5 < x < 1,3$, с использованием ALD-технологии. Способ основан на последовательном формировании слоев оксида марганца – взаимодействием прекурсора марганца трис(2,2,6,6-тетраметил-3,5-гептандионато)марганца(III) с водой и оксида лития – взаимодействием третбутилата лития с водой, с последующим отжигом в атмосфере аргона при температуре 300 °С в течение 1-2 часов. При этом получают литированный двойной оксид лития и марганца со структурой шпинели, с заданной стехиометрией состава. С использованием методов РЭМ, СЗМ, РФА и термогравиметрии получены данные о фазовом состоянии полученного материала, определена морфология поверхности, а также элементный состав.

Работа выполнена при реализации государственного задания Минобрнауки России (проект № 4.4566.2017/БЧ).

СИНТЕЗ И ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛИМЕРНЫХ
МИКРОКАПСУЛ С КРИСТАЛЛИЧЕСКИМИ НАНОРАЗМЕРНЫМИ
ЧАСТИЦАМИ $Y_{1-x}Er_xVO_4$

М.Н. Жарков¹, С.А. Хрущалина¹, П.А. Рябочкина¹,
Н.А. Пятаев¹, Г.Б. Сухоруков^{1,2}

¹*Национальный исследовательский Мордовский государственный
университет им. Н.П. Огарёва, Саранск*

²*Queen Mary University of London, United Kingdom*

E-mail: mikhail.zharkov.92@mail.ru

Низкая избирательность действия и высокая системная токсичность противоопухолевых химиопрепаратов является одной из наиболее актуальных проблем в современной медицине и фармакологии. Одним из возможных решений данной проблемы является инкапсулирование лекарственных веществ в различные носители или их конъюгация с ними. В качестве таких носителей могут быть использованы полимерные нано- и микрокапсулы, в разработке которых в настоящее время достигнуты значительные успехи.

Методика формирования таких капсул заключается в последовательной химической адсорбции противоположно заряженных полиэлектролитов из растворов на поверхности частиц (ядер) различной природы и формы. После образования капсулы ядро удаляется, что обычно осуществляется путем его растворения, причём это не влияет на структуру и свойства полимерных оболочек.

Включение в оболочки полиэлектролитных капсул металлических или кристаллических наночастиц, содержащих РЗЭ, может обеспечить возможность локального поглощения излучения в оптическом диапазоне для температурного высвобождения содержимого капсул, в том числе для адресной доставки лекарственных препаратов.

Кристаллические наночастицы $Y_{1-x}Er_xVO_4$, включенные в структуру капсул, могут нагреваться под действием внешнего лазерного излучения с соответствующей длиной волны и таким образом изменять проницаемость оболочек капсул. Это в свою очередь может привести к полному или частичному высвобождению вещества, помещённого внутрь капсул. Нагрев наночастиц $Y_{1-x}Er_xVO_4$ происходит в результате многофононной релаксации энергетических уровней РЗ-иона. Также энергия лазерного излучения, поглощенная РЗ-ионом, может быть передана на колебательные уровни ОН-групп, содержащихся в структуре и на поверхности частиц, и затем в результате безызлучательной релаксации трансформирована в тепловое излучение.

В данной работе предложен метод синтеза полимерных микрокапсул с коллоидными кристаллическими частицами $Y_{1-x}Er_xVO_4$ и представлены результаты исследования их некоторых физико-химические свойств.

СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК УГЛЕРОДНЫХ НАНОЧАСТИЦ И ПОЛИМЕРНЫХ МИКРОКАПСУЛС ВКЛЮЧЕННЫМИ В ИХ ОБОЛОЧКУ УГЛЕРОДНЫМИ НАНОЧАСТИЦАМИ

И.А. Юрлов, П.А. Рябочкина, А.В. Долганов

*Национальный исследовательский Мордовский государственный универси-
тет им. Н.П. Огарева, Саранск*

E-mail: Ivanuyrlov@gmail.com

В настоящее время ведутся активные поиски коллоидных растворов наноразмерных частиц, обладающих люминесцентными свойствами в видимой области спектра. Существенными недостатками коллоидных растворов на основе наночастиц с редкоземельными и тяжелыми металлами характеризующихся такими свойствами, являются значительная токсичность и плохая устойчивость. В качестве альтернативы в настоящее время рассматриваются коллоидные растворы углеродных наночастиц.

Углеродные наночастицы являются новым классом углеродных наноразмерных материалов. Наличие функциональных групп на поверхности углеродных наночастиц а также наличие π -доменной структуры приводит к эффекту смещения максимума в спектре люминесценции коллоидного раствора углеродных наночастиц в зависимости от длины волны возбуждения [1].

В настоящей работе в результате термической обработки раствора фруктозы в микроволновом реакторе получены коллоидные растворы углеродных наночастиц.

В зависимости от концентрации и рН исходного раствора фруктозы определены средние размеры и ζ -потенциал углеродных наночастиц. Исследованы люминесцентные характеристики полученных образцов коллоидов углеродных наночастиц.

Методом послойного осаждения синтезированы полимерные микрокапсулы с углеродными наночастицами, встроенными в их оболочку и исследованы их люминесцентные свойства.

1. G. Eda, Y.Y. Lin, C. Mattevi et al., Adv. Mater. **22**, 505 (2010).

НАРУШЕНИЕ ПРИНЦИПА ОБРАТИМОСТИ СВЕТОВЫХ ПОТОКОВ В ОПТИЧЕСКИХ СРЕДАХ СО СЛУЧАЙНЫМ БЛИЗКИМ К НУЛЮ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

И.А. Щукарев, О.Н. Гадамский

Ульяновский государственный университет, Ульяновск

E-mail: blacxpress@gmail.com

Показано, что оптическое пропускание образцов (PMMA + Ag)/glass во встречных направлениях является неодинаковым. Для теоретического объяснения этого явления применяется эффект локализации фотонов на поверхности композитного слоя, показатель преломления которого является случайной величиной с близкими к нулю значениями.

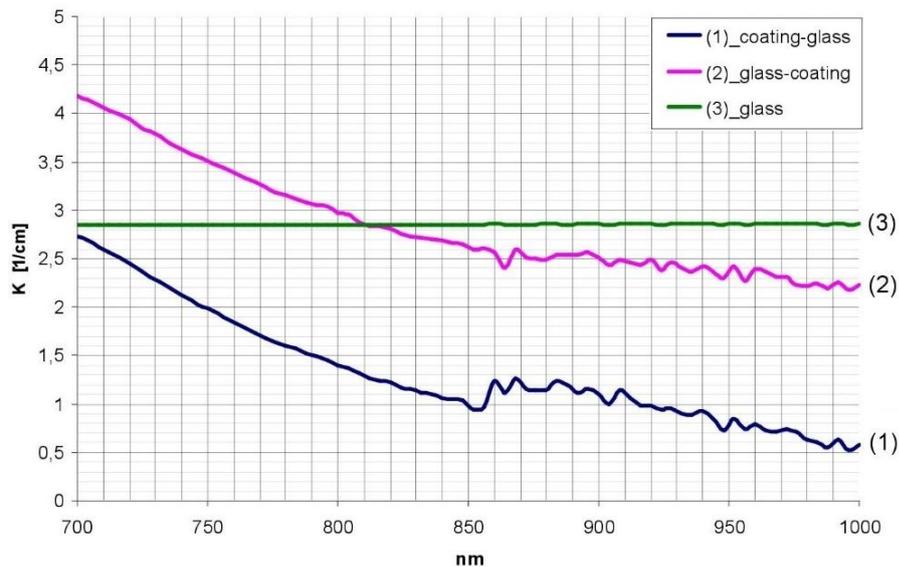


Рис. 1. Оптическое пропускание образца (PMMA + Ag)/glass со стороны пленки (кривая 1) и со стороны подложки (3). Величина K определена с помощью соотношения

$$-\lg(I / I_0) = \kappa d_2 \lg(e), \text{ где } \kappa - \text{ постоянная экстинкции}$$

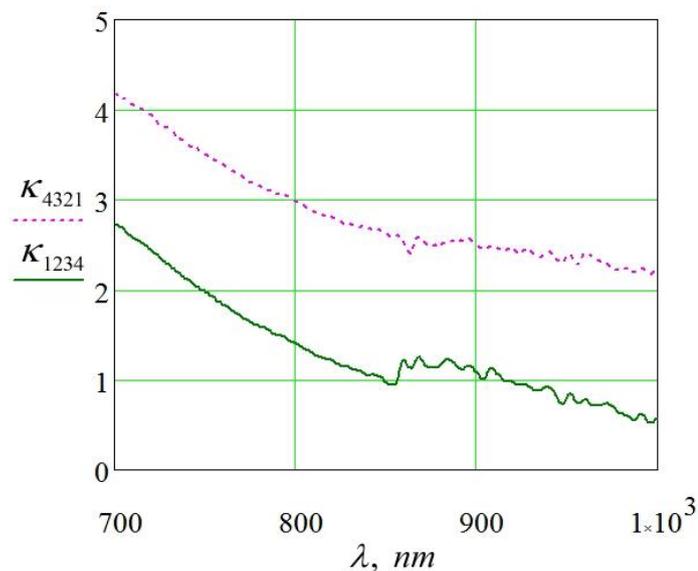


Рис. 2. Постоянные экстинкции κ_{1234} и κ_{4321} для оптического пропускания образца (PMMA+Ag)/glass во встречных направлениях (теория). Соответствующие экспериментальные зависимости приведены на рис. 1

УПРОЧНЕНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОЛИМЕРОВ УГЛЕРОДНЫМИ НАНОТРУБКАМИ

Е.С. Климов¹, Е.А. Ваганова¹, О.А. Давыдова¹, М.В. Бузаева¹,
И.А. Макарова¹, А.В. Исаев¹, Д.В. Козлов², Н.А. Бунаков²

¹Ульяновский государственный технический университет, Ульяновск

²Ульяновский государственный университет, Ульяновск

E-mail: eugen1947@mail.ru

Полимерные полиметилметакрилатные стекла (ПММА) получали введением в матрицу полимера многостенных углеродных нанотрубок, поверхность которых была функционализирована карбоксильными СООН-группами (ф-МУНТ) [1]. В мономер ММА при ультразвуковом воздействии диспергировали расчетное количество углеродных нанотрубок, дисперсию добавляли к вязкому раствору, полученному растворением порошка ПММА в собственном мономере. Смесь заливали между силикатными стеклами и проводили отверждение при 60-70 °С в течение 3 ч в присутствии ДАК. Полученные пластины толщиной 2 мм подвергали испытаниям на растяжение и микротвердость (табл. 1).

С увеличением концентрации ф-МУНТ в полимерном композите предел прочности при растяжении (σ_m) увеличивается и достигает максимальной величины при концентрации 0,60 %. Дальнейшее увеличение концентрации приводит к снижению предела прочности. Для этих же композитов значение микротвердости по Виккерсу максимально при концентрации 0,70 %.

Таблица 1 – Механические свойства композитов ПММА с ф-МУНТ

| Ф-МУНТ, мас.% | 0,00 | 0,05 | 0,10 | 0,20 | 0,30 | 0,40 | 0,50 | 0,60 | 0,70 |
|--|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Прочность при растяжении (σ_m), МПа | 31,48 | 37,31 | 42,51 | 47,02 | 50,80 | 53,82 | 54,31 | 56,42 | 52,34 |
| Микротвердость, НV | 8,15 | 11,14 | 13,23 | 14,82 | 16,11 | 16,32 | 16,84 | 17,05 | 17,23 |

Таким образом, предел прочности при растяжении для композитов на основе полиметилметакрилата, допированного углеродными нанотрубками, увеличивается в 1,8 раза. Значение микротвердости для этих же композитов увеличивается в 2,1 раза.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 16-43-732026/16).

1. Е.С. Климов, М.В. Бузаева, О.А. Давыдова и др., ЖПХ **88**, 1105 (2015).

УГЛЕРОДНЫЕ НАНОТРУБКИ КАК ЭФФЕКТИВНЫЕ БАКТЕРИЦИДЫ

И.А. Макарова, Р.Р. Фаизов, Ю.И. Судьин, В.В. Каленов, М.В. Бузаева,

О.А. Давыдова, Е.С. Климов

Ульяновский государственный технический университет, Ульяновск

E.mail: gorlovskaya.irin@bk.ru

Смазочно-охлаждающие жидкости (СОЖ) в виде водных эмульсий применяются при металлообработке. В процессе использования СОЖ загрязняются и подвергаются биологическому поражению. Нами обнаружено, что бактерицидная устойчивость СОЖ может быть повышена введением в эмульсию многостенных углеродных нанотрубок (МУНТ). Для исследований использовали СОЖ марки «АРС-21».

Нами проведено сравнение бактерицидных свойств МУНТ, функционализированных прививкой на поверхности карбоксильных групп (МУНТ-СООН), а также прививкой четвертичной аммониевой соли [1], полученной при взаимодействии МУНТ-СООН с триэтаноломином (МУНТ-ТЭА), и распространенного бактерицида «Софекс». Оценка бактерицидных свойств проводилась путем определения балла микробиологического поражения на основе ТТХ-теста (табл. 1).

Таблица 1. Биологическое поражение 3% эмульсии СОЖ в присутствии бактерицидов. Концентрация МУНТ 0,1 мас. %

| Бактерицид | Балл биопоражения (I - IV), сутки | | | | | | | |
|-----------------|-----------------------------------|----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|
| | 30 сут | 60 | 90 | 120 | 150 | 180 | 240 | 360 |
| Без бактерицида | I | II | III | III | IV | IV | IV | IV |
| Софекс | 0 | 0 | I | I | II | III | IV | IV |
| МУНТ | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | I | I | II |
| МУНТ-СООН | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | I | I |
| МУНТ-ТЭА | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |

Функционализированные МУНТ обладают высокой антимикробной активностью. Через 360 сут. при использовании МУНТ-СООН и МУНТ-ТЭА биопоражение отсутствует. Для образца с бактерицидом «Софекс» полное биопоражение наблюдается через 240 сут (балл биопоражения IV).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 16-43-732026/16).

1. И.А. Макарова, М.В. Бузаева, О.А. Давыдова и др., Вестник ЮУрГУ, серия «Химия» 7, 5 (2015).

НЕКОТОРЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ПРОФИЛЯ ПОВЕРХНОСТИ РЕНТГЕНООПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

В.Н. Трушин, А.С. Маркелов, В.В. Грибко

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

E-mail: gribkovladimir@icloud.com

Интерактивное управление параметрами сходимости рентгеновского пучка имеет большое значение для исследований в таких областях как медицина, астрономия, физика твердого тела. Наиболее активное развитие адаптивной рентгеновской оптики происходит прежде всего в астрономии, в таких проектах как Smart X-ray Optic [1], Generation-X [2] и др., а также на объектах синхротронного излучения [3]. В приведенных работах изменение и коррекция профиля поверхности рентгенооптического элемента, как правило, используют пьезоэлектрические приводы. В работе [4] показана возможность интерактивного управления кривизной профиля рентгенооптического элемента путем изменения температуры изгибного модуля, который являлся его составной частью.

В данной работе методом моделирования исследуется влияние формы подложки изгибного модуля на профиль поверхности рентгенооптического элемента, в качестве которого использовалась монокристаллическая пластина кремния (Si). Изгибный модуль представляет собой трехслойную систему, состоящую из подложки, выполненной из кварцевого стекла, слоя клея и монокристаллической пластины. В работе показана возможность получения параболических и эллиптических профилей поверхности рентгенооптических элементов при использовании подложек, обратная сторона которых имела форму параболического цилиндра и гиперboloида, соответственно.

Результаты проведенных исследований показали возможность формирования рентгенооптических элементов с заданным профилем и радиусом кривизны их поверхности путем изменения формы подложки, входящей в изгибный модуль, и изменением его температуры. Полученные результаты могут быть использованы при создании адаптивных элементов рентгеновской оптики для двумерной фокусировки и коллимации рентгеновского пучка.

1. Carolyn, Proc. of SPIE **6721**, 67210T-2 (2008).
2. R.A. Windhorst et al., New Astronomy Reviews **50**, 121 (2006).
3. M. Roche, Proc. of SPIE **9965**, 99650I-1 (2016).
4. В.Н. Трушин, В.В. Грибко, А.С. Маркелов и др., Материалы XX Международного симпозиума «Нанопфизика и наноэлектроника» **1**, 417 (2016).

СОРБЦИЯ ТЯЖЕЛЫХ МЕТАЛЛОВ НА УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ

А.В. Исаев, И.А. Макарова, Т.Ю. Дьячкова, М.В. Бузаева, О.А. Давыдова,
Е.А. Ярынкина, Е.С. Климов

Ульяновский государственный технический университет, Ульяновск

E-mail: m.buzaeva@mail.ru

Углеродные нанотрубки, в том числе и многостенные (МУНТ), получают все большее распространение в сорбционных процессах очистки загрязненных растворов. Для усиления сорбционной способности поверхность МУНТ модифицируют прививкой полярных групп. Обработка сильными кислотами приводит к прививке преимущественно карбоксильных групп (МУНТ-СООН). Обработка МУНТ этиловым спиртом в присутствии пероксида бензоила приводит к функционализации поверхности гидроксильными группами (МУНТ-CH₂CH₂OH).

Функционализированные МУНТ являются эффективными сорбентами по отношению к тяжелым металлам, в частности меди и цинку. В этом случае на поверхности МУНТ образуются хелатные комплексы с координированным атомом металла (рис. 1).

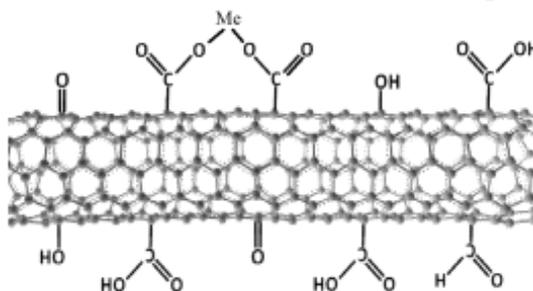


Рис. 1. Хелатные комплексы металлов на поверхности МУНТ

На рис. 2 приведены изотермы адсорбции цинка на МУНТ.

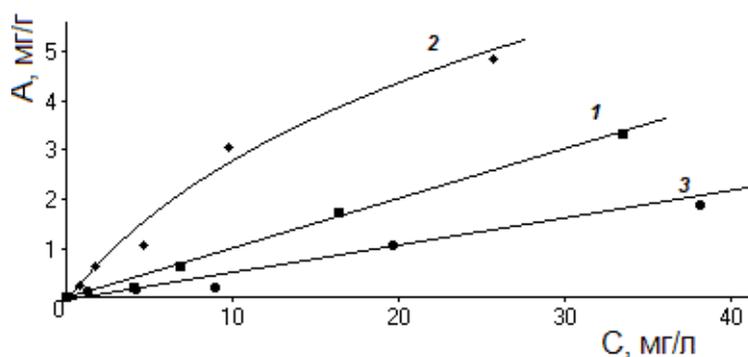


Рис. 2. Изотермы адсорбции катионов цинка на МУНТ: 1 – исходные МУНТ; 2 – МУНТ-СООН; 3 – МУНТ-CH₂CH₂OH; A (мг/г) – адсорбция; C (мг/л) – равновесная концентрация катионов цинка в растворе

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 16-43-732026/16).

СТРУКТУРА И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КВАРЦЕВЫХ ГЕЛЬ-СТЕКОЛ, ЛЕГИРОВАННЫХ Sb, Al И В

К.А. Акиншев

Институт физики им. Б.И. Степанова, Минск, Республика Беларусь

E-mail: akinshau@ifanbel.basnet.by

Цель работы – синтез кварцевых гель-стекел, активированных ионами Sb^{3+} , и исследование их структуры и оптических свойств.

Были синтезированы модифицированным золь-гель методом с последующей термообработкой кварцевые стекла следующих систем: $Sb_2O_3-SiO_2$, $Sb_2O_3-B_2O_3-SiO_2$, $Sb_2O_3-Al_2O_3-SiO_2$. Исследование их структуры и оптических свойств осуществлялось с помощью дифрактометра ДРОН 3.0, сканирующего электронного микроскопа LEO 1420, спектрофотометра Cary-500 и спектрофлуориметра СДЛ-2.

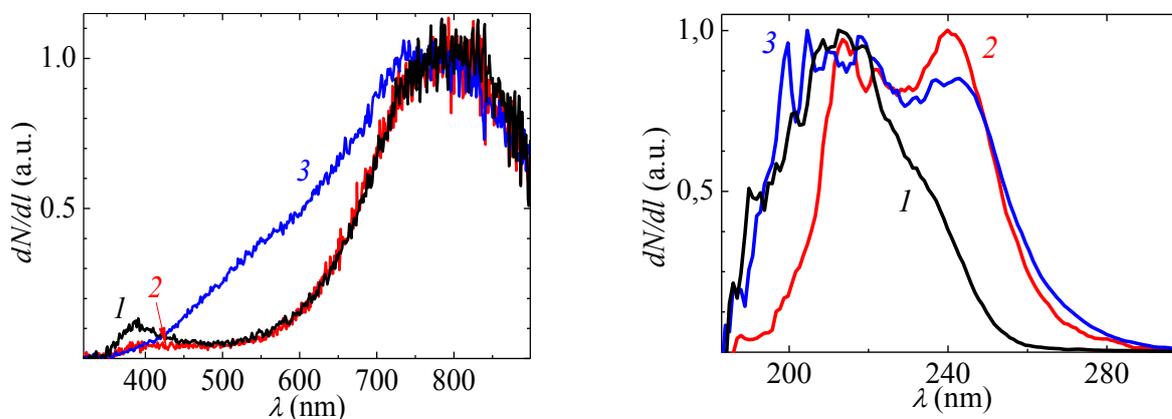


Рис. 1. Спектры люминесценции (а) и её возбуждения (б) кварцевых гель-стекел систем $Sb_2O_3-SiO_2$ (1), $Sb_2O_3-B_2O_3-SiO_2$ (2), $Sb_2O_3-Al_2O_3-SiO_2$ (3). $\lambda_{\text{в}} = 270$ нм, $\lambda_{\text{р}} = 750$ нм

Установлено, что данные стёкла при суммарной концентрации легирующих соединений ≤ 4 масс. % рентгеноаморфны. Спектры поглощения образцов характеризуются высокой прозрачностью в видимой и ближних УФ- и ИК-областях спектра, при этом длинноволновой край полос УФ-поглощения для Sb- и Sb-B-содержащих кварцевых стёкол характеризуется высокой крутизной, а их контуры практически совпадают, для Sb-Al-содержащего кварцевого стекла крутизна заметно меньше. Спектры люминесценции кварцевых стёкол (рис. 1а) имеют сложную структуру: Sb- и Sb-B-содержащие стёкла характеризуются наличием широкой и интенсивной полосы при 790 нм и слабой, относительно узкой полосы с максимумом вблизи 400 нм (см. кривые 1а и 2а), а для Sb-Al-содержащего стекла имеет место дополнительное появление широкой полосы средней интенсивности вблизи 550 нм (см. кривую 3а). Спектр возбуждения люминесценции (рис. 1б) для всех кварцевых стёкол представлен слаборазрешённой структурной полосой, лежащей в области ближнего вакуумного и солнечно-слепого ультрафиолета.

Обсуждается практическое применение данных стёкол.

ИССЛЕДОВАНИЕ НАНОСТРУКТУР, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДАМИ АНОДНОГО ОКИСЛЕНИЯ И АТОМНО-СЛОЕВОГО ОСАЖДЕНИЯ (ALD)

Д.С. Горбунов, К.Н. Нищев, В.П. Мишкин, Е.Н. Лютова, А.В. Долганов
Национальный исследовательский Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск
E-mail: gorbunovdiman94@mail.ru

Технология анодирования успешно применяется для синтеза самоорганизованных наноструктурированных материалов с периодическим расположением нанопор на макроскопических поверхностях. Изменяя технологические параметры анодирования, возможно получение анодных оксидов алюминия с широким спектром структурно морфологических и электрофизических характеристик [1-3].

В данной работе для формирования пористых наноструктур на поверхности алюминия, алюминиевые фольги были подвергнуты электролитическому анодированию, при различных значениях напряжения и временных характеристик в растворе 0,3М (COOH)₂ с дальнейшим кипячением в растворе CrO₃ + H₃PO₄. Топографические особенности формируемых наноструктур исследовались совместно методами РЭМ и СЗМ. Анализ РЭМ и СЗМ – изображений показал, что данные образцы имеют морфологически развитые поверхности с гексогонально-периодической наноструктурой с аспектным соотношением составляющим в среднем (20/65 нм) (рис. 1), которая однородна по всей поверхности образца.

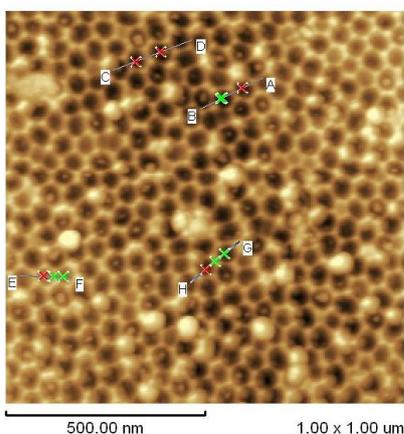


Рис. 1. АСМ - изображение гексогонально-периодической наноструктуры, сформированной на поверхности Al-фольги

Данные наноструктурированные поверхности могут применяться для создания емкостных наноструктур с контролируемым значением удельной электрической ёмкости. После электролитического анодирования методом атомно-слоевого осаждения на поверхности Al наносился диэлектрический слой оксида алюминия. Метод ALD позволяет наносить однородные монослои заданного химического состава и регулируемой толщины.

Были проведены измерения удельной электроёмкости для образцов с естественным оксидом, для образцов с нанесенным оксидом алюминия методом ALD (200 °С 450 циклов ~ 50нм), и для образцов с нанесенным оксидом алюминия методом ALD (200 °С 450 циклов ~ 50 нм) с последующим отжигом при температуре 400 °С около 2,5 часов. Меняя параметры и режимы осаждения, можно менять материал оксидного слоя и контролировать толщину слоёв, что даёт возможность получения емкостных наноструктур с регулируемыми значениями удельной электрической емкости.

1. A.Mozalev et al., *Electrochimica Acta*. **48**, 3155 (2003).
2. G.D Sulka, *Nanostructured Materials in Electrochemistry*, 1–116 (2008).
3. М.М. Филяк, О.Н. Каныгина, *Вестник ОГУ* **1**, (2013).

ПОРОШКИ ЛЮМИНОФОРОВ НА ОСНОВЕ ЩЕЛОЧНОЗЕМЕЛЬНЫХ ФТОРИДОВ, ЛЕГИРОВАННЫХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ ДЛЯ ФОТОНИКИ

С.В. Кузнецов¹, М.Н. Маякова¹, В.Ю. Пройдакова¹, М.А. Марисов²,
В.В. Павлов², В.Г. Гориева², П.О. Хлынина^{1,3}, П.В. Волкова^{1,3},
В.В. Воронов¹, В.В. Семашко², П.П. Федоров¹

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

²*Казанский федеральный университет, Казань*

³*Московский технологический университет, Москва*

E-mail: kouznetzovsv@gmail.com

Неорганические нанофториды являются уникальным классом веществ для применения в фотонике [1]. В настоящее время широко обсуждается применение нанофторидов для нужд солнечной энергетики для увеличения КПД солнечных батарей, для медицины за счет ап-конверсионной передачи энергии накачки из ближней инфракрасной области спектра в видимый диапазон спектра и для создания высокотемпературных электрохимических устройств. Целью данной работы являлись синтез порошков неорганических фторидов и анализ эффективности различных фторидных матриц применительно к использованию их в качестве даун-конверсионных люминофоров.

Порошки фторидов кальция и стронция, легированных редкоземельными элементами были синтезированы методом соосаждения из водных растворов при варьировании различных условий синтеза. Рентгенофазовый анализ показал, что были синтезированы однофазные образцы с флюоритовой структурой. Согласно данным сканирующей электронной микроскопии размер частиц составлял от 50 до 200 нм. Были зарегистрированы спектры даун-конверсионной люминесценции и определены и проведен анализ зависимости интенсивности люминесценции от концентрации редкоземельных элементов.

Работа поддержана грантом РФФИ 17-73-20352.

1. A.Tressaud, K.R. Poeppelmeier, *Photonic and Electronic Properties of Fluoride Materials*, ISBN : 9780128016398, (2016).

NANOMATERIALS AND NANOTECHNOLOGY

CURRENT STABILITY IN AMORPHOUS SEMICONDUCTORS CORRELATES WITH TRANSLATIONAL SYMMETRIES ALONG CONDUCTIVE PATHS AT THE NANOSCALE

A.C. Cefalas^{1,2}, V. Gavriil¹, Z. Kollia¹, N. Spyropoulos–Antonakakis¹,
D. Christofilos³, G. Kourouklis³, V.V. Semashko², V. Pavlov²,
E. Sarantopoulou^{1,2}

¹*National Hellenic Research Foundation, Theoretical and Physical
Chemistry Institute, Athens*

²*Kazan Federal University, Institute of Physics, Kazan*

³*Aristotle University of Thessaloniki, Thessaloniki*

E-mail: ccefalas@iee.gr

Nanoscale surface morphology of amorphous semiconductors is correlated with the electric and thermal transport of electrons along the conductive paths. Besides theory, a high degree of correlation at the nanoscale between the surface morphological features, the energy and the temperature gradients of conductive electrons in pseudo-Fermi energy is also established experimentally, via atomic force (AFM), an electrostatic force (EFM) and scanning thermal microscopy (SThM). As the line mean profile gradients $\partial M/\partial x$ of surface function $z = M(x, y)$ along a distance L at the nanoscale is a pseudovector, the energy and temperature gradients attain an odd-parity symmetry along opposite conductive paths. On the other hand, there exist a strong coupling between the electric and the entropic currents at the nanoscale [1], which intrinsically impose directional current stability anisotropy in a generalized current-entropic thermodynamic space.

For either long conductive paths ($L > 1$ mkm) or along symmetric nanodomains, current stability for both positive and negative currents (i) is possible. On the contrary, for short conductive paths along non-symmetric nanodomains, the complete set of independent variables (L, i) is spanned by two loci, one of stable current and the other of unstable current. The experimental and theoretical results signify the importance of local morphological features in thin amorphous semiconductive layers for stable nanoelectronic operation.

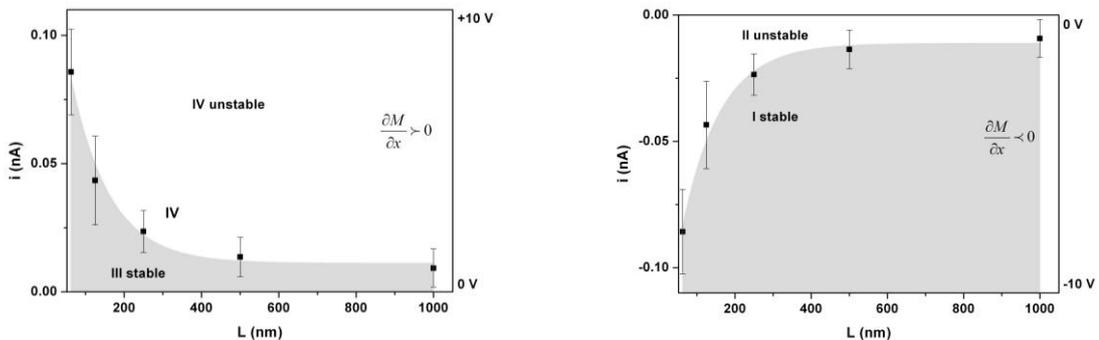


Fig.1. Electric current (i), conductive length (L) stability plane for positive (left image) and negative (right image) surface mean profile gradient $\frac{\partial M}{\partial x}$. The asymmetry of the two loci, is the outcome of the odd parity symmetry along conductive paths of surface profile, energy and, temperature gradients

1. A.C. Cefalas, Z. Kollia, V. Gavriil et al., Appl. Surf. Sci. **396**, 1000 (2017).

ELECTROCHEMICAL SYSTEMS BASED ON PROTON EXCHANGE MEMBRANE: FROM NANOSTRUCTURED ELEMENT BASE TO CREATION INSTALLATIONS OF INDUSTRIAL SCALE

S.A. Grigoriev

*National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Moscow
E-mail: sergey.grigoriev@outlook.com*

Electrochemical systems based on proton exchange membrane allow for the transformation of the kinds of energy with high efficiency and without environmental damage. The systems are implemented for transport and decentralized power supply application [1] more and more widely. Recent years, integration of low-temperature hydrogen electrochemical systems with power plants on the basis of renewables [2], including the so-called power-to-gas concept [3] is actively worked out. Hydrogen electrochemical systems are rather promising for power supply of robotics and some other applications.

In this report, the aspects of application of nanomaterials and nanotechnologies in the course of research and development of element base (electrocatalysts, active layers, membranes and gas diffusion electrodes) of low-temperature electrochemical systems is considered, experience of development of pilot power plants of industrial scale is generalized, and possibilities of their practical application are shown.

1. S.A. Grigoriev, International Scientific Journal for Alternative Energy and Ecology **150**, 8 (2014).
2. S.A. Grigoriev et al., Thermal Engineering **2**, 81 (2015).
3. M. Kopp et al., Int. J. Hydrogen Energy **42**, 13311 (2017).

DEVELOPMENT OF THE GROWING PROCESS OF THIN Al_2O_3 FILMS
ON THE SURFACE OF EPILAYERS OF $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ USING
LOW-TEMPERATURE ATOMIC LAYER DEPOSITION TECHNIQUE

E.V. Fomenkov¹, G.Y. Sidorov²

¹*Novosibirsk State Technical University, Novosibirsk*

²*Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Novosibirsk*

E-mail: masterhripelov@gmail.com

In this paper we investigate the dependence of the thin film growth rate of the PE-ALD process steps using different process temperatures. The first film was grown with the use of standard Oxford Instruments 200 °C growth process with growth rate of 1,29 Å/cycle. Next, temperature was lowered to 120 °C with growth rate of 1,39 Å/cycle. During the next experiment series we investigated the influence of the duration of pre-plasma purge and post-plasma purge steps with one variable and one fixed step duration. Pre-plasma purge step duration demonstrates rather low influence on the growth rate even being enlarged from 1 to 6 seconds. Post-plasma purge step duration demonstrates high influence of the film growth rate with decrease from 1,39 to saturation on 1,32 Å/cycle (0,8 seconds to 4,9 and higher seconds relatively). During next series temperature was increased to 140 °C, 160 °C, 180 °C and 200 °C and optimal parameters of process for these temperatures were investigated. In addition dependence of concentration of organic impurities was investigated. The concentration of organic impurities in thin Al_2O_3 films grown in optimal and non-optimal parameters is about 2,5-3%. Electric properties of 83-nm Al_2O_3 film grown using optimal parameters for 120 °C on the surface of MCT were investigated using LF (10 kHz) CV curve of In- Al_2O_3 -HgCdTe structure. Density of distribution of surface states in the band gap of $2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$ on Fermi level and built in charge of $6 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ are lower in comparison with films grown by magnetron sputtering ($(2 \div 3) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$ and $(3 \div 5) \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ respectively [1]). Received data show that using thin Al_2O_3 films grown by low-temperature PE-ALD is reasonable.

1. E.A. Salmin, V.P. Ponomarenko, V.I. Stafeev, Soviet Physics-Semiconductors **22**, 6 (1988).

ELECTROPHYSICAL CHARACTERISTICS MASSIFS OF MULTIWALL CARBON NANOTUBES

I.V. Frolov^{1,2}, E.S. Klimov¹, V.A. Sergeev²

¹*Ulyanovsk Branch of the Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics
of Russian Academy of Sciences, Ulyanovsk*

²*Ulyanovsk State Technical University, Ulyanovsk*

E-mail: ilya-frolov88@mail.ru

Multiwall carbon nanotubes (MCNT) are received by the MOCVD [1] method in argon current with use of precursors of toluene and ferrocene. Five samples of the MCNT massifs are investigated: 1 – initial; 2 – after annealing; 3 – after annealing with HCl processing; 4 – after annealing with processing by acids; 5 – after processing by acids. The contact system with a mobile electrode and the nichrome heater (fig. 1) is developed for measurement of electrophysical characteristics of the MCNT massifs.

Measurement of specific electric resistance ρ_{CV} samples was taken on a direct current. Dependences ρ_{CV} the MCNT arrays from massive density ρ are given in fig. 2. Values ρ_{CV} MCNT samples are given in table 1 at the density of massive of 600 kg/m^3 .

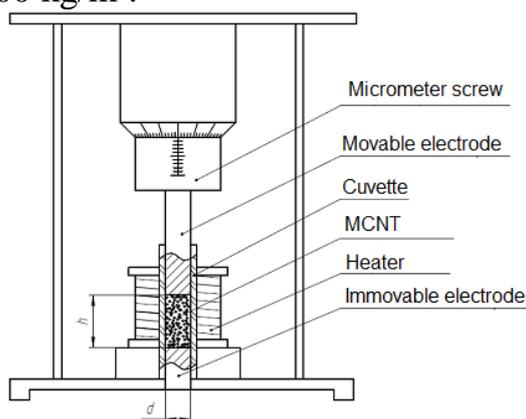


Fig. 1. Contact system for measurement of electrophysical characteristics of the MCNT massifs

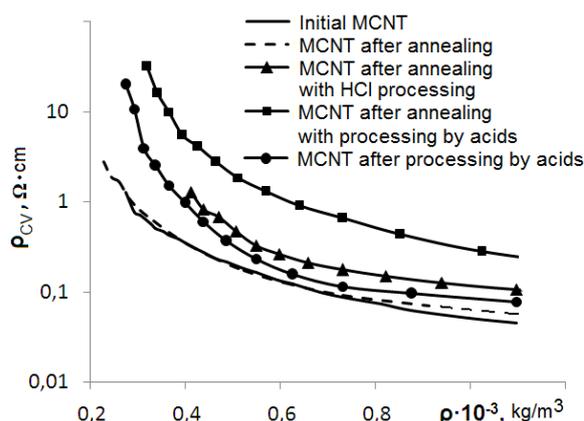


Fig. 2. Dependences of specific volume electric resistance ρ_{CV} the MCNT massifs from massif density

Table 1 – Values ρ_{CV} of MCNT massifs at the density 600 kg/m^3

| № sample | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
|-------------------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|
| $\rho_{CV}, \Omega \cdot \text{cm}$ | 0,133 | 0,130 | 0,262 | 1,102 | 0,173 |

Massifs of the initial and annealed MCNT have close values. After processing by hydrochloric acid resistance of MCNT increases twice. ρ_{CV} the MCNT annealed and processed by acids have the greatest value. With increase in temperature weak reduction of the MCNT array under the law close to linear is observed; TKR of the massif of initial MCNT is equal $-6,3 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$. In values ρ_{CV} and to the nature of his dependence on temperature the studied MCNT belong to semiconductors.

1. E.S. Klimov, M.V. Buzaeva, O.A. Davydova et al., Zhurnal prikladnoi khimii **88**, 1128 (2015).

ION BEAM SYNTHESIS OF HEXAGONAL SILICON

A.A. Nikolskaya¹, D.S. Korolev¹, N.O. Krivulin¹, A.N. Mikhaylov¹, A.I. Belov¹,
D.A. Pavlov¹, D.I. Tetelbaum¹, N.A. Sobolev², M. Kumar³

¹*Lobachevsky Nizhny Novgorod State University, Nizhny Novgorod*

²*Ioffe Institute, St. Petersburg*

³*Indian Institute of Technology Jodhpur, Jodhpur*

E-mail: alena.nikolskaya.1994@mail.ru

The present stage of development of electronic technology is characterized by a transition from traditional microelectronics to optoelectronics and integrated optics, which requires the development of efficient and compatible with conventional silicon technology light emitters. Traditional material of microelectronics – silicon is an indirect band gap semiconductor; it makes it difficult to use silicon as light emitter. One of the promising approaches to enhance its luminescent properties is the formation on the basis of conventional silicon of non-diamond allotropic modifications, in particular of hexagonal type. It is expected that the hexagonal Si will demonstrate the improved optical properties in comparison with its diamond modification.

Existing methods for synthesis of hexagonal silicon are poorly compatible with silicon technology. This problem can be solved by using ion synthesis of hexagonal inclusions. In the present work, the possibility of synthesis of hexagonal inclusions in Si by ion implantation in silicon and oxide film on silicon has been experimentally demonstrated.

Silicon wafers (*n*-Si (resistivity of 4,5 Ω·cm)) with (100) orientation and SiO₂ film with thickness of 160 nm on (100) silicon were used as objects of investigation. The samples were implanted with gallium and nitrogen ions with energies of 80 and 20 keV, respectively, and doses in the range of 5·10¹⁶ – 2·10¹⁷ cm⁻² with subsequent annealing at 800 °C. The structure of implanted samples was investigated by using the JEOL JEM-2100F transmission electron microscope.

On the SiO₂/Si interface, as well as on the border of the amorphized silicon layer, crystalline silicon nanoinclusions with different from diamond-like stacking sequences of {111} planes are observed. By using the Fourier-transforms of high-resolution images, as well as electronic diffraction, it is found that the structure of these inclusions corresponds to the 9R-Si hexagonal polytype with the degree of hexagonality equal to 2/3. In this report, the formation of hexagonal inclusions in silicon is discussed in terms of the effect of mechanical stress generated during the ion implantation process.

The work is supported by the Ministry of Education and Science of the Russian Federation (State Assignment No 16.2737.2017/ПЧ).

SYNTHESIS AND PHYSICOCHEMICAL PROPERTIES OF POLYMERIC
MICROCAPSULES WITH CRYSTALLINE NANOSIZED
PARTICLES $Y_{1-x}Er_xVO_4$

M.N. Zharkov¹, S.A. Khrushchalina¹, P.A. Ryabochkina¹,
N.A. Pyataev¹, G.B. Sukhorukov^{1,2}

¹*Ogarev Mordovia State University, Saransk*

²*Queen Mary University of London, United Kingdom*

E-mail: mikhail.zharkov.92@mail.ru

Low selectivity of action and high systemic toxicity of antitumor drugs is one of the most urgent problems in modern medicine and pharmacology. One possible solution to this problem is the encapsulation of drugs in different carriers or their conjugation with them. Polymeric nano- and microcapsules can be used as such carriers and at present time significant advances in the development of their have been made.

The procedure for the formation of such capsules consists in the successive chemical adsorption of oppositely charged polyelectrolytes from solutions on the surface of particles (cores) of various nature and shape. After the capsule is formed, the core is removed, which is usually done by dissolving it, and this does not affect the structure and properties of the polymer shells.

The inclusion of metal or crystalline nanoparticles containing REE to the shells of polyelectrolyte capsules can provide the possibility of local absorption of optical radiation for the temperature release of the capsules contents, particularly for targeted drug delivery.

The crystalline nanoparticles $Y_{1-x}Er_xVO_4$ included in the capsule structure can be heated under external laser radiation with an appropriate wavelength, and thus change the permeability of the capsule shells. This in turn can lead to the complete or partial release of the substance placed inside the capsules. Heating of nanoparticles $Y_{1-x}Er_xVO_4$ occurs as a result of multiphonon relaxation of the energy levels of the RE ion. Also, the energy of the laser radiation absorbed by the RE ion can be transferred to the vibrational levels of the OH⁻ groups contained in the structure and on the surface of the particles, and then, as a result of nonradiative relaxation, transformed into thermal radiation.

In this paper, we propose a method for the synthesis of polymer microcapsules with colloidal crystalline particles $Y_{1-x}Er_xVO_4$ and the results of a study of some of their physicochemical properties.

SYNTHESIS AND INVESTIGATION OF LUMINESCENT
CHARACTERISTICS OF CARBON NANOPARTICLES AND POLYMERIC
MICROCAPSULES WITH CARBON NANOPARTICLES INCLUDED
IN THEIR SHELL

I.A. Yurlov, P.A. Ryabochkina, A.V. Dolganov
Ogarev Mordovia State University, Sarans
E-mail: Ivanuyrlov@gmail.com

At the present time, active searches for colloidal solutions of nanoscale particles that have luminescence in the visible region of the spectrum are conducted. Essential disadvantages of colloidal solutions based on nanoparticles with rare-earth and heavy metals characterized by such properties are significant toxicity and poor stability. As an alternative, colloidal solutions of carbon nanoparticles are currently being considered.

Carbon nanoparticles are a new class of carbon nanoscale materials. The presence of functional groups on the surface of carbon nanoparticles and the presence of a π -domain structure lead to the shift of maximum in the luminescence spectrum of a colloidal solution of carbon nanoparticles, depending on the excitation wavelength [1].

In the present work colloidal solutions of carbon nanoparticles have been obtained as a result of the heat treatment of the fructose solution in a microwave reactor.

Depending on the concentration and pH of the initial solution of fructose, the mean size and ζ -potential of the carbon nanoparticles have been determined. The luminescent characteristics of obtained colloids of carbon nanoparticles have been investigated.

Polymeric microcapsules with carbon nanoparticles included in their shell have been fabricated through layer-by-layer assembly and their luminescent π been studied.

1. G. Eda, Y.Y. Lin, C. Mattevi et al., *Adv. Mater.* **22**, 505 (2010).

VIOLATION OF THE LIGHT STREAM REVERSIBILITY PRINCIPLE IN OPTICAL MEDIA WITH A RANDOM QUASI-ZERO REFRACTIVE INDEX

I.A. Shchukarev, O.N. Gadomsky
Ulyanovsk State University, Ulyanovsk
E-mail: blacxpress@gmail.com

It is shown that the optical transmission of samples (PMMA + Ag)/glass in the counter directions is unequal. The effect of localization of photons on a surface of a composite layer which index of refraction is a random variable with values, close to zero, is applied to a theoretical explanation of this phenomenon.

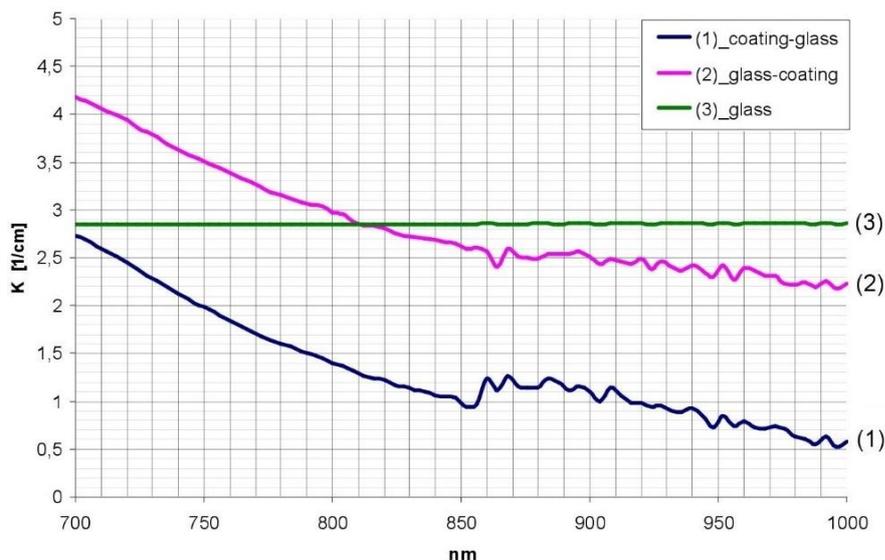


Fig. 1. An optical transmission of a sample (PMMA + Ag)/glass from the side of a film (a curve 1) and from a substrate (3). The value κ is defined by a ratio $-\lg(I/I_0) = \kappa d_2 \lg(e)$, where κ is the extinction constant

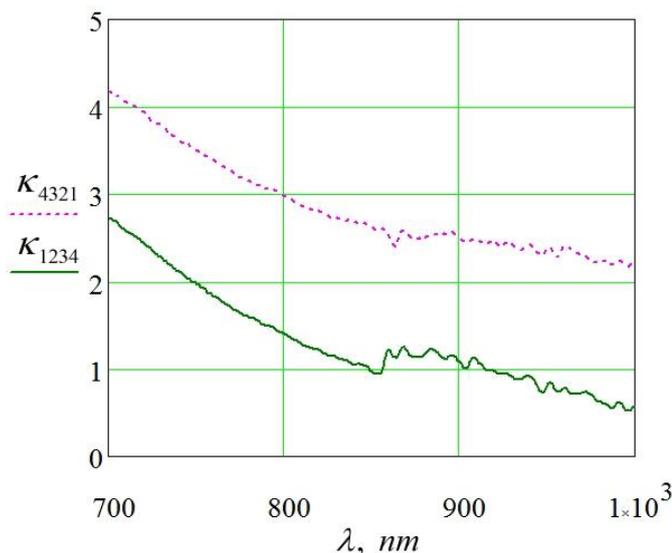


Fig. 2. The extinction constants κ_{1234} and κ_{4321} for an optical transmission of a sample (PMMA + Ag)/glass in the counter directions (theory). The corresponding experimental dependences are given in fig. 2

SOME POSSIBILITIES OF FORMATION A PROFILE OF SURFACE OF THE X-RAY OPTICAL ELEMENTS

V.N. Trushin, A.S. Markelov, V.V. Gribko
Lobachevsky State University, Nizhny Novgorod
E-mail: gribkovladimir@icloud.com

Interactive control of the X-ray beam convergence parameters is essential for research in such areas as medicine, astronomy, solid state physics. The most active development of X-ray adaptive optics occurs primarily in astronomy, in such projects as the Smart X-ray Optic [1], Generation-X [2] etc. and also at synchrotron radiation objects [3]. In these works piezoelectric actuators were used to change and correct X-ray optical element surface profiles.

This paper shows the possibility of interactive control of X-ray optical element's profile curvature by changing the temperature of the flexion module, which was the integral part of the profile. It was researched through modeling, how the form of substrate of the flexion module influences the surface profiles of X-ray optical element (single-crystal silicon wafer (Si)). The bending module is a three-layer system consisting of: a substrate made of quartz glass, an adhesive layer and a single crystal plate. In particular, process of modeling demonstrated the possibility of acquiring parabolic and elliptical surface profiles of x-ray optical elements.

The results of the research showed the possibility of the formation of X-ray optical elements with a predetermined profile of the surface by changing the form of the substrate of flexural module. The results can be used in the development of adaptive elements of the X-ray optics for collimation and focusing two-dimensional X-ray beams.

1. A.Carolyn, Proc. of SPIE **6721**, 67210T-2 (2008).
2. R.A. Windhorst et al., New Astronomy Reviews **50**, 121 (2006).
3. M. Roche, Proc. of SPIE **9965**, 99650I-1 (2016).
4. V.N. Trushin, V.V. Fungi, A.S. Markelov et al., Proceedings XX International Symposium "Nanophysics and nano electronics" **1**, 417 (2016).

STRUCTURE AND OPTICAL PROPERTIES OF SOL-GEL SILICA GLASSES DOPED WITH Sb, Al AND B

K.A. Akinshev

B.I. Stepanov Institute of Physics, NAS of Belarus

E-mail: akinshau@ifanbel.basnet.by

The aim of this work is to synthesize sol-gel silica glasses doped with Sb^{3+} ions and to study its structure and optical properties.

The silica glasses of the following systems $\text{Sb}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$, $\text{Sb}_2\text{O}_3\text{-B}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$, $\text{Sb}_2\text{O}_3\text{-Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$ were synthesized by modified sol-gel technique followed by heat treatment at various temperatures. DRON 3.0 diffractometer, LEO 1420 SEM-microscope, Cary-500 spectrophotometer and SDL-1 spectrofluorometer were used to study the structure and optical properties of these samples.

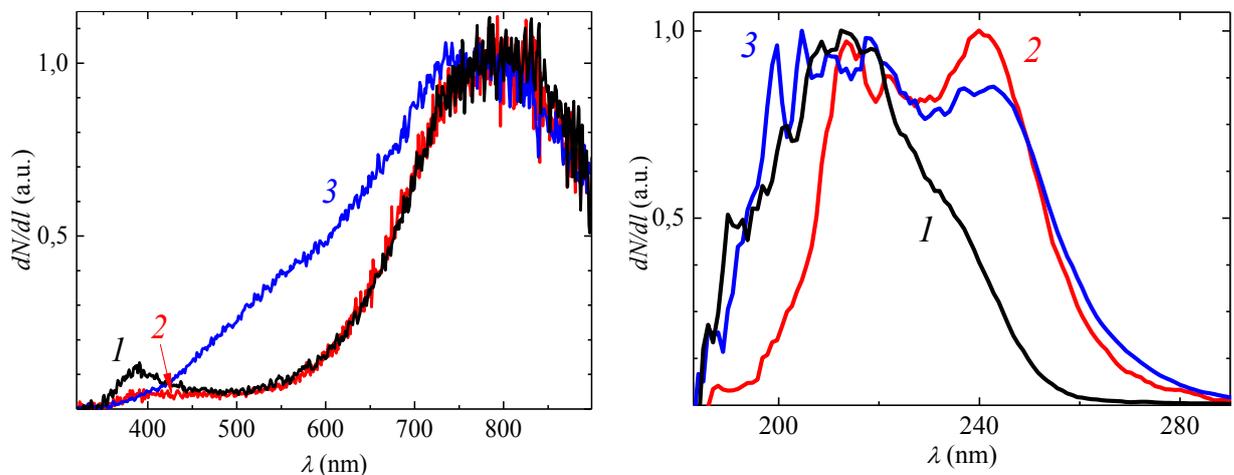


Fig. 1. Luminescence (a) and excitation (b) spectra of sol-gel silica glasses of the following systems $\text{Sb}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$ (1), $\text{Sb}_2\text{O}_3\text{-B}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$ (2), $\text{Sb}_2\text{O}_3\text{-Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$ (3), $\lambda_{\text{exc}} = 270 \text{ nm}$, $\lambda_{\text{reg}} = 750 \text{ nm}$

It was found that these glasses are X-ray amorphous while the doping compounds summary concentration $\leq 4 \text{ macc. \%}$. Absorption spectra of these samples characterized with a high transparency at visible range and near-UV and near-IR. The UV-absorption bands of Sb- and Sb-B-containing silica glasses have high steep long-wave edge and their shapes almost coincide, but the similar steepness of Sb-Al-containing silica glass absorption spectrum is less. Silica glasses luminescence spectra (fig. 1a) have a complicated structure: Sb- and Sb-B-containing glasses characterized by present of wide and intense band at 790 nm and slight and relatively narrow band with maximum about 400 nm (see 1a and 2a curves). An appearance of additional medium intensity wide band at 550 nm in luminescence spectrum of Sb-Al-containing glasses takes place (see 3a curve). The excitation luminescence spectra (fig. 1b) of all silica glasses have a weekly-resolved structural band at the near vacuum and solar-blind ultraviolet.

Possible applications of these glasses are under discussion.

ВОЛОКОННАЯ ОПТИКА

ВОЛОКОННЫЙ УСИЛИТЕЛЬНЫЙ КАСКАД С ЭЛЕМЕНТАМИ КОМПРЕССИИ СПЕКТРА ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

И.О. Золотовский

Ульяновский государственный университет, Ульяновск

E-mail: rafzol14@mail.ru

Проектирование и создание волоконных систем (ВС), обеспечивающих генерацию импульсов излучения высоких энергий, несомненно, является одной из центральных задач современной лазерной физики. На данный момент ВС уже востребованы и применяются в оптической связи, медицине, лазерной обработке материалов для решения разного рода задач широкого круга. Важное прикладное значение ВС состоит в разработке на их основе мощных оптических усилителей лазерных импульсов. Усилительные системы на основе оптических волокон, легированных редкоземельными элементами, имеют компактные размеры, надежны при эксплуатации и отличаются высоким качеством выходящего пучка [1, 2]. Указанные особенности делают подобные усилительные ВС крайне привлекательными для использования.

Специфика волоконных усилительных систем связана с проявлением солитонных эффектов, ограничивающих энергию импульса в усилителе с аномальной дисперсией групповых скоростей (ДГС). В связи с этим, для усиления лазерных импульсов до высоких энергий широкое распространение получили оптоволоконные усилители с нормальной ДГС [3]. К тому же, при распространении импульса в волоконном усилителе наблюдаются сильные нелинейные эффекты, прежде всего фазовая самомодуляция (ФСМ), приводящая к выходу части спектра за пределы полосы усиления, искажению огибающей и, в итоге, к разрушению импульса и вследствие которой импульс приобретает высокую положительную частотную модуляцию (чирп). Именно высокое значение чирпа является одним из основных факторов, ограничивающих получение импульсов высоких энергий (более 100 нДж).

Стандартный способ уменьшения влияния негативных нелинейных воздействий реализуется за счет техники «усиления чирпированных импульсов». Суть способа заключается в предварительном растяжении импульса для снижения его пиковой мощности, его последующего усиления и его рекомпрессии [4]. Для ряда Yb лазеров при применении специально разработанных волокон-«стержней» с большой площадью моды и использовании нескольких стадий усиления данный метод позволяет получать импульсы с энергиями до нескольких мДж и пиковыми мощностями более 1 ГВт [5].

Одним из интересных подходов, предложенных в последние годы для снижения негативного нелинейного уширения спектра, является также усиление параболических импульсов-симиларитонов [6] в волокнах с нормальной, растущей по длине ДГС [7, 8]. Его преимуществом является отсутствие сложных в настройке объемных элементов – решеток, модуляторов и т.п. Еще одним механизмом, применяемым для снижения уширения спектра из-за ФСМ, является спектральная компрессия (СК) импульса [9]. Суть меха-

низма состоит в предварительном придании импульсу отрицательного chirpa и дальнейшем его погашении за счет ФСМ при распространении импульса в нелинейной среде. В современных работах рассматривались задачи СК непосредственно при усилении с получением мощных импульсов с узким спектром [10, 11], СК параболических симиляритонных импульсов [12, 13], использования элементов СК в модели эффективного симиляритонного лазера [14] и т.п.

В данной работе рассматривается модель генератора лазерных импульсов высокой энергии, основанная на возможности СК импульсов, прошедших стадию усиления. Сужение спектра импульса позволяет эффективно усиливать его на следующей стадии. Одно из отличий работы заключается в сравнение моделей СК, использующих для формирования импульса с линейной частотной модуляцией либо стандартный механизм спектральной фильтрации либо элементы оптического процессинга («pulse shaper»).

Основные соотношения

Будем рассматривать стандартную модель распространения импульса в нелинейном волокне на основе нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) для комплексной амплитуды $A(z, t)$ [15]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} - \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i\gamma |A|^2 A = 0. \quad (1)$$

Здесь z – продольная координата, t – время в системе координат, связанной с групповой скоростью импульса, β_2 – коэффициент ДГС, γ – параметр керровской нелинейности. Здесь и далее пренебрежем зависимостью β_2 от длины волны, т.е. вкладом дисперсий третьего и более высоких порядков. Это возможно сделать в том случае, если длина волокна существенно меньше $L_{3D} = 2\tau_0^3/\beta_3$, где τ_0 – длительность импульса, а β_3 – дисперсия третьего порядка. Это условие выполняется для импульсов длительностью пикосекунда и более, распространяющихся в волоконных световодах длиной менее 100 м с величиной $\beta_3 < 10^{-2} \text{ пс}^3/\text{м}$, при этом ДГС величиной около $\beta_2 \approx 10^{-2} \text{ пс}^2/\text{м}$ вносит существенный вклад при распространении таких импульсов в световодах длиной в десятки метров [16].

Положим, что в волокно инжектируется линейно частотно-модулированный импульс с отрицательным chirпом $A(0, t) = a(t) \exp(iC_0 t^2)$, $C_0 < 0$. При его распространении в волокне положительный chirp, набираемый за счет ФСМ, компенсирует первоначальный, в результате спектр импульса сжимается. Качество компрессии зависит от формы огибающей $a(t)$. Показано, что параболический вид огибающей импульса (2) обеспечивает наилучший результат [12, 13].

$$a = \sqrt{P_0 \left(1 - \frac{t^2}{\tau_p^2} \right)}, \quad |t| \leq \tau_p, \quad a = 0, \quad |t| > \tau_p, \quad (2)$$

P_0 – пиковая мощность. Действительно, в бездисперсионном случае $\beta_2 = 0$ на некоторой дистанции $z = L$ частотная модуляция может быть полностью скомпенсирована. При этом достигается минимальная ширина спектра. Для оценки влияния ДГС можно использовать стандартный вариационный подход [17]. Полагая, что параметры импульса главным образом изменяются под действием нелинейности, а влияние ДГС является возмущением, можно считать, что при распространении импульс сохраняет параболическую форму (2) и линейную частотную модуляцию. При этом для параметров импульса – чирпа $C(z)$ и длительности $\tau_p(z)$ может быть получена следующая система уравнений [18, 19]:

$$\begin{aligned} \frac{d\tau_p}{dz} &= 2\beta_2 C \tau_p, \\ \frac{dC}{dz} &= -2C^2 \beta_2 + \frac{3\gamma W}{4\tau_p^3}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь W – энергия импульса. На рис. 1 показаны результаты расчетов по системе (3), демонстрирующие эволюцию длительности импульса τ_p и ширины спектра $\Delta\Omega$, оцененной из соотношения

$$\Delta\Omega = \sqrt{\left(\frac{4 \ln 2}{\tau_{\text{FWHM}}}\right)^2 + (C \tau_{\text{FWHM}})^2}, \quad (4)$$

где τ_{FWHM} – длительность импульса на половине высоты $\tau_{\text{FWHM}} = \sqrt{2}\tau_p$. При сильной частотной модуляции можно полагать, что $\Delta\Omega \approx |C| \tau_{\text{FWHM}}$. На рис. 1 (а, б) сравнивается эволюция параметров исходного параболического импульса средней энергии $W = 1,33$ нДж в нелинейных световодах с различными значениями ДГС. Как можно видеть, по отношению к бездисперсионному случаю, СК идет значительно быстрее в волокнах с нормальной ДГС. При этом происходит также сжатие импульса, и, таким образом, минимальная ширина спектра $\Delta\Omega_{\text{min}}$, достижимая при компрессии в волокне с нормальной ДГС, несколько больше величины $\Delta\Omega_{\text{min}}$, получаемой при $\beta_2 = 0$. С точки зрения получения рекордно узкого спектра перспективной выглядит СК в волокне с аномальной ДГС $\beta_2 < 0$, так как при этом происходит растяжение импульса. Однако в этом случае следует использовать волокна значительной длины (более 250 м для $\beta_2 = -5$ пс²/м), что приводит к необходимости учета влияния высших дисперсий и поглощения, снижающих эффективность СК.

При осуществлении СК одной из проблем является выбор начальных условий, который появляется при задании у начального импульса отрицательного начального чирпа C_0 . На рис. 1 (с, d) сравнивается эволюция ширины спектра $\Delta\Omega$ и длительности τ_p параболических импульсов, которые могут быть получены после сообщения отрицательной частотной модуляции (например, при помощи дифракционных решеток) некоторому начальному импульсу. Эти импульсы обладают одинаковой энергией $W = 1,33$ и равной начальной шириной спектра, но различными длительностями τ_{p0} и, соответ-

ственно, отличными значениями начального chirpa C_0 при распространении в световоде с параметром нелинейности $\gamma = 10 \text{ Вт}^{-1}\text{км}^{-1}$ и ДГС $\beta_2 = 10 \text{ пс}^2/\text{м}$. Сплошные линии – результаты расчетов по системе (3). Кружками обозначены результаты численного моделирования уравнения (1).

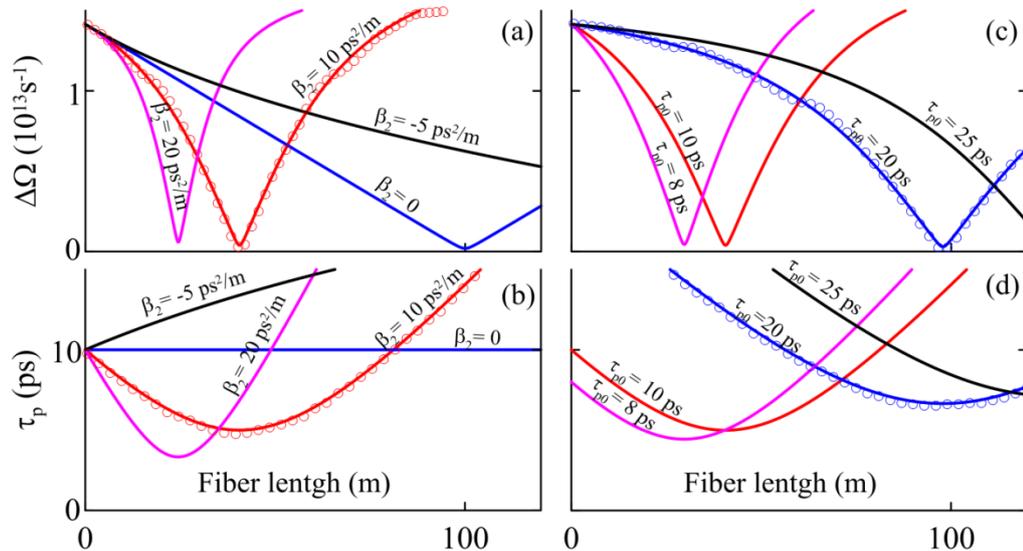


Рис. 1. Эволюция ширины спектра (a) и длительности (b) параболического импульса с длительностью $\tau_{p0} = 10 \text{ пс}$ и начальным chirпом $C_0 = -1 \text{ пс}^{-2}$. Эволюция ширины спектра (c) и длительности (d) параболических импульсов равной энергии с равной начальной шириной спектра и различными начальными длительностями τ_{p0}

Как и следовало ожидать, за счет более высокой пиковой мощности СК импульсов с высоким по модулю начальным chirпом C_0 происходит на меньших длинах волокна. Однако СК импульсов с меньшим chirпом C_0 происходит при большей длительности импульса и, таким образом, можно достичь более узкой минимальной ширины спектра $\Delta\Omega_{\min}$. Здесь, опять же, приходится говорить, что использование более длинных волокон приводит к необходимости учета влияния высших дисперсий и поглощения.

В заключение раздела добавим несколько слов о применимости полученных результатов вариационного анализа. Даже в простой модели, описываемой НУШ (1), изначально параболический импульс при распространении изменяет форму огибающей, при этом нарушается предположение о линейной, постоянной вдоль импульса частотной модуляции. Для проверки достоверности результатов было проведено численное моделирование уравнения (1) стандартным методом пошаговых преобразований Фурье [15]. Его результаты для двух вариантов начальных условий и набора параметров волокна также показаны на рис. 1. Как можно видеть, они находятся в хорошем согласии с результатами расчетов по системе (3), что подтверждает адекватность использования вариационного метода для оценки изменения параметров импульсов при СК.

Модель усилительного каскада

Теперь перейдем к рассмотрению модели усилительного каскада, способного генерировать импульсы высоких энергий. Положим, что на вход

каскада подается параболический пикосекундный импульс средней энергии W (1 - 3 нДж), обладающий высоким положительным линейным чирпом с шириной спектра $\Delta\Omega$ порядка 10^{13} с^{-1} . Известно, что подобные импульсы устойчиво генерируются лазерами симилиритонного типа с нормальной дисперсией резонатора [20, 21]. Принципиальная схема каскада представлена на рис. 2. Первым ее элементом является инвертер чирпа, обеспечивающий импульс отрицательной частотной модуляцией. В модели он представлен линейным дисперсионным элементом с аномальной ДГС β_{2ch} . Физически он может состоять из пары дифракционных решеток. Далее импульс подвергается СК, после которой он может быть эффективно усилен.

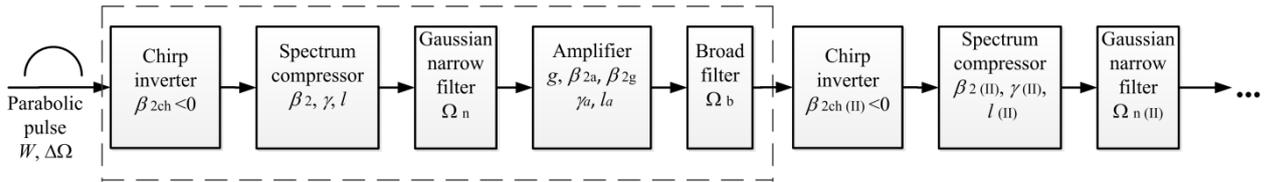


Рис. 2. Принципиальная схема усилительного каскада. Первый блок выделен штриховой линией

Параметрами спектрального компрессора являются ДГС β_2 и нелинейность γ волокна длины l . В схеме необходимо также использование узкого предусилительного спектрального фильтра. В модели рассматривается фильтр с гауссовым спектром пропускания шириной Ω_n . Его роль состоит в фильтрации пьедестала спектральной плотности, который неизбежно появляется после компрессии спектра импульса с инвертированным чирпом. Фильтрация обеспечивает сглаживание множества малых локальных искажений огибающей, которые при усилении могли бы привести к развитию неустойчивостей и распаду импульса. При этом потери энергии при фильтрации минимальны, т.к. основная ее часть сконцентрирована в центральной части спектра, свободно проходящей через фильтр.

Основным элементом каскада является волоконный усилитель с нормальной ДГС β_{2a} , который способен передать импульсу значительную энергию. Эта способность в данной модели характеризуется высоким коэффициентом усиления малого сигнала g_0 , причем насыщенное усиление

$$g = g_0 \left(1 + \frac{1}{E_{sat}} \int |A(z, t)|^2 dt \right)^{-1}, \quad (4)$$

описывающее изменение усиления по длине из-за истощения накачки, должно определяться сравнительно большой энергией насыщения E_{sat} .

В идеальном усилителе с постоянным по длине и неограниченным по ширине спектром усилением, импульс любой формы асимптотически приобретает параболическую форму с линейным чирпом, определяемым коэффициентом усиления и величиной нормальной ДГС [6]. В данной схеме будет рассмотрена более реальная модель усиления, характеризующаяся не только насыщением, но и конечной шириной спектра усиления Ω_g .

Распространение излучения в усилителе описывается модифицированным НУШ

$$\frac{\partial A}{\partial z} - i \frac{\beta_{2a} - i\beta_{2g}}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i\gamma_a |A|^2 A = \frac{gA}{2}, \quad (5)$$

где $\beta_{2g} = g / \Omega_g^2$, γ_a – коэффициент керровской нелинейности активного волокна. Насыщение и ограниченность спектра усиления приводят к искажению параболической огибающей и отклонению частотной модуляции от линейного вида и ограничивают величину выходной энергии импульса. Действительно, конечная цель отдельного каскада заключается в получении импульса более высокой энергии при сохранении линейности чирпа и максимально возможному приближению огибающей к параболическому виду. Это возможно сделать при помощи дополнительного спектрального фильтра. Его ширина Ω_b должна определяться компромиссом между достижением высокой выходной энергии импульса и линейностью его частотной модуляции. Важно отметить, что современные достижения оптического процессинга позволяют использовать вместо стандартного фильтра с гауссовым распределением пропускаемых частот, устройства (pulse shaper), обеспечивающие приближение формы импульса к необходимому виду, например, на основе жидких кристаллов или акустооптического модулятора [13, 22, 23]. После прохождения первого блока усилительного каскада импульс снова направляется в инвертер чирпа, затем в спектральный компрессор и вновь проходит узкий спектральный фильтр. В результате импульс, прошедший первый блок, с энергией порядка сотен нДж становится «подготовленным» к следующей стадии усиления. В данной работе мы остановим рассмотрение на этой ступени. Для описания дальнейшего усиления импульса до энергий в десятки мкДж и выше необходимо конкретизировать механизм усиления. В качестве вариантов может быть рассмотрено усиление в легированных стержнях [1, 3], в твердотельных системах и т.п.

Для демонстрации получения импульса высокой энергии с узким спектром, что обеспечивает потенциал его последующего эффективного усиления, было проведено численное моделирование распространения начального параболического импульса с начальной длительностью $\tau_{p0} = 15$ пс, линейным чирпом $C_0 = 1$ пс⁻² и пиковой мощностью 120 Вт.

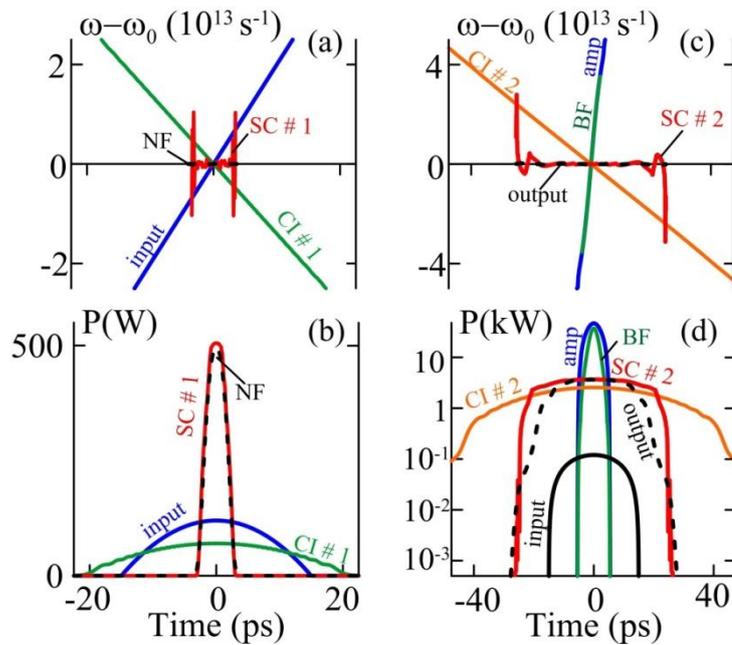


Рис.3. Мгновенная частота (а, с) и форма огибающей импульса (b, d) после прохождения различных стадий каскада. CI – инвертер чирпа, SC – спектральный компрессор, NF – узкий спектральный фильтр, amp – усилитель, BF – широкий фильтр. Input – импульс на входе, output – на выходе из каскада

На рис. 3 показаны огибающие и зависимости мгновенной частоты импульсов после прохождения элементов каскада. Как можно видеть, перед усилением (а, b) частотная модуляция импульса практически полностью погашается. Таким образом, при прохождении узкого фильтра, сглаживающего биения частотной модуляции, импульс теряет минимум энергии и становится подготовленным для усиления. В ходе усиления спектр импульса быстро уширяется из-за ФСМ, при этом узость начального спектра обеспечивает эффективную передачу энергии и линейную частотную модуляцию импульса, по крайней мере, на начальном этапе (с, d). В дальнейшем из-за конечного спектра усиления Ω_g частотная модуляция теряет линейный вид, поэтому в модели уровень усиления (с учетом насыщения) ограничен величиной около 22 дБ. После гауссового фильтра с шириной Ω_b и инвертирования чирпа импульс направляется во второй спектральный компрессор, где его чирп вновь погашается. Повышение энергии импульса позволяет осуществлять компрессию спектра в волокне с меньшей нелинейностью $\gamma_{(II)} = 3 \text{ Вт}^{-1}\text{км}^{-1}$. Здесь также следует отметить, что большая длительность импульса (> 40 пс на полувысоте) и относительно невысокая пиковая мощность позволяют минимизировать влияние высших нелинейных факторов, главным из которых является вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР). В данной модели их влиянием пренебрегается.

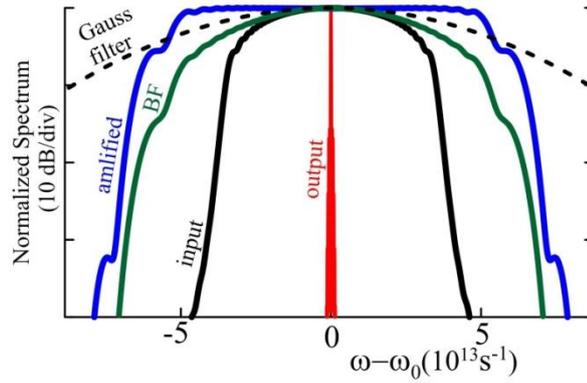


Рис. 4. Нормированный на максимальное значение спектр импульса после прохождения различных стадий каскада. Штриховая линия показывает примененный после усилителя широкий гауссов фильтр

После прохождения выходного узкого фильтра ширина основного пика в спектре импульса достигает $2 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$, при этом пьедестал (слабо различим на рис. 4) имеет уровень менее -17 дБ. Энергия импульса составляет около 106 нДж, что более чем в 55 раз выше энергии на входе.

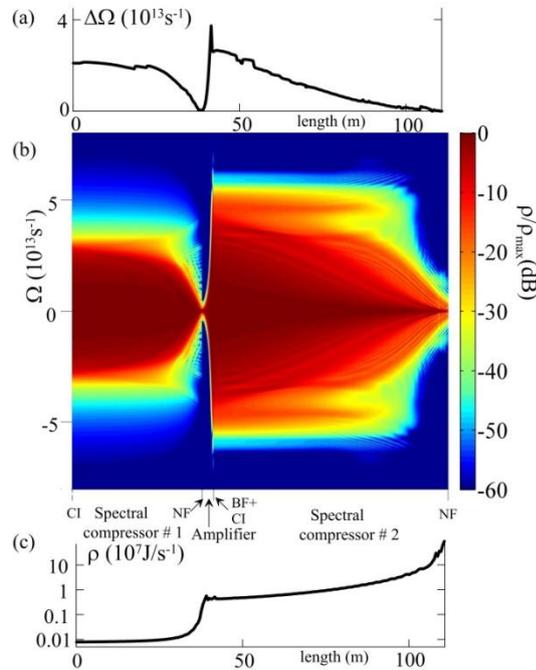


Рис. 5. Изменение ширины нормированного спектра на полувысоте (а), диаграмма эволюции нормированного спектра импульса при прохождении протяженных элементов каскада (б), изменение максимального значения спектральной плотности энергии импульса (с)

Многokратное сжатие спектра импульса позволяет осуществлять дальнейшее повышение энергии в мощной усилительной системе. Приведенные рассуждения иллюстрирует рис. 5, на котором показана эволюция спектра импульса при прохождении каскада. Обращаем внимание на достижение высоких пиковых значений спектральной плотности энергии импульса. Этот результат может иметь самостоятельное значение без отношения к последующему усилению, так как весьма интересен для задач нелинейной конверсии частот, генерации кратных гармоник и т.п.

В работе рассмотрены основные закономерности СК параболических импульсов в нелинейном оптическом волокне. Показано, что методы вари-

ционного анализа позволяют корректно описывать эволюцию параметров импульса при СК. Корректность вариационных расчетов подтверждена сравнением с результатами прямого численного моделирования.

Предложена численная модель усилительного каскада, в состав которого входят сегменты СК. Предложенная модель показывает возможность усиления входных импульсов средней мощности до энергий порядка сотен нДж, при этом спектральные характеристики выходных импульсов обеспечивают потенциал последующего эффективного усиления.

Рассмотрен также вариант предложенной модели, использующий элемент оптического процессинга, позволяющий формировать огибающую и частотную модуляцию импульса. Показано, что при необходимом уровне качества данного элемента параметры предложенной модели могут быть значительно улучшены – снижены потери энергии на спектральную фильтрацию, снижена длина сегментов СК. Последнее, в свою очередь, позволит уменьшить возможные искажения из-за влияния высших дисперсий и поглощения.

1. C. Jauregui, J. Limpert, A. Tünnermann, *Nat. Photonics* **7**, 861 (2013).
2. V. Gapontsev et al., *Adv. Solid-State Photon. Topical Meeting*, OSA (2010).
3. J. Limpert, F. Roser, T. Schreiber et al., *Quantum Electron.* **12**, 233 (2006).
A. Galvanauskas, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **7**, 504 (2001).
4. T. Eidam, J. Rothhardt, F. Stutzki et al., *Opt. Express* **19**, 255 (2011).
5. M.E. Fermann, V.I. Kruglov et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 6010 (2000).
6. D. Korobko, O. Okhotnikov et al., *J. Opt. Soc. Am. B* **30**, 582 (2013).
- I. Zolotovskii et al., *Physics of Wave Phenomena* **21**, 110 (2013).
7. R.H. Stolen, Q. Lin, *Phys. Rev. A* **17**, 1448 (1978).
8. J.P. Limpert, T. Gabler, A. Liem et al., *Appl. Phys. B* **74**, 191 (2002).
9. J.P. Limpert, N. Deguil-Robin et al., *Opt. Lett.* **30**, 714 (2005).
10. J. Fatome, B. Kibler et al., *Applied Optics*, OSA **51**, 4547 (2012).
11. E.R. Andresen, J.M. Dudley, D. Oron et al., *Opt. Lett.* **36**, 707 (2011).
12. S. Boscolo, S.K. Turitsyn, C. Finot, *Opt. Lett.* **37**, 4531 (2012).
13. G.P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, Springer, fourth edition, 2007.
14. А.А. Кутузян, Т.Г. Мансурян и др., *Квант. электрон.* **38**, 383 (2008).
15. Yu.S. Kivshar, G.P. Agrawal, San Diego: Acad. Press, 2003.
16. И.О. Золотовский, Д.И. Семенцов и др., *Квант. электрон.* **40**, 229 (2010).
17. D.A. Korobko et al., *J. of Lightwave Technology* **33**, 3643 (2015).
18. W.H. Renninger, A. Chong, F.W. Wise, *Phys. Rev. A* **82**, 021805 (2010).
19. W.H. Renninger et al., *Selected Topics in Quant. Electron.* **18**, 389 (2012).
20. S. Boscolo, C. Finot, H. Karakuzu et al., *Optics Letters* **39**, 438 (2014).
21. A. Monmayrant, S. Weber, B. Chatel, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **43**, 103001 (2010).

ВОЛОКОННЫЕ СВЕТОВОДЫ С ТОНКОПЛЕНОЧНЫМИ ПОКРЫТИЯМИ И ИХ МОДЫ

О.В. Иванов^{1,2,3}, С.В. Васин²

¹Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Ульяновск

²Ульяновский государственный университет, Ульяновск

³Ульяновский государственный технический университет, Ульяновск
E-mail: olegivvit@yandex.ru

Волоконно-оптические датчики показателя преломления и химического состава внешней среды широко исследуются в последнее время [1]. Эти датчики отличаются малыми размерами, высокой чувствительностью, возможностью мультиплексирования. Для реализации чувствительности волоконных структур к внешней среде эффективным методом является возбуждение поверхностной волны на соответствующей границе [2]. В стандартном волокне поверхностное поле незначительно, но оно может быть увеличено на несколько порядков нанесением покрытий на внешнюю оболочку волокна [3].

Влияние внешней среды на поверхностное поле обнаруживается по сдвигу резонансных длин волн, на которых происходит взаимодействие моды сердцевины оптического волокна с модами оболочки в длиннопериодной решетке или волокне с двойной оболочкой [3].

В данной работе исследуется возможность нанесения на оптическое волокно с двойной оболочкой полимерных покрытий на основе поливинилового спирта толщиной 500-1500 нм. Отрабатывается методика нанесения покрытия заданной толщины и способ ее измерения. Рассчитываются моды волоконной структуры с внешними слоями, имеющими показатель преломления больше, чем показатель преломления сердцевины.

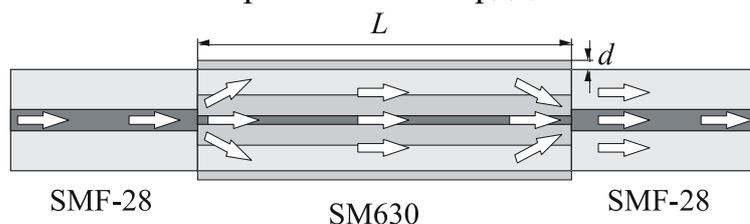


Рис. 1. Структура на основе волокна с двойной оболочкой и покрытием.

Экспериментально измеряются спектры пропускания структуры с покрытием, зависимости резонансных длин волн от толщины покрытия и сравниваются с теоретическим расчетом. Анализируются возможности применения структуры с покрытием в качестве датчика химического состава внешней среды.

Исследование выполнено при поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-47-730738.

1. Y. Zhao et al., Opt. Express **21**, 26136 (2013).
2. O.V. Ivanov, I.V. Zlodeev, Meas. Sci. and Technol. **25**, 015201 (2014).
3. I.D. Villar, I.R. Matias, F.J. Arregui, Opt. Lett. **30**, 2363 (2005).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ В СКРУЧЕННЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ

О.В. Иванов^{1,2,3}

¹Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН, Ульяновск

²Ульяновский государственный университет, Ульяновск

³Ульяновский государственный технический университет, Ульяновск
E-mail: olegivvit@yandex.ru

Скручивание оптического волокна давно используется для модификации структуры волокна, посредством которого происходит воздействие на волоконные моды [1]. Скручивание применяется для управления состоянием поляризации в волокне, для перестройки рабочей длины волны волоконных решеток, при изготовлении волокна для уменьшения двулучепреломления и поляризационной модовой дисперсии и с другими целями. Кроме того, скручивание волокна является одним из нежелательных факторов при прокладке волоконно-оптических кабелей, который должен соответствующим образом учитываться. Скручивание волокна использовалось при создании датчиков [2]. Предложены и реализованы на практике волоконные решетки, формируемые путем скручивания сильно двулучепреломляющих волокон.

Эффект скручивания волокна проявляется в циркулярном двулучепреломлении и вращении поляризации моды, распространяющейся по волокну, со скоростью, пропорциональной скручиванию [3]. При этом коэффициент пропорциональности определяется комбинацией фотоупругих коэффициентов. Величина циркулярного двулучепреломления в скрученных волокнах была измерена в нескольких работах, однако приводимые значения фотоупругого коэффициента имеют достаточно сильный разброс.

В данной работе экспериментально измеряется фотоупругий коэффициент, определяющий величину циркулярного двулучепреломления в волокнах различных типов, с различными параметрами сердцевины, различных производителей. Анализируются результаты измерений и обсуждаются факторы, влияющие на величину фотоупругого коэффициента исследуемого волокна, такие как степень легирования сердцевины. Исследуется влияние скручивания волокна на состояние поляризации при фиксированных концах волокна. В указанной конфигурации линейное вращение поляризации должно отсутствовать, что позволяет выявить поляризационные эффекты более высокого порядка.

Исследование выполнено при поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-47-730738.

1. R. Ulrich, A. Simon, Appl. Opt. **18**, 2241 (1979).
2. V. Budinski, D. Donlagic, Opt. Express **24**, 26282 (2016).
3. O.V. Ivanov, J. Opt. Soc. Am. A **22**, 716 (2005).

СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА СТЕКЛОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ, АКТИВИРОВАННЫХ ВИСМУТОМ

А.А. Пыненков¹, К.Н. Нищев¹, В.М. Кяшкин¹, О.Б. Томилин¹, О.В. Бояркина¹,
С.В. Фирстов², И.А. Кубанова¹

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

²*Научный центр волоконной оптики РАН, Москва*

E-mail: alekspyn@yandex.ru

Висмутсодержащие волоконные световоды являются перспективными для применения в широкополосных волоконно-оптических усилителях, работающих в ближнем ИК-диапазоне длин волн. Практическое применение таких световодов сдерживается тем, что до настоящего времени окончательно не установлена физическая природа висмутовых активных центров (ВАЦ), определяющих спектрально-люминесцентные свойства активной среды. Этому препятствуют: поливалентность ионов висмута, существенное влияние технологических условий синтеза и состава активной среды на спектрально-люминесцентные свойства ВАЦ.

Целью работы являлось исследование влияния элементов 1-3 группы периодической системы Д.И. Менделеева на спектрально-люминесцентные свойства активированных висмутом стеклокристаллических материалов со структурой типа BaGe_4O_9 .

Образцы стеклокерамики со структурой BaGe_4O_9 получали путем отжига исходных аморфных образцов стекла состава $14\text{BaO} - 2\text{N} - (84-x)\text{GeO}_2 - x\text{Bi}_2\text{O}_3$ (N – оксиды элементов 1-3 групп, $x=1, 3, 5$ мол.%) при температурах близких к температуре кристаллизации стекла.

На спектрах поглощения исследуемых образцов стеклокерамики отмечено существенное изменение положения полос поглощения в зависимости от типа вводимой примеси. Так, например, для образцов, в состав которых вводились оксиды элементов 3-й группы, такие как Ga_2O_3 наблюдались характерные полосы поглощения в области 470 и 550 нм. При введении в состав оксидов и фторидов элементов 2-й группы (CaO или CdF_2) наблюдались полосы поглощения в области 430 и 610 нм. По данным квантово-механического моделирования и рентгеновского фазового анализа замещение основного атома матрицы на атомы, как с меньшей, так и большей степенью окисления обеспечивает вариативность валентных состояний висмута. Таким образом, замена вводимой примеси приводит к смене структуры ВАЦ и, как следствие, к изменению типа энергетических переходов.

Реализуемый в интерпретации полученных результатов подход позволяет проектировать висмутсодержащие стеклокристаллические материалы путем модификации кристаллической матрицы.

ФОТОИНДУЦИРУЕМЫЕ ПЕРИОДИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ
И ИХ ХАРАКТЕРИСТИКИ В КРИСТАЛЛАХ $\text{CaF}_2\text{-LuF}_3$,
АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ Ce^{3+} и Yb^{3+}

Н.Ф. Рахимов, А.С. Низамутдинов, В.В. Семашко
Казанский федеральный университет, Казань
E-mail: niyaz@mail.ru

В настоящее время ведется активное исследование материалов, в объеме которых можно было бы создавать пространственные периодические неоднородности оптических характеристик (показатель преломления, коэффициент поглощения) для целей реализации на их основе фотонных кристаллов [1, 2, 3]. Также ведутся поиски методик создания периодических структур на основе центров окраски. В работе [4] в кристалле LiF были созданы периодические структуры с периодом 1 мкм за счет обесцвечивания центров окраски, предварительно наведенных в кристаллическом материале. Существенным является то, что сейчас периодические структуры изготавливают посредством травления либо наведения дефектов в материалах жестким УФ излучением или электронными пучками, т.е. они являются стационарными. При этом следует отметить, что существуют короткоживущие центры окраски, время жизни которых может принимать значения порядка 10^{-10} с [5].

Перспективным представляется создание материалов, оптическими свойствами которых можно было бы управлять с помощью внешнего лазерного излучения за счет управления равновесием динамических процессов в них при накачке УФ излучением.

В настоящей работе обсуждаются результаты экспериментов по созданию периодических неоднородностей коэффициента поглощения центров окраски и коэффициента усиления в смешанных кристаллах со структурой флюорита $\text{CaF}_2\text{-LuF}_3$, активированных ионами Ce^{3+} и Yb^{3+} . Также обсуждаются результаты экспериментов накачки зондирования с временным разрешением. Периодические неоднородности были созданы с помощью интерферометрических методов с использованием излучения 4-й гармоники лазера Nd:YAG с длиной когерентности 20 см. Представлены результаты исследований характеристик полученных периодических структур, а именно глубина модуляции, время жизни периодической структуры, спектральные характеристики.

1. L. Lu, A. Mock, M. Bagheri et al., IEEE Photonics Technology Letters **17**, (2009).
2. P. Barclay, K.-M. Fu, C. Santori et al., OPTICS EXPRESS **12**, 9588-9601 (2009).
3. Y. Tanaka, J. Upham, T. Nagashima et al., Nature materials **6**, 862-866 (2007).
4. F. Bonfigli et. al., Applied Optics **31**, 38-43 (2009).
5. V.V. Semashko, A.K. Naumov, A.S. Nizamutdinov et al., SPIE Proc. **5402**, 421-429 (2004).

ИССЛЕДОВАНИЕ И ОПТИМИЗАЦИЯ ВОЛОКОННЫХ ГОЛЬМИЕВЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ В ДВУХМИКРОННОМ ДИАПАЗОНЕ

И.В. Жлуктова^{1,2}, Н.Ю. Титаренко³, А.А. Тавлеев³,
В.А. Камынин², В.Б. Цветков²

¹Московский технологический университет, Москва

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

³Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

E-mail: i.v.zhuktova@gmail.com

В последние годы большое внимание уделяется волоконным усилителям двухмикронного диапазона. Данный интерес вызван такими перспективными направлениями как медицина, атмосферная связь, спектроскопия и др. [1]. Для реализации оптических схем работающих в двухмикронном диапазоне предпочтительнее всего использовать волокна, легированные ионами гольмия, так как их область люминесценции лежит в диапазоне 1900–2200 нм [2-4].

Была собрана экспериментальная установка с задающим непрерывным гольмиевым лазером, генерирующим слабый сигнал для измерения коэффициентов усиления сигнала и получения спектральных характеристик в активной усиливающей среде, в качестве которой выступало волокно, легированное гольмием. Для накачки усилителя использовался иттербиевый лазер, излучающий на длине волны 1125 нм.

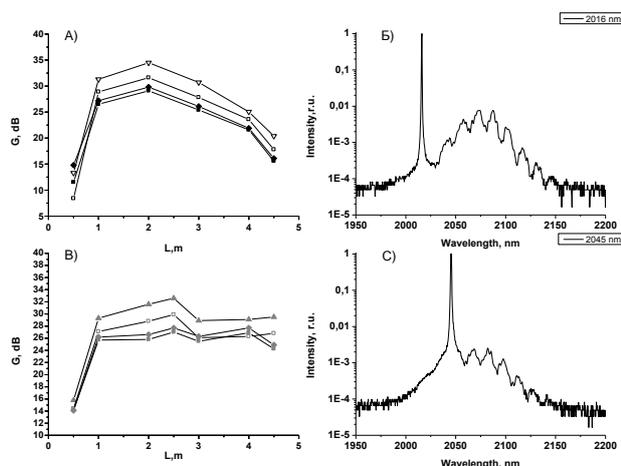


Рис. 1. А) и В) - графики зависимости коэффициента усиления от длины активного волокна; Б) и С) - выходные спектры для 2016 и 2045 нм

По сравнению с предыдущими работами [5, 6] были получены большие коэффициенты усиления для диапазона длин волн 2016-2150 нм, а именно максимальный коэффициент составил более 34 дБ. Проведена тщательная оптимизация активного волокна для нескольких уровней задающего сигнала в диапазоне от 270 мкВт до 1 мВт.

1. K. Scholle et al., Bishnu Pal, 2010.
2. S.D. Jackson, IEEE J. Quantum Electron. **42**, 187 (2006).
3. J. Kim et al., in CLEO/Europe and EQEC (2009).
4. A.S. Kurkov et al., Opt. Lett. **35**, 490 (2010).
5. S.A. Filatova et al., Article in Laser Physics Letters **12**, 095105 (2015).
6. И.В. Жлуктова и др., Сборник трудов МНТКИВТ-2016, 109 (2016).

КОМПАКТНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ НА ОСНОВЕ ВЫСОКОЛЕГИРОВАННОГО $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ КОМПОЗИТНОГО ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА

Б.И. Галаган¹, Б.И. Денкер¹, О.Н. Егорова², В.А. Камынин¹,
А.А. Поносова^{1,3}, С.Е. Сверчков¹, С.Л. Семенов², В.Б. Цветков^{1,4}

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

²Научный центр волоконной оптики РАН, Москва

³ПАО «Пермская научно-производственная приборостроительная
компания», Пермь

⁴Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

E-mail: nasty-a-aleksi@mail.ru

В настоящей работе представлен полностью волоконный компактный усилитель с накачкой в оболочку, в качестве активной среды которого использовано высоколегированное $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ композитное оптическое волокно. Излучение накачки на 971 нм и сигнала на длине волны ~ 1550 нм вводились в композитное волокно через объединитель накачки.

В работе были исследованы спектры излучения и мощность усилителя при различных мощностях накачки. Длина активного волокна в усилителе составляла 23 см.

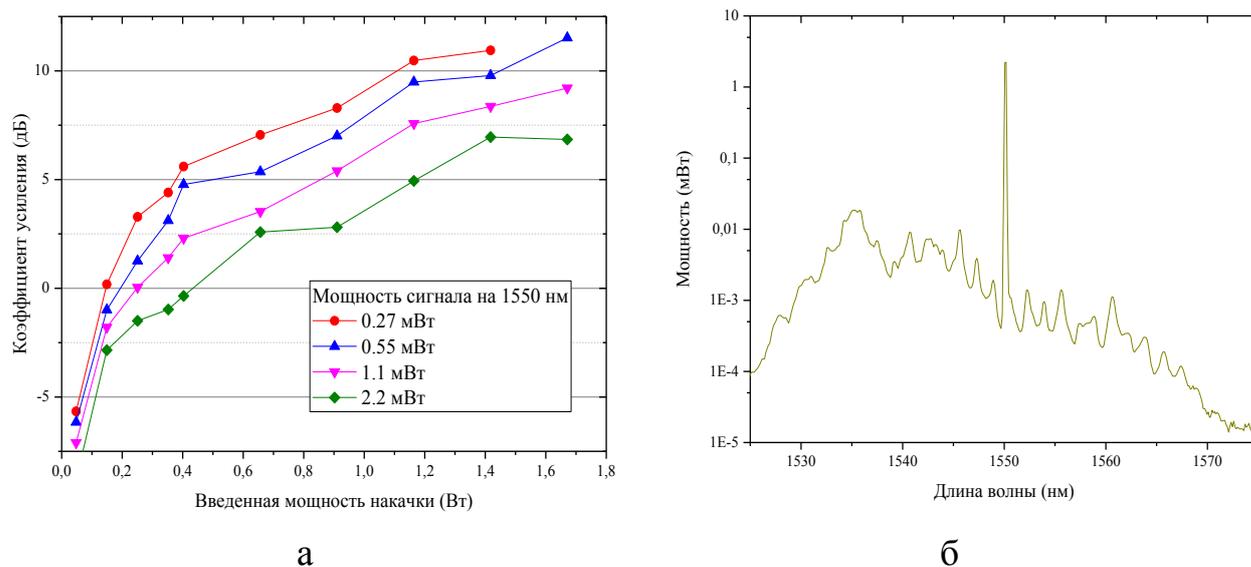


Рис. 1. Зависимость коэффициента усиления от введенной мощности накачки для различных мощностей сигнала (а) и спектр излучения усилителя при мощности сигнала 4,4 мВт (б)

На рис. 1 представлены зависимость коэффициента усиления от введенной мощности накачки для разных мощностей (а) и спектр излучения усилителя (б) при длине активной среды 23 см. Получено максимальное усиление 11,5 дБ, удельное усиление составило 0,5 дБ/см.

Работа была поддержана РФФИ в рамках проекта 14-29-08168 офи_м.

ФОРМИРОВАНИЕ КАНАЛЬНЫХ ВОЛНОВОДОВ В ОБЪЁМЕ КРИСТАЛЛА ZnS С ПОМОЩЬЮ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

В.Л. Литвак, М.П. Смаев, А.Г. Охримчук

Международный центр лазерных технологий, Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева, Москва

E-mail: illusionle@mail.ru

Сульфид цинка имеет широкое окно прозрачности, простирающееся в средний инфракрасный диапазон спектра (0,4–14 мкм). В совокупности с высокой нелинейностью показателя преломления, это делает кристалл ZnS чрезвычайно привлекательным для создания волноводных устройств нелинейной оптики, работающих в среднем ИК.

Кристаллический образец ZnS был протестирован на предмет лазерной записи канальных волноводов. Пучком фемтосекундного лазера ($\lambda = 1028$ нм), сфокусированным под поверхностью полированной пластинки объективом с $NA = 0,85$, была записана серия треков изменённого показателя преломления при сканировании образца поперёк лазерного пучка. При записи варьировались длительность, энергия, частота повторения импульсов, поляризация лазерного пучка, скорость сканирования пластинки. Было установлено, что при облучении происходило уменьшение показателя преломления внутри трека. Все треки в разной степени вытянуты вдоль распространения лазерного пучка в поперечном своём сечении. Зависимость модифицированного показателя преломления $|\Delta n|$ и высоты треков h от длительности импульсов τ представлена на рис. 1. Оптимальная длительность по величине Δn и по гладкости треков заключается в диапазоне 800–1500 фс. Пороговая энергия модификации стекла составила $E_{tr} = 30$ нДж. В широком диапазоне энергий импульса (30–1000 нДж) были получены гладкие однородные треки.

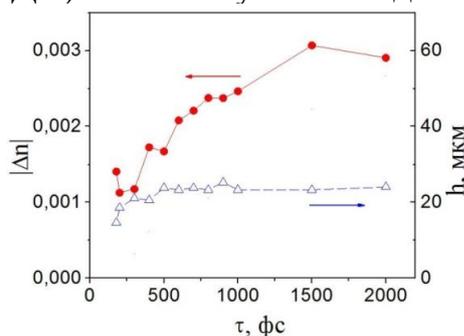


Рис. 1. Зависимость изменения показателя преломления $|\Delta n|$ и высоты трека h от длительности τ импульса (частота следования импульсов $f = 5$ кГц, энергия в импульсе $E_p = 960$ нДж, скорость сканирования $V_{wr} = 0,25$ мм/с)

После определения оптимальных режимов записи треков была осуществлена запись волновода с оболочкой с пониженным показателем преломления. Было продемонстрировано одномодовое ведение излучения для длины волны $\lambda = 1064$ нм.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (грант № 14.Z50.31.0009).

ВОЛОКОННЫЙ ЭРБИЕВЫЙ ЛАЗЕР С ПАССИВНОЙ САМОСИНХРОНИЗАЦИЕЙ МОД

И.А. Волков¹, С.Н. Ушаков^{1,2}, В.А. Камынин², К.Н. Нищев¹

¹Национальный исследовательский Мордовский государственный университет, Саранск

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

E-mail: emofan_80@mail.ru

В последнее время большое число исследований посвящено созданию волоконных лазеров на основе использования нелинейных механизмов [1, 2]. Особенно привлекательными являются надежные цельноволоконные лазеры, конструкции которых не содержат прецизионных оптомеханических элементов. Авторами разработан кольцевой эрбиевый волоконный лазер, схема которого (рис. 1) позволяет реализовать механизм синхронизации мод на эффекте НВП.

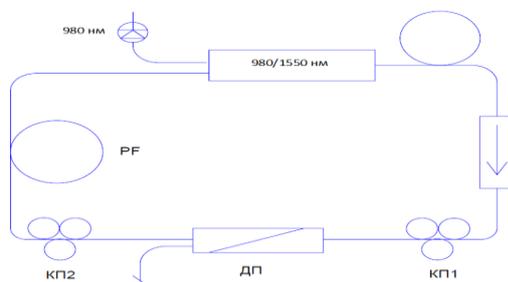


Рис. 1. Схема кольцевого эрбиевого цельноволоконного лазера

Резонатор лазера образован одномодовым волокном SM-E3 (АО «Оптоволоконные Системы» г. Саранск) и волокном, легированным эрбием. Длина активного волокна SM-EYDF-6/125-HE (Nufern) составляла 3 м. Накачка осуществлялась через волоконный сумматор мощности лазерным многомодовым диодом на длине волны 970 нм с выходной мощностью до 4 Вт. Направление генерации в схеме определялось волоконным изолятором. Два контроллера поляризации установлены в кольцевом резонаторе с двух сторон от волоконного поляризационного делителя и используются для подстройки поляризации.

В таблице приведены характеристики излучения волоконного лазера для двух вариантов его конструкции, отличающихся длиной резонатора.

Таблица 1. Характеристики излучения волоконного лазера

| № | Длина резонатора, м | Частота повторения импульсов, МГц | Центральная длина волны излучения, нм |
|---|---------------------|-----------------------------------|---------------------------------------|
| 1 | 70 | 3,2 | 1565 |
| 2 | 210 | 1,1 | 1568 |

1. W. Xu, Z. Luo et al., OPTICS EXPRESS **24**, 10786 (2016).
2. G.P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, 2013.

FIBER OPTICS

FIBER PREAMPLIFIER CASCADE WITH COMPRISING SPECTRAL COMPRESSION FOR GENERATION OF HIGH-ENERGY LASER PULSES

I.O. Zolotovskii

Ulyanovsk state university, Ulyanovsk, Russia

E-mail: rafzol14@mail.ru

Laser optics is actively engaged in development of the systems generating high-power pulses for multiple applications including material processing, optical communication, medicine, etc. Great demand for these systems stimulates progress in high-power optical pulse amplifiers. Compactness, reliability and high beam quality make the amplification systems based on rare earth doped optical fibers attractive for practical use [1, 2]. Fiber amplifier systems suffer from strong nonlinear effects mainly caused by self-phase modulation (SPM) of a propagating pulse. Soliton effects limit the pulse energy in the amplifier with anomalous group velocity dispersion (GVD). Thus, to amplify the laser pulses up to higher energies the fiber amplifiers with normal GVD are widely used [3]. High positive frequency modulation (chirp) is among the main factors limiting pulse power by ~ 100 nJ in such amplifiers. Chirp occurs due to SPM and causes spectrum broadening beyond the amplification band thereby disturbing the pulse envelope and, consequently, destructing the pulse.

A common way to mitigate undesirable nonlinear effects is to use the chirped pulse amplification technique that includes preliminary pulse stretching to reduce its peak power, amplification of the stretched pulse and pulse recompression [4]. With the use of special rod fibers of a large mode-field area in multistage amplifiers this technique enables pulses with energies up to a few mJ and peak power of more than 1 GW generating in Yb laser spectrum range [5]. A recent approach to reduce nonlinear spectrum broadening is amplification of parabolic similariton pulses [6] in fibers with normal GVD increasing along the fiber length [7, 8]. Absence of bulky components (lattices, modulators, etc.) in the system makes this technique very attractive.

Another mechanism used for reduction of SPM induced pulse spectrum broadening is the spectral compression (SC) [9]. In this technique, a negative chirp initially acquired by the pulse is followed by chirp compensation in a nonlinear medium. Recent experimental and theoretical studies of SC have considered various problems, in particular, spectral compression accompanied by pulse amplification resulting in high-power narrow-band pulses [10, 11], SC of parabolic similariton pulses [12, 13], employing SC elements in the model of an efficient similariton laser [14], etc. In this paper, we report the model of the high-energy laser pulse generator based on spectral compression and employed as a preamplifier. Pulse spectrum narrowing allows its efficient amplification in the subsequent stages. The paper compares two models of such amplifying systems. The first model utilizes a standard mechanism of spectral filtering for nonlinear chirp suppression, while the second one employs pulse shaping elements for this purpose.

Key equations

This section analyzes the main characteristics of SC of a pulse propagating in nonlinear optical fiber. Let us consider the common model of pulse propagation in nonlinear fiber based on the nonlinear Schrödinger equation (NSE) inscribed for a complex amplitude $A(z,t)$ [15]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} - \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i\gamma |A|^2 A = 0. \quad (1)$$

Here, z is the longitudinal coordinate, t is the time in the moving coordinate system, β_2 and is the GVD parameter, γ is the Kerr nonlinearity parameter. For simplicity, fiber losses are neglected in this section. Hereinafter, the β_2 wavelength dependence, i.e. high order dispersion coefficients (third order and higher), are also omitted. It is feasible if the fiber length is much shorter than $L_{3D} = 2\tau_0^3/\beta_3$, where τ_0 is the pulse duration, β_3 is the third order dispersion. This condition is valid for the pulses of ps and longer duration propagating in the fibers shorter than 100 m having $\beta_3 < 10^{-2} \text{ps}^3/\text{m}$. In these fibers, the GVD of about $\beta_2 \approx 10^{-2} \text{ps}^2/\text{m}$ effectively contributes to propagation of these pulses even for the fiber length of tens of meters [16].

Let us consider a linearly frequency modulated pulse with a negative chirp $A(0,t) = a(t) \exp(iC_0 t^2)$, $C_0 < 0$ injected into the fiber. When propagating in a fiber, the SPM induced positive pulse chirp compensates the initial chirp causing pulse spectrum narrowing. Compression quality depends on the pulse envelope shape $a(t)$. The best results have been reported for a parabolic shape of the pulse envelope (P_0 is the peak power) [12, 13]

$$a = \sqrt{P_0 \left(1 - \frac{t^2}{\tau_p^2}\right)}, \quad |t| \leq \tau_p, \quad a = 0, \quad |t| > \tau_p, \quad (2)$$

Indeed, in the case of zero dispersion $\beta_2 = 0$ at some fiber length $z = L$ the frequency modulation can be completely compensated $C_0 t^2 - \gamma P_0 [1 - (t/\tau_p)^2] L = -\gamma P_0 L = \text{const}$ and the minimal spectrum width can be achieved.

Although dispersion and its interplay with SPM are commonly believed to ultimately limit the spectral compression performance, in the case of Gaussian pulse shape, as it is shown in Ref. [16], certain correlation between GVD and nonlinearity may enhance the quality of the spectral compression process. Here, however, we are estimating not the SC quality but its variation with the dispersion parameter with the aim to define the optimal length of fiber with the given nonlinearity and GVD that corresponds to the minimal spectrum width of the propagating parabolic pulse.

To estimate this effect of GVD a standard variational method can be applied [17]. Assuming that the pulse parameters are determined mainly by the nonlinearity and the effect of GVD is just disturbance effect, the propagating pulse could be considered to maintain the parabolic shape (2) and linear frequency modulation.

The following set of equations is obtained for the pulse chirp $C(z)$ and duration $\tau_p(z)$ [18, 19]:

$$\begin{aligned}\frac{d\tau_p}{dz} &= 2\beta_2 C\tau_p, \\ \frac{dC}{dz} &= -2C^2\beta_2 + \frac{3\gamma W}{4\tau_p^3}.\end{aligned}\quad (3)$$

Here, W is the pulse energy. Fig. 1 shows evolution of the pulse duration τ_p from set (3) and spectrum width $\Delta\Omega$ that is determined by the ratio

$$\Delta\Omega = \sqrt{\left(\frac{4\ln 2}{\tau_{\text{FWHM}}}\right)^2 + (C\tau_{\text{FWHM}})^2},$$

where τ_{FWHM} is the pulse width at half of maximum. At a strong frequency modulation an assumption $\Delta\Omega \approx |C|\tau_{\text{FWHM}}$ is valid. Fig. 1 (a, b) compares evolution of the parameters of initial parabolic pulse with an average energy of $W = 1.33 \text{ nJ}$ in non-linear optical fibers with different GVDs.

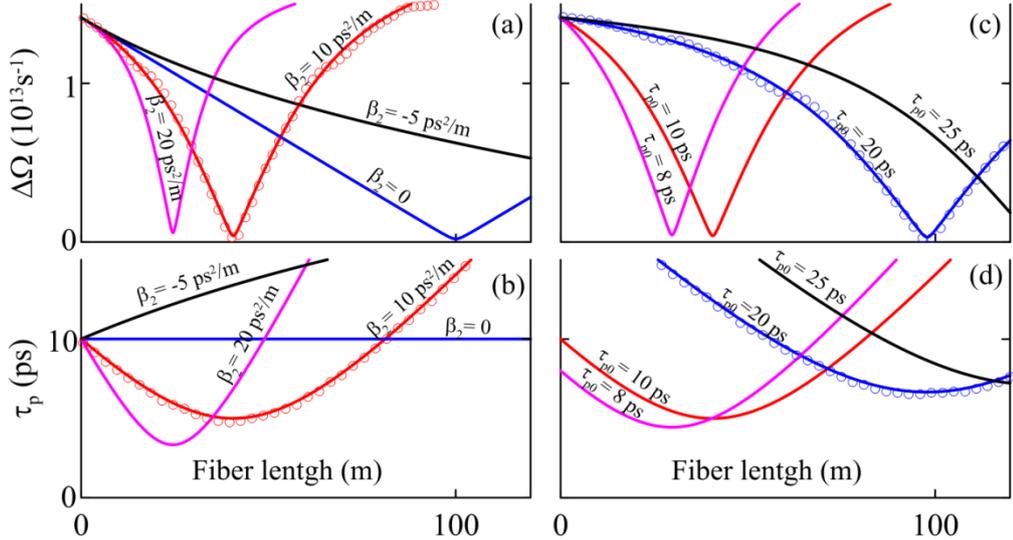


Fig. 1. Evolution of the spectral width (a) and duration (b) of a parabolic pulse of duration $\tau_{p0} = 10 \text{ ps}$ and initial chirp $C_0 = -1 \text{ ps}^{-2}$ propagating in fibers with nonlinear parameter $\gamma = 10 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ and different GVDs. Evolution of the spectral width (c) and duration (d) of parabolic pulses of equal energy, the same initial spectral widths but different initial pulse durations τ_{p0} propagating in the fiber with nonlinear parameter $\gamma = 10 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ and GVD $\beta_2 = 10 \text{ ps}^2 / \text{m}$.

Solid lines are calculations from set (3). The circles are results of numerical simulation of Eq. (1) with corresponding parameters

One can see that in the normal GVD fibers spectral compression occurs much faster in comparison with zero dispersion fibers. As the pulse is compressing, the minimal spectral width $\Delta\Omega_{\text{min}}$ obtainable in the normal GVD fiber is a bit greater than $\Delta\Omega_{\text{min}}$ achievable in fibers with $\beta_2 = 0$. To obtain extremely narrow spectrum, SC in anomalous GVD $\beta_2 < 0$ fibers seems to be the most attractive due to pulse stretching. However, much longer fibers (over 250 m for $\beta_2 = -5 \text{ ps}^2 / \text{m}$) are required for such compression and so high order dispersion and absorption effects leading to degradation of SC efficiency have to be taken into account.

The choice of initial negative chirp C_0 value is important for effective SC. fig. 1 (c,d) compares evolution of the spectral width $\Delta\Omega$ and duration τ_p of parabolic pulses that could be achieved at the negative frequency modulation assigned to the initial pulse (e.g. by means of diffraction gratings). These pulses are of equal energy $W = 1,33$ nJ and initial spectral width but different durations τ_{p0} and, hence, different initial chirp C_0 . As expected, due to higher peak power, SC of the pulses with high absolute value of the initial chirp C_0 occurs at shorter fiber length. However, SC of the pulses with lower chirp C_0 occurs at longer pulse duration. Thus, a narrower minimal spectral width $\Delta\Omega_{\min}$ can be achieved. However, again, the use of longer fiber length requires accounting of high dispersion coefficients and absorption.

Eqs. (3) demonstrate specific scaling, i.e. change of the initial pulse duration $\tau_{p0} \rightarrow k\tau'_{p0}$ with varying peak power (or fiber nonlinearity) $\gamma P_0 \rightarrow k^2\gamma'P'_0$ does not shift the SC maximum $C=0$. This allows generalization of the results obtained in this section for the pulses with different energies and durations.

The results obtained by the variational method should be verified. Even in a simple model governed by the NSE (1), initially parabolic pulse propagating in a fiber changes its envelope shape, so the assumption of a linear frequency modulation inside the pulse is not perfectly valid. To validate reliability of the results, Eq. (1) has been numerically simulated by the split-step Fourier method [15]. Simulation results for two sets of initial conditions and fiber parameters are shown in Fig. 1. One can see a good agreement of these results with calculation results of set (3). It confirms validity of the variational method for description of the pulse parameters during SC.

Model of a cascade amplifier system

Employing results of the previous section now we consider the cascade amplifier complex generating high energy pulses. Let a picosecond pulse of the average energy (1-3 nJ), high positive linear chirp with a spectral width $\Delta\Omega$ of about 10^{13} s^{-1} be introduced in the cascade. Such pulses can be generated by similariton lasers based on a normal dispersion cavity [20, 21].

The scheme of cascade amplifier system is shown in fig. 2. The first element of the cascade is a chirp inverter providing the pulse with a negative frequency modulation. In the model, it is a linear dispersion element with anomalous GVD β_{2ch} . In practice, it could be designed as a pair of diffraction gratings. Then, the pulse passing the first element undergoes spectral compression followed by effective amplification. The spectral compressor is characterized by the parameters of GVD β_2 , nonlinearity γ and the fiber length l . A narrow band spectral filter is included before the amplifier. In our model, Gaussian filter with the transmission spectrum width Ω_n is employed. This element is important to filter out the spectral density pedestal appearing with SC of the pulse. The filter smoothes local perturbations of the pulse envelope that could cause instabilities and pulse destruction during amplification. Importantly, the filter does not affect significantly the pulse en-

ergy, since the most of the pulse energy is concentrated in the central part of the spectrum that can pass through the filter without significant losses.

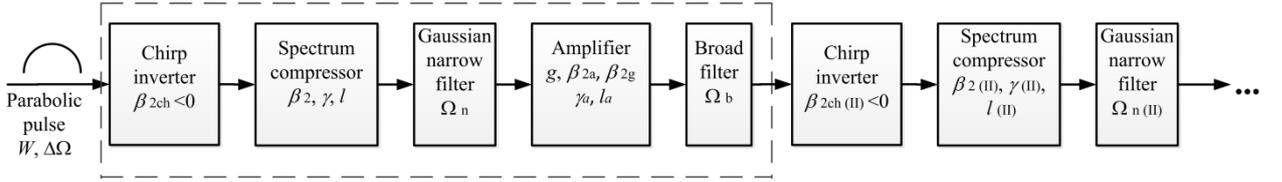


Fig. 2. The cascade amplifier system

The system employs a fiber amplifier with the normal GVD β_{2a} as the main element providing high energy transfer to the pulse that is possible due to the high value of small signal gain g_0 , while the saturation gain

$$g = g_0 \left(1 + \frac{1}{E_{sat}} \int |A(z, t)|^2 dt \right)^{-1}, \quad (4)$$

describing the gain decrease with the length caused by pump depletion should be determined by rather high saturation energy E_{sat} .

In an ideal amplifier with the spectrally unlimited gain, which is constant along the fiber length, the pulse of any shape acquires a parabolic shape with a linear chirp determined by the gain and normal GVD parameter [6]. However, in the present approach, both saturation in the amplifier and final amplification spectrum band Ω_g are accounted providing more correct description of the real amplifier.

Pulse propagation in the amplifier is described by the modified NSE

$$\frac{\partial A}{\partial z} - i \frac{\beta_{2a} - i\beta_{2g}}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i\gamma_a |A|^2 A = \frac{gA}{2}, \quad (5)$$

where $\beta_{2g} = g / \Omega_g^2$, γ_a is the Kerr nonlinearity of an active fiber.

Saturation and finite gain bandwidth cause perturbation of the parabolic pulse envelope and deviate a pulse chirp from linearity thus restricting the achievable pulse output energy. Indeed, the task addressed to the amplifier in this cascade is to generate a pulse with higher pulse energy maintaining linearity of the chirp and parabolic shape of the pulse envelope. It can be done employing another spectral filter with the transmission band providing a proper balance between output pulse energy and linearity of the pulse frequency modulation. Note that recent advances in optical processing allow to replace a filter with a pulse shaper (e.g. based on liquid crystals or acousto-optic modulators) [13, 22, 23] that is able to adjust any required pulse shape to the propagating pulse. Further, we will discuss this approach in more detail.

After passing the first block, the pulse again passes the chirp inverter, then the spectral compressor and narrow spectral filter. As a result, the pulse passed the first stage with the energy of about several hundreds of nJ is prepared for amplification in next stages. So, the considered configuration is some kind of preamplifier enabling high-energy pulse generation. The concern of this model is to demonstrate generation of high energy pulse with narrow spectrum allowing its further amplification.

To demonstrate generation of high energy narrow-band pulses the propagation of a parabolic pulse with the initial duration $\tau_{p0} = 15$ ps, linear chirp $C_0 = 1$ ps⁻² and peak power of 120 W has been numerically simulated.

The simulation results are given in figs. 3-5. Fig. 3 shows the envelopes and instantaneous frequency of pulses passed the cascade elements. As one can see, before amplification (fig. 3 (a, b)) the pulse frequency modulation is almost compensated.

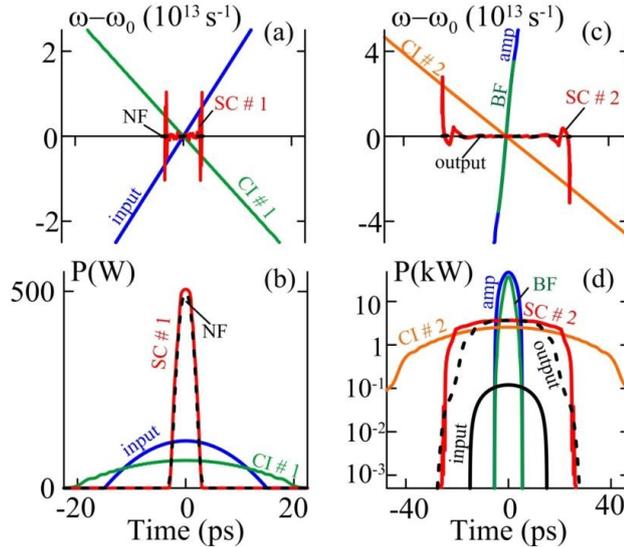


Fig. 3. The instantaneous frequency (a,c) and pulse envelope for pulse passing different stages of the cascade (b,d). CI – chirp inverter, SC - spectral compressor, NF – narrow-band filter, amp.- amplifier, BF – broad-band filter, Input – the pulse at cascade input. Output is the pulse at cascade output

Thus, the pulse loses minimum of its energy as it passes a narrow-band filter that smoothes frequency modulation peaks and is prepared for amplification. During amplification the pulse spectrum broadens rapidly due to SPM. However, initial narrow spectrum of the pulse ensures efficient energy transfer and linear frequency modulation for a pulse, at least, at the beginning of the amplification (fig. 3 (c, d)). Then, due to a limited gain bandwidth Ω_g , the frequency modulation loses its linearity, therefore, the maximal total amplification obtained in the model (the gain saturation is taken into account) is limited by 22 dB. After passing a Gaussian broadband filter with the width Ω_b and chirp inverter, the pulse is introduced into the second spectral compressor where its chirp is compensated again.

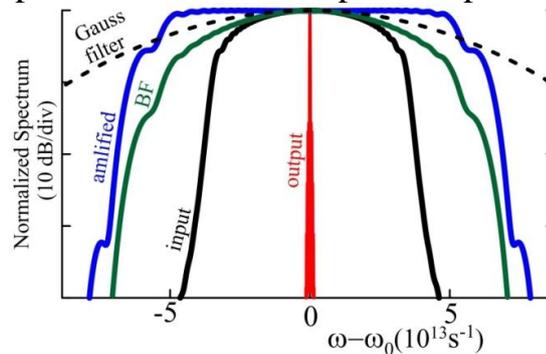


Fig. 4. The pulse spectrum normalized to the maximal value after passing different stages of the cascade. Dashed line is a broad-band Gaussian filter used after amplification

An increase of the pulse energy enables the second SC in the fiber with lower nonlinearity $\gamma_{(II)} = 3 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$. Noteworthy, long pulse duration (>40 ps at half-maximum) and relatively low peak power allow to mitigate influence of higher order non-linear parameters, mainly of Raman scattering. In our model, these effects are neglected. After passing a narrow filter, the width of the main peak in the pulse spectrum achieves $2 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$, while the level of the pulse pedestal (obscure in fig. 4) is less than -17 dB.

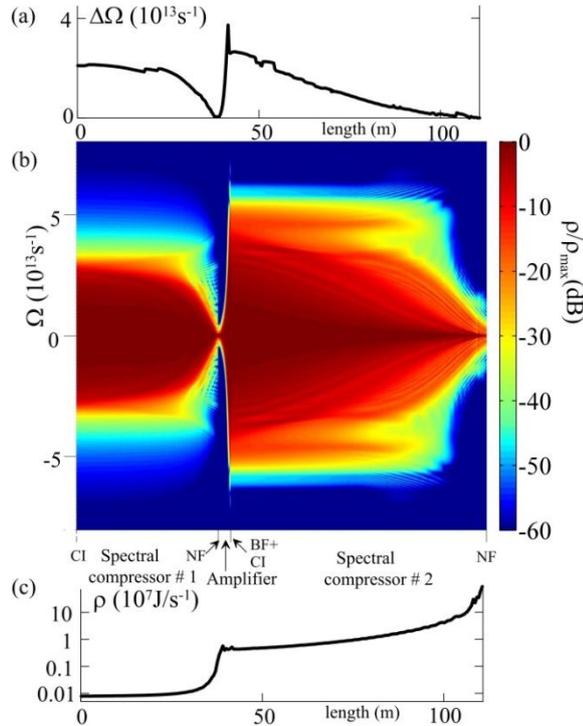


Fig. 5. Dynamics of the normalized spectrum width (FWHM) (a), evolution of the normalized spectrum of the pulse passing through long cascade elements (b), dynamics of the maximal value of the pulse energy spectral density (c)

The output pulse energy of about 106 nJ is 55 times higher than the energy at the input. Significant spectral compression allows further energy increase in the amplifier system. Fig. 5 shows spectrum evolution of the pulse passing the cascade. One should note high peak values of the obtained pulse spectral energy density. This result is of particular concern even with no regard to further amplification, since it could be used for problems of nonlinear frequency conversion, generation of high harmonics etc.

In summary, we consider spectral compression of parabolic pulses in nonlinear optical fiber. It is been shown that the variational analysis allows correct description of the dynamics of pulse parameters during SC. The results of the analysis are validated by direct numerical simulations.

We propose a numerical model of the preamplifier cascade comprising spectral compression. The model demonstrates that the input pulses of moderate power could be amplified up to energies of hundreds of nJ so that the spectral parameters of output pulses become suitable for further effective amplification of the pulse. We also offer the model modification employing the pulse shaper to optimize the pulse envelope and frequency modulation. It has been shown that the pulse shaper could significantly improve the model parameters, in particular, to reduce energy

losses in spectral filtering and shorten length of SC elements. The latter, in its turn, diminishes perturbations caused by higher dispersion and absorption.

1. C. Jauregui, J. Limpert, A. Tünnermann, *Nat. Photonics* **7**, 861 (2013).
2. V. Gapontsev, F. Fomin, A. Ferin et al., Paper AWA1 in Proc. Adv. Solid-State Photon. Topical Meeting, OSA (2010).
3. J. Limpert, F. Roser, T. Schreiber et al., *Quantum Electron.* **12**, 233 (2006).
4. A. Galvanauskas, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **7**, 504 (2001).
5. T. Eidam, J. Rothhardt, F. Stutzki et al., *Opt. Express* **19**, 255 (2011).
6. M.E. Fermann, V.I. Kruglov et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 6010 (2000).
7. D. Korobko, O. Okhotnikov et al., *J. Opt. Soc. Am. B* **30**, 582 (2013).
1. Zolotovskii, D. Korobko, D. Sementsov, *Physics of Wave Phenomena* **21**, 110 (2013).
8. R.H. Stolen, Q. Lin, *Phys. Rev. A* **17**, 1448 (1978).
9. J.P. Limpert, T. Gabler, A. Liem et al., *Appl. Phys. B* **74**, 191 (2002).
10. J.P. Limpert, N. Deguil-Robin et al., *Opt. Lett.* **30**, 714 (2005).
11. J. Fatome, B. Kibler et al., *Applied Optics*, OSA **51**, 4547 (2012).
12. E.R. Andresen, J.M. Dudley, D. Oron et al., *Opt. Lett.* **36**, 707 (2011).
13. S. Boscolo, S.K. Turitsyn, C. Finot, *Opt. Lett.* **37**, 4531 (2012).
14. G.P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, Springer, fourth edition, 2007.
15. A.A. Kutuzyan, T.G Mansuryan et al., *Quantum. electron.* **38**, 383 (2008).
16. Yu.S. Kivshar, G.P. Agrawal, *Optical solitons: from fibers to photonic crystals*, San Diego: Acad. Press, 2003.
17. Zolotovskii, D. Sementsov et al., *Quantum. electron.* **40**, 229 (2010).
18. D.A. Korobko, O.G. Okhotnikov, D.A. Stoliarov et al., *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology* **33**, 3643 (2015).
19. W.H. Renninger, A. Chong, F.W. Wise, *Phys. Rev. A* **82**, 021805 (2010).
20. W.H. Renninger, A. Chong, F.W. Wise, *Selected Topics in Quantum Electronics*, IEEE **18**, 389 (2012).
21. S. Boscolo, C. Finot, H. Karakuzu et al., *Optics Letters* **39**, 438 (2014).
22. A. Monmayrant, S. Weber, B. Chatel, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **43**, 103001 (2010).

OPTICAL FIBERS WITH THIN FILM COATINGS AND THEIR MODES

O.V. Ivanov^{1,2,3}, S.V. Vasin²

¹*Ulyanovsk Branch of Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS, Ulyanovsk*

²*Ulyanovsk State University, Ulyanovsk*

³*Ulyanovsk State Technical University, Ulyanovsk*

E-mail: olegivit@yandex.ru

Fiber optic refractive index and chemical sensors are widely investigated in recent years [1]. These sensors have advantages of small size, high sensitivity, and multiplexing. An effective method to realize sensitivity of fiber structures to external medium is excitation of evanescent waves at the fiber-medium interface [2]. The evanescent field in a standard fiber is weak, but it can be enhanced by several orders of magnitude when the outer cladding of the fiber is coated with a thin film having refractive index higher than that of the cladding [3].

The influence of the external medium on the evanescent field reveals itself as a wavelength shift of a resonance corresponding to interaction of the core mode and cladding modes in a long-period fiber grating or a double cladding fiber [3].

In this work, we investigate feasibility of deposition of thin film coatings on double cladding optical fiber. The coatings are based on polyvinyl alcohol and have thickness 500-1500 nm, which is of order of the wavelength. The transmission spectrum of the double cladding structure contains several dips caused by interference between fiber modes. We work through the procedure of deposition of coating with a constant thickness and measurement of coating thickness. We calculate numerically the modes of the multilayer fiber structure with outer cylindrical layers having refractive index higher than the refractive index of the core.

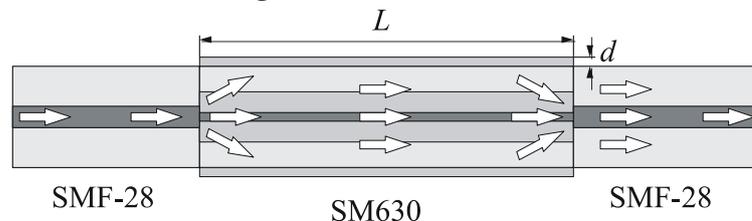


Fig. 1. Double cladding fiber structure with an overlay

Transmission spectra of the double cladding fiber structure are measured, and the dependence of resonance wavelengths on coating thickness is compared with theoretical calculation. We analyze the possibility of using this coated fiber structure as a chemical sensor.

The reported study was funded by RFBR according to the research project № 16-47-730738.

1. Y. Zhao et al., *Opt. Express* **21**, 26136 (2013).
2. O.V. Ivanov, I.V. Zlodeev, *Meas. Sci. and Technol.* **25**, 015201 (2014).
3. I.D. Villar, I.R. Matias, F.J. Arregui, *Opt. Lett.* **30**, 2363 (2005).

EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF POLARIZATION TRANSFORMATION IN TWISTED OPTICAL FIBERS

O.V. Ivanov^{1, 2, 3}

¹*Ulyanovsk Branch of Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS, Ulyanovsk*

²*Ulyanovsk State University, Ulyanovsk*

³*Ulyanovsk State Technical University, Ulyanovsk*

E-mail: olegivvit@yandex.ru

Twisting of optical fiber has been used for a long time to modify fiber structure and modes propagating through the fiber [1]. Twisting is employed for controlling polarization state in the fiber, tuning wavelength of fiber gratings, reduction of linear birefringence during fiber drawing, controlling polarization mode dispersion, etc. In addition, twisting of optical fiber is one of the hindrances that should be eliminated during cable laying, and the effect of twisting should be taken into account accordingly. Some sensors are based on fiber twisting [2]. Fiber grating fabricated by twisting standard and special fibers has been proposed and realized.

The effect of fiber twist exhibits itself in circular birefringence and rotation of polarization of mode propagating through the fiber with the rate proportional to twist [3]. The ratio between the twist and polarization rotation is determined by combination of stress-optic coefficients. The value of circular birefringence in twisted fiber has been measured in several works; however, there is no good agreement between the results obtained.

In this work, we experimentally measure strain-optic coefficient that determines circular birefringence in fibers of various types from different manufactures. We test fibers with different parameters of the core. We analyze the measurement results and discuss the factors that influence the strain-optic coefficient of the corresponding fiber, such as dopant concentration. We study the effect of twisting for a fiber with fixed ends. In this configuration, the linear rotation of polarization is eliminated, that allows us to reveal polarization effects of higher orders.

The reported study was funded by RFBR according to the research project №16-47-730738.

1. R. Ulrich, A. Simon, *Appl. Opt.* **18**, 2241 (1979).
2. V. Budinski, D. Donlagic, *Opt. Express* **24**, 26282 (2016).
3. O.V. Ivanov, *J. Opt. Soc. Am. A* **22**, 716 (2005).

SPECTRAL-LUMINESCENT PROPERTIES OF BISMUTH-DOPED GLASS-CRYSTALLINE MATERIALS

A.A. Pynenkov¹, K.N. Nishchev¹, V.M. Kyashkin¹, O.B. Tomilin¹,
O.V. Boyarkina¹, S.V. Firstov², I.A. Kubanova¹

¹*Ogarev Mordovia State University, Saransk*

²*Fiber Optics Research Center of the Russian Academy of Sciences,
Moscow*

E-mail: alekspyn@yandex.ru

Bismuth-containing optical fibers are promising for use in broadband fiber-optic amplifiers operating in the near infrared wavelength range. The practical application of such fibers is hampered by the fact that until now the physical nature of the bismuth active centers (BAC) determining the spectral-luminescent properties of the active medium has not been finally established. This is hampered by the polyvalence of bismuth ions, the significant influence of technological conditions for synthesis and composition of the active medium on the spectral-luminescent properties of the BAC.

The aim of this work was to investigate the influence of elements 1-3 of the group of the periodic table of D.I. Mendeleev on the spectral-luminescent properties of bismuth-activated glass-crystalline materials with a BaGe_4O_9 type structure. Samples of glass ceramics with the BaGe_4O_9 structure were obtained by annealing the initial amorphous glass samples of the composition $14\text{BaO}-2\text{N}-(84-x)\text{GeO}_2-x\text{Bi}_2\text{O}_3$ (N-oxides of the elements of the 1-3 groups, $x = 1, 3, 5$ mol%) at temperatures close to The crystallization temperature of the glass.

The absorption spectra of the investigated glass-ceramic samples show a significant change in the position of the absorption bands, depending on the type of impurity introduced. For example, for samples containing oxides of elements of the third group such as Ga_2O_3 , characteristic absorption bands in the 470 and 550 nm regions were observed. When introducing into the initial matrix oxides and fluorides of the elements of the second group (CaO or CdF_2), absorption bands were observed in the region of 430 and 610 nm. According to the data of quantum mechanical modeling and X-ray phase analysis, the replacement of the basic atom of the matrix by atoms with both a lower and a higher degree of oxidation ensures the variability of valence states of bismuth. Thus, the replacement of the impurity introduced leads to a change in the structure of the BAC and, as a consequence, to a change in the type of energy transitions.

The approach realized in the interpretation of the results obtained allows one to design bismuth-containing glass-crystalline materials by modifying the crystal matrix.

LIGHT-INDUCED PERIODIC STRUCTURES AND THEIR
CHARACTERISTICS IN CRYSTALS $\text{CaF}_2\text{-LuF}_3$,
ACTIVATED BY Ce^{3+} AND Yb^{3+} IONS

N.F. Rakhimov, A. S. Nizamutdinov, V. V. Semashko
Kazan Federal University, Kazan,
E-mail: niyaz_06@mail.ru

Currently under active investigation materials, in volume of which could create spatial periodic heterogeneity of optical characteristics (refractive index, absorption coefficient) for realization photonic crystals [1, 2, 3]. Also being sought techniques for creating periodic structures on the basis of color centers. In [4] in a LiF were created periodic structure with a period of 1 micron by bleaching of color centers, previously induced in the crystalline material. It is essential, that now periodic structures are made by etching or guidance defects in materials by hard UV radiation or electron beams, i.e. they are stationary. It should be noted, there are short lived color centers, lifetime of which can range from about 10^{-10} s [5].

Promising the creation of materials, whose optical properties can be controlled by external laser light through the management equilibrium of dynamic processes in them pumped UV radiation.

In this paper, we discuss the results of experiments of creating periodic inhomogeneities of the absorption coefficient of color centers and the gain in mixed crystals with the fluorite structure $\text{CaF}_2\text{-LuF}_3$, doped Ce^{3+} and Yb^{3+} . The results of pumping experiments with time resolution are also discussed. Periodic inhomogeneities were created using interferometric techniques using radiation 4th harmonic Nd: YAG laser with a coherence length of 20 cm. Here presented results of research characteristics of periodic structures, namely, the depth of modulation, lifetime of the periodic structure and spectral characteristics.

1. L. Lu, A. Mock, M. Bagheri et al., IEEE Photonics Technology Letters **17**, (2009).
2. P. Barclay, K.-M. Fu, C. Santori, R. Beausoleil, OPTICS EXPRESS **12**, 9588-9601 (2009).
3. Y. Tanaka, J. Upham, T. Nagashima et al., Nature materials **6**, 862-866 (2007).
4. F. Bonfigli et. al., Applied Optics **31**, 38-43 (2009).
5. V.V. Semashko, A. K. Naumov, A. S. Nizamutdinov, SPIE Proc **5402**, 421–429 (2004).

RESEARCH AND OPTIMIZATION OF FIBER HOLMI AMOUNT AMPLIFIERS IN THE TWO-MICROWAVE RANGE

I.V. Zhluktova^{1,2}, N.Y. Titarenko³, A.A. Tavleev³, V.A. Kamynin², V.B. Tsvetkov²

¹*Moscow Technological University, Moscow*

²*Prokhorov General Physics Institute RAS, Moscow*

³*National Research Nuclear University "MEPhI", Moscow*

E-mail: i.v.zhluktova@gmail.com

In recent years, great attention has been paid to fiber amplifiers of the two-micron range. This interest is caused by such perspective directions as medicine, atmospheric communication, spectroscopy, etc. [1]. To realize optical circuits operating in the two-micron range, it is preferable to use fibers doped with holmium ions, since their luminescence region lies in the range 1900-2200 nm [2-4].

An experimental setup with a continuous holmium laser was generated, generating a weak signal for measuring the signal amplification coefficients and obtaining spectral characteristics in an active amplifying medium, which was holmium-doped fiber. An ytterbium laser emitting at a wavelength of 1125 nm was used to pump the amplifier.

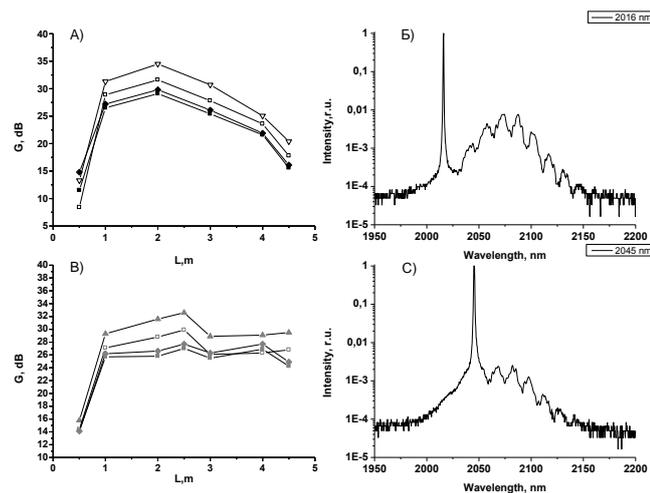


Fig.1. A) and B) - graphs of the dependence of the gain on the length of the active fiber;
B) and C) - output spectra for 2016 nm and 2045 nm

Compared with previous works [5, 6], large gain factors were obtained for the wavelength range 2016 - 2150 nm, namely the maximum coefficient was more than 34 dB. A careful optimization of the active fiber for several levels of the master signal in the range from 270 μ W to 1 mW has been carried out.

1. Scholle et al., Bishnu Pal, 2010.
1. S.D. Jackson, IEEE J. Quantum Electron. **42**, 187 (2006).
2. K. Kim et al., in CLEO/Europe and EQEC (2009).
3. A.S. Kurkov et al., Opt. Lett. **35**, 490 (2010).
4. S.A. Filatova et al., Article in Laser Physics Letters **12**, 095105 (2015).
5. I.V. Zhluktova et al., INTERNATIONAL SCIENTIFIC AND TECHNICAL CONFERENCES Informatics and technology. Innovative technologies in industry and informatics , Moscow, 109 (2016).

НОВЫЕ ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИЕ ГЕНЕРАТОРЫ - ТВЕРДООКСИДНЫЕ ТОПЛИВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ (ТОТЭ) ПЛАНАРНОЙ КОНСТРУКЦИИ

С.И. Бредихин

Институт физики твердого тела Российской академии наук, Черноголовка

Представлены результаты выполнения работ по разработке лабораторной масштабируемой технологии изготовления батарей из ТОТЭ планарной конструкции и концепции создания на их базе энергетических установок различного назначения и структуры. Представлены результаты изготовления и испытаний электрохимических характеристик батарей ТОТЭ планарной конструкции мощностью 500 Вт.

Целями работы являлись:

– Разработка научно-технических основ создания высокоэффективных экологически чистых энергетических установок (ЭУ) на основе твердооксидных топливных элементов (ТОТЭ).

– Разработка материалов, технологии изготовления и конструкции ТОТЭ с высокими плотностью энерговыведения, надежностью и эксплуатационными характеристиками.

– Повышение эффективности и снижение стоимости ТОТЭ за счет создания и использования новых функциональных материалов и структур для композиционных многослойных электродов и других компонентов твердооксидных топливных элементов.

– Разработка конструкции и масштабируемой лабораторной технологии изготовления батарей ТОТЭ планарной конструкции.

– Разработка, изготовление и испытания экспериментального образца энергоустановки на основе ТОТЭ.

– Изготовление и испытание батареи ТОТЭ планарной конструкции мощностью 500 Вт.

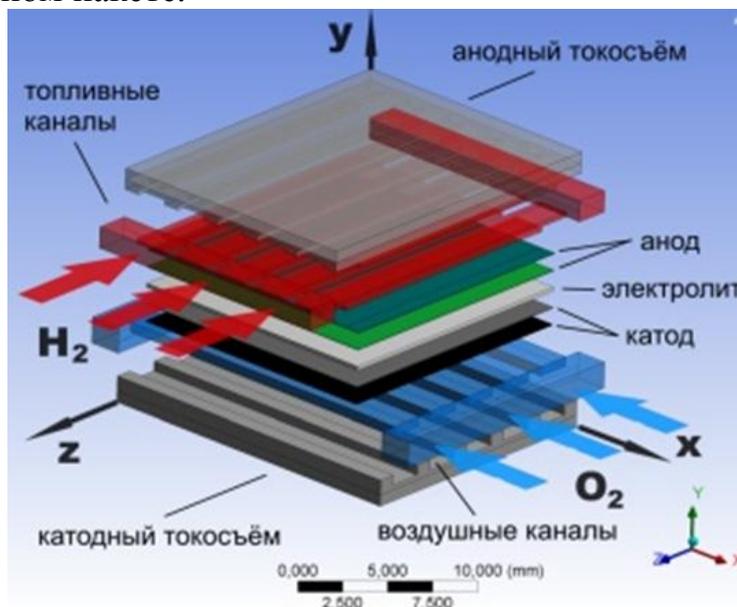
Твердооксидные топливные элементы (ТОТЭ) – это электрохимические генераторы, обеспечивающие прямое преобразование химической энергии топлива в электричество, имеющее гораздо больший теоретический КПД, чем традиционные технологии преобразования энергии, КПД которых ограничен КПД цикла Отто, Тринклера или Карно. В качестве топлива электрохимические генераторы на ТОТЭ могут использовать водород и/или любое газифицированное углеводородное топливо (природный газ, диз. топливо, биогаз), а также СО, спирты и смеси легких органических соединений. Топливные элементы являются основой наиболее эффективных и экологически чистых технологий производства электроэнергии. Отдельно следует отметить востребованность высокоэффективных и портативных генераторов электроэнергии на топливных элементах для удаленных поселений, станций катодной защиты трубопроводов, связи и многих спецприменений (беспилотные летательные аппараты, подводный и надводный флот и т.д.).

С экономической и социальной точек зрения развивающийся рынок топливных элементов является одним из самых динамичных и потенциально позволит обеспечить решение многих социальных проблем. По оценкам PriceWaterhouseCoopers, глобальный спрос на все виды топливных элементов достигнет 2,5 трлн долл. к 2021 году. В России перспективный спрос на энер-

гоустановки на основе ТОТЭ оценивается в крайне широких пределах, от 7 до 160 ГВт. Очевидно, что развитие данного научно-технологического и производственного сектора позволит как расширить экспортные возможности, так и ускорить развитие удаленных районов, трубопроводных сетей и смежных областей промышленности, в частности машиностроения, энергетики и химической промышленности. Отставание России в области развития технологий, используемых при создании батарей ТОТЭ, привело к тому, что в настоящее время разработаны только два российских типа батарей ТОТЭ трубчатой конструкции и отсутствуют разработки генераторов электроэнергии на базе батарей ТОТЭ планарной конструкции. Это, в первую очередь, связано с более высокими требованиями к элементной базе и технологиям, используемым для планарных ТОТЭ. Вместе с тем, именно планарные ТОТЭ на данном этапе развития техники более пригодны для серийного производства с применением массовых технологий микроэлектронной промышленности, таких как трафаретная печать активных слоев.

При разработке батареи ТОТЭ планарной конструкции сотрудниками ИФТТ РАН:

1) было проведено компьютерное моделирование распределения токов и температурных полей в батарее из ТОТЭ размером 100×100 мм. Полная задача моделирования батареи из ТОТЭ состоит из нескольких взаимосвязанных расчётных подзадач, решаемых совместно: газовые потоки, распределения составов в газовых смесях, электрические токи, температура. Для того, чтобы описать транспорт газовых потоков в однородных виртуальных телах, используется стандартная модель пористого тела, реализованная в используемом программном пакете.

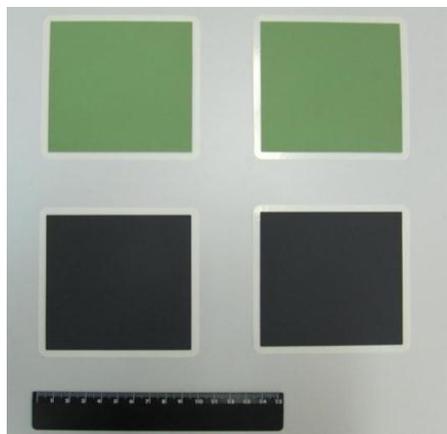


- Проведено компьютерное моделирование распределения токов в батарее из ТОТЭ размером 100×100 мм при разных коэффициентах утилизации топлива.
- Получены трёхмерные карты распределения плотности тока в батарее из 20 ТОТЭ при напряжениях 17,5, 15 и 12,5 В.
- Обнаружено, что картина распределения плотности тока зависит от режима работы: при больших токах наблюдается максимум плотности то-

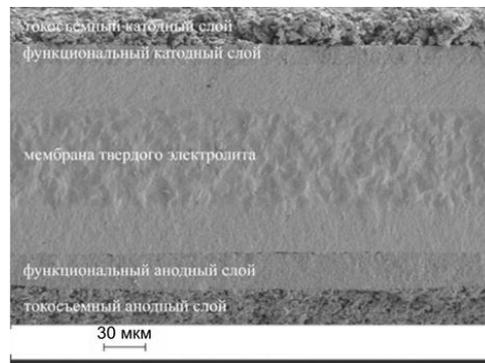
ка в направлении воздушного потока, обусловленный конкуренцией нагрева и кислородного обеднения.

По результатам моделирования разработана и запатентована новая конструкция батареи ТОТЭ.

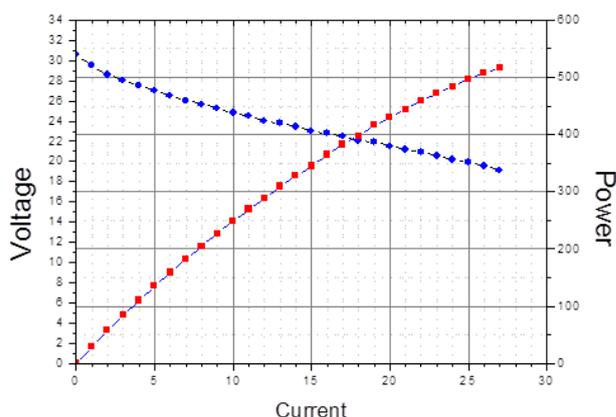
2) В соответствии с разработанной технологией изготовлены ТОТЭ размером 100×100 мм с многослойными катодом и анодом.



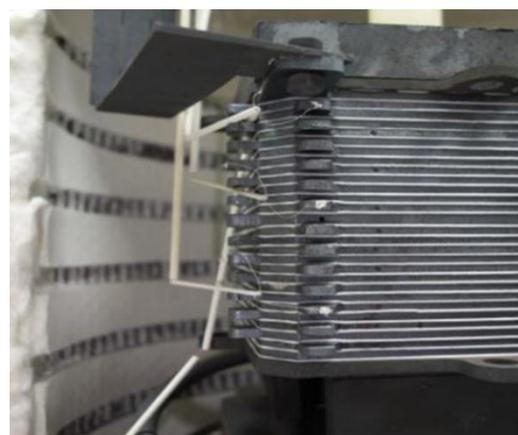
Фотография ТОТЭ размером 100 x 100 мм.
Верхний ряд – изображение анодной стороны.
Нижний ряд – с катодной стороны



Изображение поперечного сечения твердооксидного топливного элемента, полученное методом сканирующей электронной микроскопии



Вольтамперные и мощностные характеристики батареи ТОТЭ мощностью 500 Вт



Батарея ТОТЭ планарной конструкции мощностью 500 Вт

1. Впервые в Российской Федерации разработана элементная база и изготовлены ТОТЭ планарной конструкции размером 100×100 мм с удельной рабочей мощностью более 250 мВт/см².

2. Впервые изготовлены и испытаны батареи из ТОТЭ планарной конструкции. Достигнута мощность 560 Вт.

СВЯЗАННЫЕ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ

М.Н. Попова

Институт спектроскопии РАН, Троицк, Москва

E-mail: popova@isan.troitsk.ru

Электрон-фононное взаимодействие играет важную роль в физике кристаллов. В частности, оно ответственно за классическую сверхпроводимость, различные виды эффекта Яна-Теллера, сдвиг и уширение бесфононные линий, релаксацию штарковских уровней и, следовательно, времена жизни. Величины этих эффектов имеют первостепенное значение для лазерных приложений, поскольку они влияют на усиление, стабильность выходной частоты и термическую перестройку лазера. В случае резонанса между фононом и электронным возбуждением электрон-фононное взаимодействие может приводить к образованию связанных электрон-фононных мод, и это характерно для очень широкого класса стехиометрических f - и d -материалов, в том числе многих функциональных. В результате заметно изменяется низкочастотный энергетический спектр, влияющий на термодинамические и магнитные свойства соединения. Поэтому важно понимать физику связанных электрон-фононных мод и их поведение во внешних магнитных полях.

Я рассмотрю эти вопросы на примере наших недавних исследований связанных электрон-фононных мод в антиферромагнитном монокристалле $\text{PrFe}_3(\text{BO}_3)_4$, который является мультиферроиком. Для мультиферроиков характерно выраженное взаимодействие различных подсистем: зарядовой, решеточной и спиновой, и поэтому они наиболее перспективные кандидаты для наблюдения новых эффектов, обусловленных электрон-фононным взаимодействием. В спектре терагерцового отражения кристалла $\text{PrFe}_3(\text{BO}_3)_4$ наблюдалось расщепление низкочастотной фононной зоны, растущее с понижением температуры и сопровождающееся перераспределением интенсивностей между компонентами расщепления [1]. Мы также изучали поведение этой спектральной особенности во внешних магнитных полях до 30 Тл и наблюдали две точки бифуркаций в спектрах $\text{PrFe}_3(\text{BO}_3)_4$ в магнитоупорядоченном состоянии [2]. Все упомянутые явления были успешно объяснены и смоделированы в рамках теории связанных электрон-фононных мод, определена величина константы электрон-фононного взаимодействия [1, 2].

1. K.N. Boldyrev, T.N. Stanislavchuk, A.A. Sirenko et al., Phys. Rev. B Rapid Comm. **90**, 121101(R) (2014).
2. K.N. Boldyrev, T.N. Stanislavchuk, A.A. Sirenko et al., Phys. Rev. Lett. **118**, 167203 (2017).

СТРУКТУРНАЯ ДИАГНОСТИКА КРИСТАЛЛОВ НА ОСНОВЕ ДИОКСИДА ЦИРКОНИЯ

Ю.Н. Пархоменко, Н.Ю. Табачкова

*Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»,
Москва*

E-mail: ntabachkova@gmail.com

Кристаллические материалы на основе диоксида циркония обладают свойствами, перспективными во многих приложениях и представляют значительный интерес как с научной, так и с практической точки зрения. Актуальность исследования обусловлена значительным интересом к этим объектам как материалам перспективным для использования в качестве конструктивных неметаллических высокопрочных и износостойких материалов, термобарьерных и защитных покрытий, твердых электролитов для твердооксидных топливных элементов, датчиков кислорода в разных средах и других подобных устройствах, биоинертных материалов для медицины, а также материалов, интересных для электроники и промышленного катализа.

Появление новых методов исследования, разработка новой совершенной аппаратуры, позволяющая проводить исследования структуры материалов на принципиально новом уровне, открыли новые перспективы создания материалов с заданными свойствами. Однако применение этих методов и использование аппаратурных возможностей требует разработки новых методик применительно к решению конкретных задач.

Основной задачей в данной работе является установление закономерностей, которым подчиняется взаимосвязь между структурой, химическим составом, условиями синтеза и физическими свойствами кристаллов, что вызывает как фундаментальный, так и значительный прикладной интерес в связи с возможностью целенаправленного изменения свойств функциональных материалов. Достоверная информация о структуре кристаллов, полученная на основе разработанных методик ее исследования, из рентгенодифракционных данных, электронной просвечивающей и сканирующей микроскопии, атомно-силовой микроскопии, спектральных исследований позволила проследить причинно-следственную связь между структурой и физическими свойствами кристаллов, такими как механические характеристики (микротвердость, трещиностойкость, прочность) и электрофизические (проводимость и т.д), а также оценить влияние на структуру материала состава и технологических условий синтеза, включая как условия выращивания кристаллов из расплава, так и условия последующей термообработки.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 16-13-00056.

СОВМЕСТНОЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ И КАЛОРИМЕТРИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

А.В. Князев¹, Н.Н. Смирнова¹, Н.В. Сомов¹, С.С. Князева¹,
О.В. Крашенинникова¹, А.Г. Блохина¹, Е.В. Чупрунов¹

¹*Национальный исследовательский Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород
E-mail: knyazevav@gmail.com*

Калориметрические исследования являются наиболее трудоемкой частью исследований в области химической термодинамики. Полученные калориметрическими методами термодинамические функции соединений использовали для описания процессов с их участием и выявления критериев их устойчивости. С использованием реакционного адиабатического калориметра и калориметра сгорания впервые экспериментально определены энтальпии образования порядка 250 неорганических и органических соединений.

В адиабатическом вакуумном калориметре изучены температурные зависимости изобарных теплоемкостей более чем для 60 соединений в интервале температур от 7 до 350 К. Данные исследования позволили нам описать возможные фазовые переходы в соединениях при низких температурах, а также определить абсолютные энтропии веществ. Отметим, что изобарные теплоемкости большинства неорганических соединений монотонно возрастают с увеличением температуры, не проявляя видимых аномалий. Напротив, в уранилванадиевой кислоте, уранилкарбонатах, уранилсульфатах, в некоторых вольфраматах, шпинелях (рисунок) и стероидных гормонах обнаружены физические переходы. Описание переходов проводили с помощью классификации физических переходов Мак-Каллафа – Веструма. Согласно этой феноменологической классификации все фазовые переходы в твердых телах можно разделить на семь типов (I, 2I, 3I, 2N, 3N, G, H). Три перехода являются изотермическими, два перехода – неизотермическими, G и H переходы, чьи названия происходят от английских слов «hump» и «glass-like».

Наиболее распространенный вид переходов в слоистых соединениях – изотермические (I) переходы, связанные с полиморфными переходами в кристалле. Полиморфизм обусловлен возможными смещениями или поворотами слоев друг относительно друга в кристаллической структуре. Изотермические переходы наблюдаются в виде «пиков» на кривой теплоемкости; площадь «пиков» численно равна энтальпии фазового перехода. Более редко встречаемые физические переходы – H-переходы, которые наблюдаются в виде «горбов» на кривой теплоемкости. С физической точки зрения данная аномалия может быть связана с “размораживанием” вращений вокруг связи $M^k \cdots OH_2$ в структурах соответствующих кристаллогидратов.

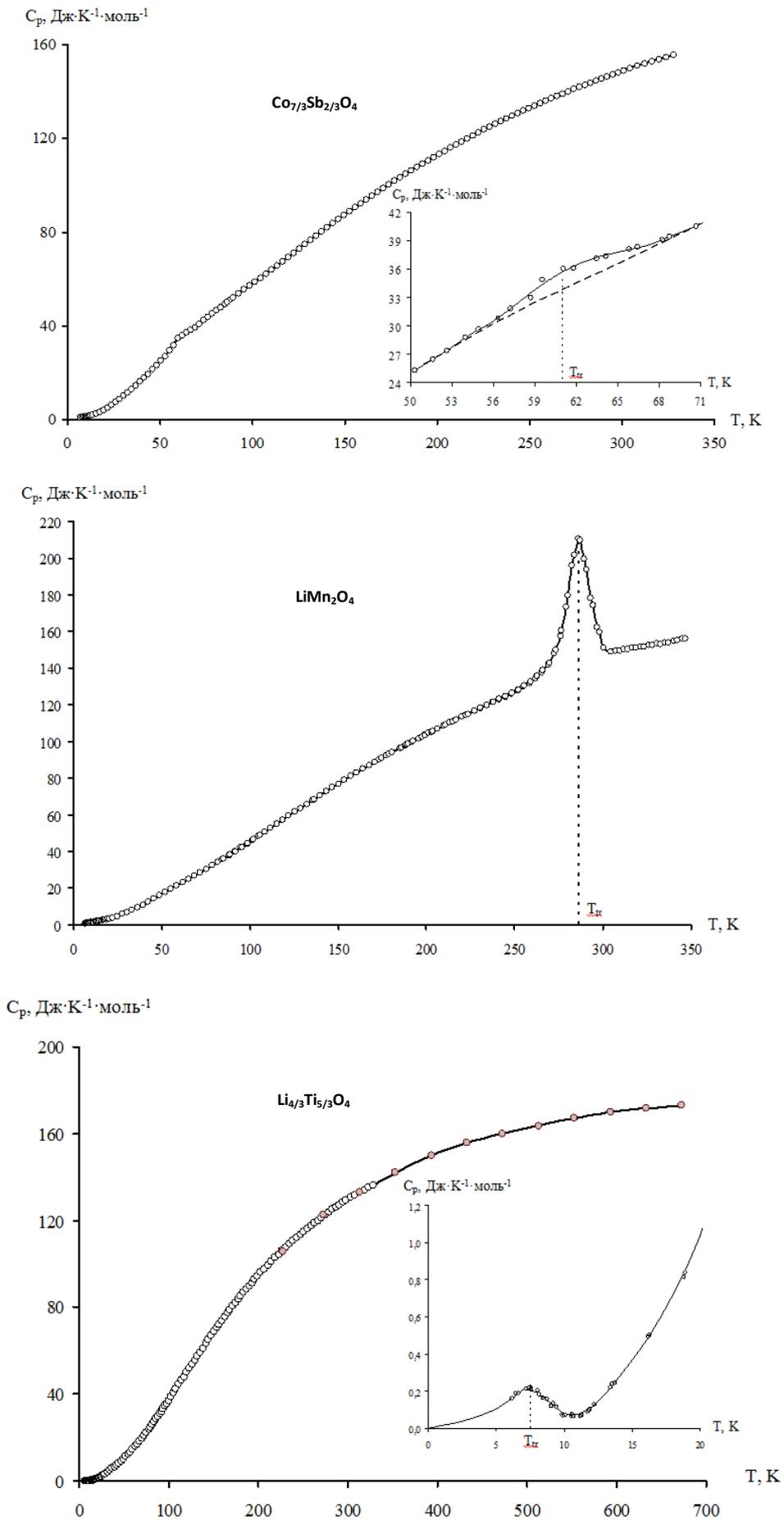


Рис. 1. Температурные зависимости теплоемкости соединений $\text{Li}_{4/3}\text{Ti}_{5/3}\text{O}_4$, $\text{Co}_{7/3}\text{Sb}_{2/3}\text{O}_4$, LiMn_2O_4 со структурой минерала шпинели

Для соединений $\text{Na}_4\text{UO}_2(\text{CO}_3)_3$ и $\text{K}_2\text{Fe}_2\text{Ti}_6\text{O}_{16}$ обнаружен третий вид физических переходов – типа G (glass-like). Природа этой аномалии, вероятно, связана с наличием в структуре данного соединения катион-катионных взаимодействий, что подтверждено нами расчетами полиэдров Вороного-Дирихле с помощью программного комплекса TOPOS.

Таким образом, колориметрические методы позволили определить все необходимые термодинамические функции для 50 неорганических и 10 органических соединений. Термохимические данные были получены для 250 соединений.

Для изучения фазовых переходов, термической стабильности и температур плавления веществ нами также активно используется дифференциальная сканирующая калориметрия. Однако для того чтобы ответить на вопросы о структурных перестройках необходимо использовать высокотемпературную рентгенографию. В области фазовых переходов наблюдается аномальное изменение температурной зависимости параметра элементарной ячейки. При фазовом переходе происходит экстремальное изменение диаграммы теплового расширения. Эти диаграммы построения при различных температурах демонстрируют приоритетные направления теплового расширения и его анизотропии. Значение коэффициента теплового расширения в заданном направлении соответствует длине радиус-вектора, которая откладывается от начала координат до края фигуры расширения.

ТЕРМИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА ВИСМУТГЕРМАНАТНЫХ СТЕКОЛ РАЗНЫХ СОСТАВОВ

И.В. Степанова, Е.М. Колобкова, Е.Д. Слышкина, О.Б. Петрова
*Российский химико-технологический университет
им. Д.И. Менделеева, Москва
E-mail: stir@inbox.ru*

В системе $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-GeO}_2$ существует несколько соединений, кристаллы которых обладают электрооптическими ($\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$), сцинтилляционными ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) или сегнетоэлектрическими (Bi_2GeO_5) свойствами. Кристаллические фазы $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ и Bi_2GeO_5 возможно синтезировать путем термической обработки стекол аналогичного или близкого химического состава. В предыдущих исследованиях нами показано, что изменение соотношения оксидов висмута и германия влияет на окраску получаемых стекол и структуру образующихся при дальнейшей термообработке кристаллических фаз. В данной работе было изучено влияние условий термической обработки висмутгерманатных стекол различных составов на их оптические характеристики.

Для экспериментов были выбраны составы со следующими мольными соотношениями $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{:GeO}_2$ - 35:65, 40:60, 45:55, 50:50, 55:45; стекла получали плавлением смеси исходных оксидов и последующим отливом на подложку. Термическую обработку исходных стекол проводили на воздухе и в восстановительной атмосфере. Спектры поглощения полученных образцов до и после термической обработки снимали на спектрофотометре UNICO 2800 (UV/VIS) в диапазоне 190-1100 нм.

Спектры поглощения всех исходных стекол содержат плечо поглощения в области 500 нм, интенсивность которого увеличивается с ростом концентрации Bi_2O_3 и определяет красный цвет образцов. Поглощение в этой области связано с наличием в стеклах оптических дефектных Bi-центров [1]. Увеличение содержания оксида висмута в стекле приводит к смещению края поглощения в длинноволновую область.

Термическая обработка стекол на воздухе приводит к значительному осветлению образцов. Спектры поглощения термообработанных стекол демонстрируют уменьшение или даже полное исчезновение плеча поглощения в области 500 нм, что, вероятно, связано с разрушением висмутовых центров за счет диффузии кислорода воздуха или изменения степени окисления ионов висмута. Эффект обесцвечивания наблюдается и при температурах обработки ниже температур стеклования образцов. Это показывает, что процесс осветления связан с разрушением центров окраски, а не с образованием в стекле кристаллических фаз.

1. Е.М. Дианов, Квантовая электроника **40** (4), 283-285 (2010).

ИССЛЕДОВАНИЕ МОНОКРИСТАЛЛОВ БРОМИДА СЕРЕБРА, ЛЕГИРОВАННЫХ ОДНОВАЛЕНТНЫМ ТАЛЛИЕМ

А.С. Корсаков, Д.Д. Салимгареев, А.Е. Львов, Л.В. Жукова
Уральский федеральный университет имени первого
Президента России Б. Н. Ельцина, Екатеринбург
E-mail: a.s.korsakov@urfu.ru

Проблема получения высокочистых волоконных материалов на основе галогенидов серебра и одновалентного таллия является весьма актуальной. В связи с этим, для работы в диапазоне от 2,0 до 40,0-45,0 мкм нашим коллективом разработаны ИК-световоды на основе новых кристаллов твердых растворов замещения систем $\text{AgBr} - \text{TlI}$ и $\text{AgBr} - (\text{TlBr}_{0,46}\text{I}_{0,54})$ [1]. Проведены физико-химические исследования указанных систем, что обеспечило создание элементной базы, на основе которой созданы новые фотостойкие нанодфектные кристаллы. Кроме того, из полученных кристаллов изготовлены фотонно-кристаллические ИК-световоды, предназначенные для изготовления волоконно-оптических систем, востребованных во многих областях науки и техники. Наличие иодида таллия (I), бромида таллия (I) и их твердых растворов в сочетании с бромидом серебра придает кристаллам и световодам на их основе улучшенные оптико-механические свойства. Вследствие механизма твердорастворного упрочнения материалов определенного состава повышаются твердость, фотостойкость, показатель преломления и расширяется спектральный диапазон пропускания в длинноволновую область (рис. 1).

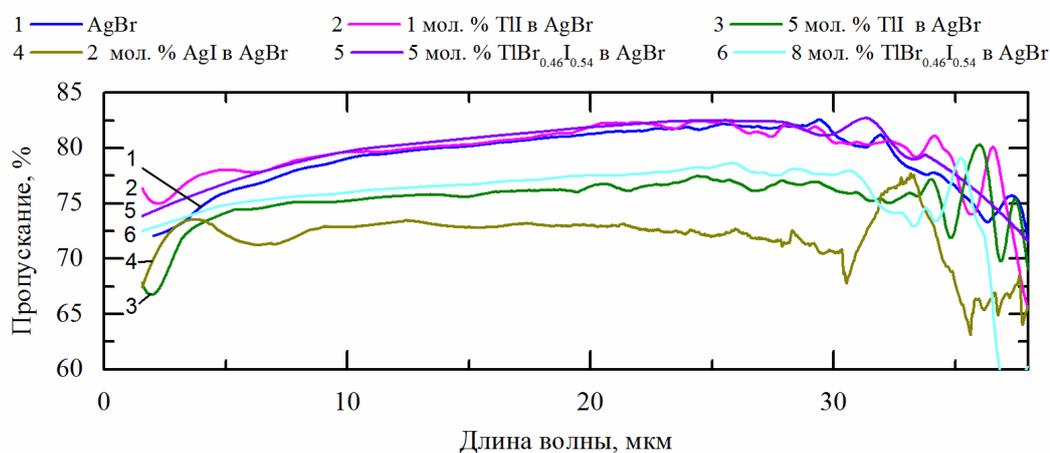


Рис. 1. Спектральные пропускающие кристаллы различных составов

Полученные ИК световоды могут применяться в лазерной технике (передача лазерного излучения CO и CO_2 лазера), ядерной технике (контроль радиационного фона), низкотемпературная ИК пирометрия, онлайн мониторинг химических процессов и в других технологических процессах.

1. А.С. Корсаков, *Инфракрасные кристаллы и световоды. Теория и практика*, УМЦ УПИ, 2015.

УЛУЧШЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОПТИКИ ИЗ ГАЛОГЕНИДОВ СЕРЕБРА И ОДНОВАЛЕНТНОГО ТАЛЛИЯ

А.Е. ЛЬВОВ, А.С. Корсаков, Д.Д. Салимгареев, Л.В. Жукова
Уральский федеральный университет имени первого
Президента России Б.Н. Ельцина, Екатеринбург
E-mail: a.e.lvov@urfu.ru

Развитие оптики диктует требования по улучшению характеристик элементной базы оптических изделий, в частности линз и световодов. При этом переход в малоосвоенные более длинноволновые спектральные области связан с использованием материалов с большим показателем преломления, а это приводит к росту френелевских отражений на межфазных границах. В связи с этим встает вопрос о создании просветляющих покрытий, которые смогли бы нивелировать этот эффект. Наиболее перспективными материалами инфракрасной оптики являются твердые растворы галогенидов серебра и одновалентного таллия. Граница их прозрачности достигает 40 мкм (для монокристаллов) и 25 мкм (для поликристаллических световодов). Широкий спектр возможных составов твердых растворов дает возможность изменять их оптико-механические характеристики, тем самым дает возможность создавать оптические элементы «по ключ». Разработка новых кристаллических систем $\text{AgBr} - \text{TlI}$ и $\text{AgBr} - (\text{TlBr}_{0,46}\text{I}_{0,54})$ позволяет углубиться еще дальше в длинноволновую область, но сильно увеличивает показателем преломления. Однако в этих системах обнаружен интересный эффект. При облучении ультрафиолетом поликристаллических пластин происходит изменение поверхности. В результате которого уменьшается пропускание в ближнем ИК (до 8 мкм) и увеличивается на более длинных волнах (рис. 1), за счет уменьшения френелевского отражения [1]. Это позволяет увеличить пропускание в среднем на 4 % на каждой межфазной границе [2].

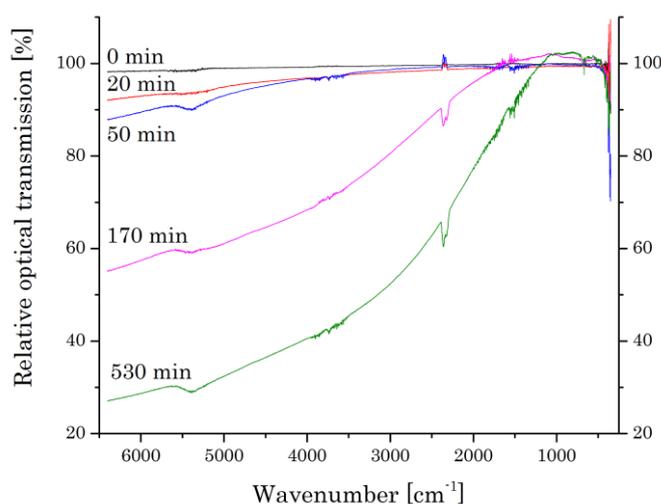


Рис. 1. Зависимость пропускания от времени облучения образца $\text{Ag}_{0,98}\text{Tl}_{0,02}\text{Br}_{0,98}\text{I}_{0,02}$

1. A. S. Korsakov and et al., Chin. Opt. Lett. **14**, 020603 (2016).
2. A. S. Korsakov and et al. Opt. Mat. **62**, 534–537 (2016).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ СИСТЕМЫ $\text{AgBr} - (\text{TlBr}_{0,46}\text{I}_{0,54})$

Д.Д. Салимгареев, А.С. Корсаков, А.Е. Львов, Л.В. Жукова
Уральский федеральный университет имени первого
Президента России Б. Н. Ельцина, Екатеринбург
E-mail: d.d.salimgareev@urfu.ru

В настоящее время актуальным является развитие ИК техники, прозрачной в среднем и дальнем ИК диапазонах. Одним из перспективных материалов являются кристаллы $\text{Ag}_{1-x}\text{Tl}_x\text{Br}_{1-0,54x}\text{I}_{0,54x}$ прозрачные от 2,0 до 40,0–45,0 мкм. Кроме того, для данных материалов помимо диапазона прозрачности необходимо знать зависимость показателя преломления от длины волны, что важно для технических применений в области длин волн от 3,0 до 12,0 мкм и далее. По методике, описанной в работе [1], определены показатели преломления в спектральном диапазоне от 3,0 до 14,0 мкм. С этой целью мы сняли спектры пропускания с разрешением $0,5 \text{ см}^{-1}$. Съемка проводилась с использованием делителя KBr и КРТ детектора с жидкоазотным охлаждением. На полученных спектрах рассмотрены участки с ярко выраженной интерференцией, соответствующие длинам волн 3,0; 4,5; 5,0; 8,0; 10,6; 12,0; 14,0 мкм. На рис. 1 представлена дисперсия показателя преломления.

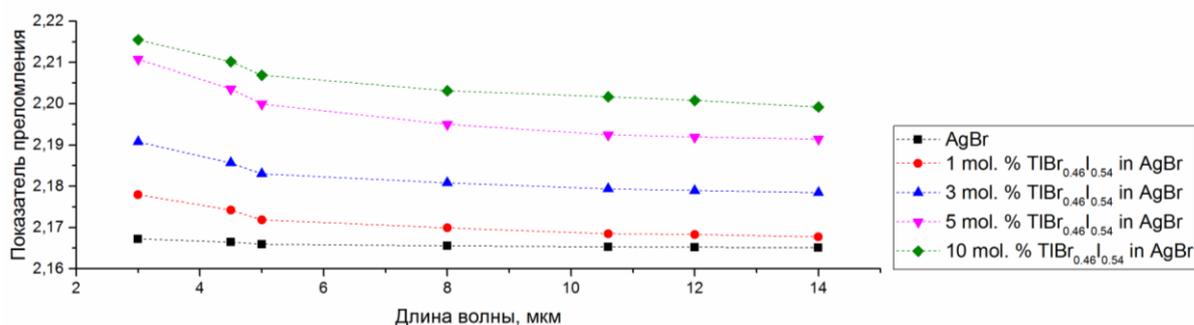


Рис. 1. Дисперсия показателя преломления кристаллов различных составов

Из рис. 1 видно, что с увеличением содержания $\text{TlBr}_{0,46}\text{I}_{0,54}$ в системе $\text{AgBr} - (\text{TlBr}_{0,46}\text{I}_{0,54})$ происходит увеличение значений показателя преломления на всех длинах волн, но в пределах каждого состава происходит монотонное убывание.

Полученные знания показателей преломления позволяют проводить моделирование оптической структуры в широком спектральном диапазоне и изготавливать различные фотонно-кристаллические световоды, применяемые в лазерной технике, ИК спектроскопии и тепловизионной технике.

1. F. Padera. *Measuring absorptance (k) and refractive index (n) of thin films with the PerkinElmer Lambda 950/1050 high performance UV-Vis/NIR Spectrometers*, 2013.

ВЛИЯНИЕ СОСТАВА СТЕКЛЯННОЙ МАТРИЦЫ НА ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА И ХАРАКТЕРИСТИКИ ГИБРИДНЫХ МАТЕРИАЛОВ

М.О. Анурова, К.И. Рунина, Е.В. Ермолаева, А.А. Аккузина,
А.В. Хомяков, И.Х. Аветисов, О.Б. Петрова

Российский химико-технологический университет

имени Д.И. Менделеева, Москва

E-mail: maria_anurova93@mail.ru

Одной из основных задач получения гибридных материалов (ГМ) на основе высокоэффективных органических люминофоров и неорганических стеклянных матриц является защита органических компонентов от разрушающего воздействия окружающей среды (пары воды, УФ-облучение) [1]. Поэтому актуальной задачей является исследование стабильности характеристик ГМ. В данной работе исследована стабильность спектров фотолюминесценции (ФЛ) ГМ на основе 8-оксихинолятов металлов (Li, Rb, Sr) и фенантролинового комплекса Eu с тремя различными низкоплавкими свинцовыми неорганическими стеклянными матрицами (G11 – $80\text{PbF}_2\text{-}20\text{B}_2\text{O}_3$, G12 – $62\text{PbO-}26\text{B}_2\text{O}_3\text{-}12\text{SiO}_2$ и G13 – $62\text{PbF}_2\text{-}26\text{B}_2\text{O}_3\text{-}12\text{SiO}_2$) при длительной выдержке в комнатных условиях, под действием УФ-лампы и при нагревания выше температур стеклования матриц. Люминесцентные свойства ГМ зависят от матрицы (рис.1. а), но остаются практически неизменными при достаточно жестких воздействиях (рис. 1.б).

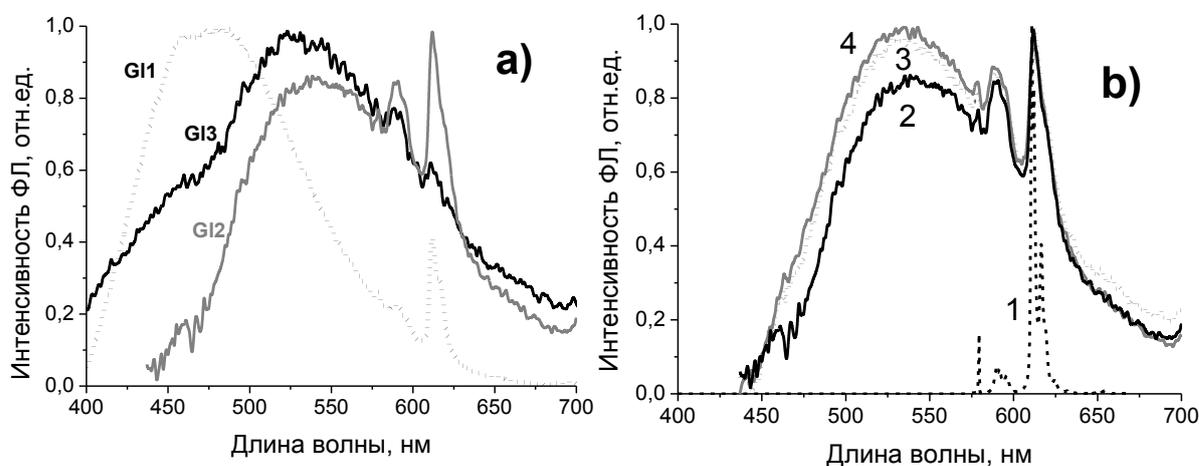


Рис. 1. а) спектры ФЛ ГМ на основе $\text{Eu}(\text{NTA})_3(\text{Phen})$ и различных стеклянных матриц; б) спектры ФЛ: 1 – порошкового $\text{Eu}(\text{NTA})_3(\text{Phen})$ и ГМ на основе матрицы G12, 2- после получения, 3 – после 6 месяцев экспозиции на воздухе в условиях солнечного облучения, 4 – после нагревания выше температуры стеклования матрицы

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ грант № 14-13-01074.

1. O. Petrova, I. Taydakov, M. Anurova, et al. Periodica Polytech., Chem. Eng. **60** (3), 152 (2016).

КОМПЛЕКСНЫЙ ПРОЕКТ «СОЗДАНИЕ ВЫСОКОТЕХНОЛОГИЧНОГО
ПРОИЗВОДСТВА СВЕРХМОЩНЫХ ПРИБОРОВ СИЛОВОЙ
ЭЛЕКТРОНИКИ, ОБЕСПЕЧИВАЮЩИХ КОНКУРЕНТОСПОСОБНОСТЬ
И ИМПОРТОЗАМЕЩЕНИЕ В НАУКОЕМКИХ ОБЛАСТЯХ
ПРОМЫШЛЕННОСТИ, ТРАНСПОРТА И ЭНЕРГЕТИКИ»:
ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ НИОКТР

К.Н. Нищев¹, М.И. Новопольцев¹, В.В. Елисеев²

¹*Национальный исследовательский Мордовский государственный
университет им. Н.П. Огарёва, Саранск*

²*ОАО «Электровыпрямитель», Саранск*

E-mail: nishchev@inbox.ru

Представлены результаты НИОКТР, выполненных в рамках крупномасштабного проекта «Создание высокотехнологичного производства сверхмощных приборов силовой электроники, обеспечивающих конкурентоспособность и импортозамещение в наукоемких областях промышленности, транспорта и энергетики», реализуемом Институтом физики и химии МГУ им. Н.П.Огарева и ОАО «Электровыпрямитель».

Целью проекта является разработка базовой технологии и организация производства новых высоковольтных силовых полупроводниковых приборов на основе нейтроннолегированного кремния и композитных термокомпенсаторов диаметром до 5 дюймов. Создание этих приборов решает задачу импортозамещения силовых электронных компонентов для современного энергосберегающего оборудования.

Во втором отчетном периоде комплексного проекта разработан предварительный проект двух ключевых технологических процессов (ТП):

1) ТП изготовления электропроводящих композитных термокомпенсаторов (ТК),

2) ТП изготовления полупроводниковых элементов (ПЭ) двух конструктивных типов:

- ПЭ полностью прижимной конструкции,

- ПЭ с термокомпрессионным соединением ТК и кремниевого кристалла.

Выполнены патентные исследования, разработана предварительная технологическая документация, проведены исследовательские испытания макетов ТК и ТП ТК.

Работы выполнены в ФГБОУ ВО «МГУ им. Н.П. Огарева» при финансовой поддержке Правительства Российской Федерации (Минобрнауки России) в рамках договора № 02.G25.31.0213 между ОАО «Электровыпрямитель» и Минобрнауки РФ об условиях предоставления и использования субсидии на реализацию комплексного проекта по созданию высокотехнологичного производства, выполняемого с участием российского высшего учебного заведения

СИНТЕЗ ПОРОШКОВ NaRF_4 ($R = \text{Y}, \text{Ce}$) МЕТОДОМ ИЗ РАСТВОРА В РАСПЛАВЕ

М.Н. Маякова, П.П. Федоров, С.В. Кузнецов, В.В. Воронов
Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва
E-mail: mn.mayakova@gmail.com

В последнее время наблюдается высокий интерес к синтезу и изучению фторидных порошков. Уникальный набор физико-химических свойств фторидов обуславливает возможность использования фторидных порошков в различных областях науки и техники: фторидные порошки могут быть использованы в качестве прекурсоров для лазерной керамики и получения монокристаллов, для различных биомедицинских применений. NaYF_4 и NaCeF_4 является перспективными матрицами для легирования различными редкоземельными элементами и создания эффективных люминофоров. NaYF_4 кристаллизуется в двух полиморфных модификациях: высокотемпературной кубической (флюоритовый структурный тип) и низкотемпературной гексагональной (структурный тип гагаринита). Согласно литературным данным гексагональная модификация с низкотемпературным легированием эрбием и иттербием является высокоэффективной матрицей с повышающим преобразованием. Существует много методов синтеза низкотемпературной модификации NaYF_4 , но большинство из них связано с техническими трудностями. В этой работе мы использовали метод спонтанной кристаллизации из расплава для синтеза гексагональной модификации NaYF_4 и NaCeF_4 . Были определены оптимальные условия синтеза (температура синтез, количество растворителя, избыток фторирующего агента, дополнительные условия термообработки). Синтезированы однофазные образцы, фазовый состав контролировался рентгено-фазовым анализом. Морфология синтезированных порошков изучалась с помощью сканирующей электронной микроскопии. Крупные частицы NaYF_4 с гексагональной морфологией полые внутри, а внешние стенки имеют толщину около 50 нм.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 15-08-02481.

СИНТЕЗ И ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА $Gd_2GeMoO_8:Yb,Er$

В.А. Крутько¹, М.Г. Комова¹, Д.В. Поминова²

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

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

E-mail: kroutko@igic.ras.ru

Германатомолибдаты $Ln_2(GeO_4)(MoO_4)$ (брутто-формула Ln_2GeMoO_8) – смешаноанионные соединения со структурой искаженного шеелита $CaWO_4$ (тетрагональная сингония, пр.гр. $I4_1/a$), в решетке которого катионы Ln^{3+} замещают Ca^{2+} в додекаэдрических позициях, а ионы Mo^{6+} и Ge^{4+} статистически распределены в тетраэдрических позициях W^{6+} [1]. Разупорядоченность структуры Ln_2GeMoO_8 подтвердил Blasse [2], который исследовал люминесцентные свойства германатомолибдатов, допированных ионами Eu^{3+} . Германато-молибдаты Gd_2GeMoO_8 , допированные ионами Yb^{3+} , Er^{3+} , Tm^{3+} , представляют определенный интерес для создания лазеров [3] и апконверсионных люминофоров [4].

В работе синтезированы $Gd_{2-x-y}Yb_xEr_yGeMoO_8$ с различными соотношениями активных ионов Yb^{3+} - Er^{3+} в парах, зарегистрированы спектры апконверсионной люминесценции в зеленом и красном спектральных диапазонах при инфракрасном лазерном возбуждении ($\lambda=974$ нм, $P=2,5$ Вт) и определены значения квантового выхода (QY,%) люминофоров (Табл.1). Условия твердофазного синтеза и методика определения QY приведены в [4].

Таблица 1.

| Yb / Er, ат.% | 2 | 3 | 4 | 5 |
|---------------|------|------|------|------|
| 5 | 0,09 | 0,14 | 0,10 | 0,10 |
| 7 | 0,78 | 0,22 | 1,36 | - |
| 9 | - | 0,14 | 1,01 | 0,16 |

Для ряда применений нужны люминофоры различной дисперсности. Нами разработаны условия получения Ln_2GeMoO_8 методом жидкостной гомогенизации в присутствии комплексообразователей лимонной кислоты и маннита с последующим отжигом аморфных прекурсоров.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИОНХ РАН в области фундаментальных научных исследований (тема №45.3), номер госрегистрации: 0088-2014-0003.

1. C.V.Finch, L.A.Harris, G.W.Clark, Proc. Conf. Rare Earth Research 3rd **3**, 107 (1964).
2. G.Blasse, J. Inorg. Nucl. Chem. **30**, 2091 (1968).
3. L.Xu, Q.Zhang, W.Zhou, J. Cryst. Growth. **318**, 991 (2011).
4. A.Ryabova, D.Pominova, V.Krut'ko, M.Komova, Photon. Las. Med. **2**, 117 (2013).

СТРУКТУРНЫЕ, ЭЛЕКТРОННЫЕ, ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА
КРИСТАЛЛОВ ТИПА КАРБИДА ВОЛЬФРАМА
ИЗ ПЕРВЫХ ПРИНЦИПОВ

А.П. Гажулина, Д.М. Гильгур

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

E-mail: fyskaaa@mail.ru

Целью работы является изучение структурных, электронных и оптических свойств кристаллов структурного типа карбида вольфрама в рамках теории функционала плотности. В исследовании рассмотрено 7 кристаллов: WC, AuC, MoP, MoC, NbN, NbS, OsC. Расчёт проводился в программном пакете *WIEN2k* [1] с использованием обобщённого градиентного приближения [2]. Для оптимизации структуры рассмотренных кристаллов в программе *WIEN2k* использовалось 100 *k*-точек. Для расчёта электронной структуры использовалось 27000 *k*-точек. Условием сходимости самосогласованных вычислений являлась неизменность полной энергии системы с точностью до 10^{-5} Ry.

Оптимизация структуры проводилась путем минимизации полной энергии относительно объема элементарной ячейки. С использованием уравнения состояния Мурнагана [3] определены равновесные параметры элементарной ячейки, модуль сжатия и производная модуля сжатия по давлению. В рамках исследования оптических свойств получены спектры мнимой и действительной части диэлектрической проницаемости $\text{Re } \epsilon(\omega)$ и $\text{Im } \epsilon(\omega)$, действительной и мнимой части оптической проводимости $\sigma(\omega)$, показателя преломления $n(\omega)$, коэффициента экстинкции $k(\omega)$, отражательной способности кристалла $R(\omega)$, коэффициента поглощения, функции потерь энергии электронами $L(\omega)$.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-32-00536 мол_а.

1. P. Blaha et al., *WIEN2k, An Augmented Plane Wave + Local Orbitals Program for Calculating Crystal Properties*, Techn. Universitat Wien, Austria, ISBN 3-9501031-1-2 (2001).
2. J.P. Perdew, S. Burke, M. Ernzerhof, *Phys. Rev. Lett.* **77** (18), 3865–3868 (1996).
3. F.P. Murnaghan, *Proc. Nat. Acad. Sci.* **30**, 244 - 247 (1944).

ВЛИЯНИЕ Ni^{2+} и Ti^{4+} НА СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА СТЕКЛОКЕРАМИКИ НА ОСНОВЕ γ - Ga_2O_3

Н.В. Голубев¹, Е.С. Игнатьева¹, В.Н. Сигаев¹, Р. Лоренци², А. Палеари^{1,2}
¹ *Российский химико-технологический университет им. Д. И. Менделеева,*
Москва

² *Университет Милана-Бикоцца, Милан*
E-mail: golubev_mustr@mail.ru

Оптические свойства полупроводниковых нанокристаллов во многом определяются их размером и наличием сторонних примесей. Ранее нами была показана возможность выделения γ - Ga_2O_3 в малощелочных галлиевосиликогерманатных стеклах, и выявлена корреляция между эффективностью люминесценции и соотношением доноров и акцепторов этой фазы, которое изменялось с размером нанокристаллов [1, 2].

В данной работе приведены результаты сравнения влияния гетеровалентных примесей (Ti^{4+} или Ni^{2+}), способных заместить Ga^{3+} в структуре нанокристаллов, на кристаллизацию малощелочных галлиевосиликогерманатных стекол и спектрально-люминесцентные свойства получаемой стеклокерамики. В отличие от монокристалла β - Ga_2O_3 , а также нанопорошков γ - Ga_2O_3 , полученных синтезом из раствора, взаимодействие последней фазы с матрицей стекла весьма существенно и препятствует непосредственной экстраполяции существующих данных [3-5]. Обнаружено, что относительное содержание кристаллической фазы и размер наночастиц γ - Ga_2O_3 , образующихся при термообработке указанных стекол, изменяется с концентрацией добавки. Введение Ni^{2+} и Ti^{4+} , однако, в значительно большей степени влияет на количество и соотношение собственных дефектов γ - Ga_2O_3 , что в свою очередь определяет положение края оптического поглощения и спектральное распределение люминесценции этой фазы в УФ и видимой области.

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ (гранты МК-8807.2016.3 и 14.Z50.31.0009).

1. N.V. Golubev et al., J. Mater. Chem. C **3**, 4380 (2015).
2. N.V. Golubev et al., Phys.Chem.Chem.Phys. **17**, 5141 (2015).
3. T. Wang et al., J. Am. Chem. Soc. **132**, 9250 (2010).
4. L. Binet, D. Gourier, J. Phys. Chem Solids **59**, 1241 (1998).
5. T. Wang et al., J. Mater. Chem. C **2**, 3212 (2014).

ВЛИЯНИЕ ДОБАВОК ОКСИДА АЛЮМИНИЯ НА СТЕКЛОВАНИЕ,
КРИСТАЛЛИЗАЦИЮ И СВОЙСТВА СВИНЦОВЫХ ФТОРОБОРАТНЫХ
СТЕКЛОЛ, АКТИВИРОВАННЫХ Nd^{3+} , Eu^{3+} и Er^{3+}

Т.С. Севостьянова, Е.В. Жукова, Р.Р. Сайфутяров,
А.В. Хомяков, О.Б. Петрова

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

E-mail: t.sevostjanova@mail.ru

Оксид алюминия входит в состав многих лазерных стекол [1] и стеклокристаллических материалов (СКМ), в том числе и в оксофторидных системах [2-3]. Вхождение в стекло алюминия может происходить как путем внесения соответствующих компонентов в шихту, так и частичным растворением корундовых тиглей в расплаве при варке, что не сказывается отрицательно на спектрально-люминесцентных свойствах стекол, но может способствовать лучшему удержанию фтора в расплаве [4], улучшению механических свойств стекла [1], а также способствовать более равномерному распределению активаторов в стекле [5].

В данной работе были синтезированы фтороборатные стекла из шихты состава $(100-x)(80\text{PbF}_2-20\text{B}_2\text{O}_3) - x \text{Al}_2\text{O}_3$ (x от 0 до 30 мол.%), в том числе активированные NdF_3 , EuF_3 или ErF_3 в концентрации 1 мол.%. Варка осуществлялась в платиновых или корундовых тиглях. Исследовано стеклование и кристаллизация в данной системе, вхождение Al^{3+} в состав стекла, влияние концентрации Al на механические и оптические свойства стекла и спектрально-люминесцентные свойства активированных РЗЭ стекол. Исследования состава стекол методом рентгеноспектрального микроанализа (INCA Energy 3-D MAX, Oxford Instruments) показали, что наилучшее оптическое качество стекол наблюдается при концентрации Al_2O_3 10-12 мол.% независимо от способа синтеза – в корундовом или платиновом тигле. Увеличение концентрации Al_2O_3 приводит в данной системе к росту твердости и падению показателя преломления. При кристаллизации расплавов во всех случаях выпадают фазы фторидов свинца, причем с ростом концентрации Al_2O_3 увеличивается доля низкотемпературной фазы $\alpha\text{-PbF}_2$, что может быть связано с тем, что более устойчивые к кристаллизации расплавы начинают кристаллизоваться при более низких температурах.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ грант № 14-13-01074.

1. Б.И. Галаган, И.Н. Глущенко, Б.И. Денкер и др., Физ. и хим. стекла **37**, (3), 350 (2011).
2. D. Ehrt, Curr. Opin. Solid State Mater. Sci. **7**, 135 (2003).
3. K. Shinozaki, W. Pisarski, M. Affatigato et al., Opt. Mat. **50**, 238 (2015).
4. А.А. Киприанов, Н.Г. Карпухина, Физ. и хим. стекла **32** (1), 3 (2006).
5. B. Hatta, M. Tomozawa, J. Non-Cryst. Sol. **354**, 3184 (2008).

ПОЛУЧЕНИЕ ВЫСОКОЧИСТОГО ТЕЛЛУРА С ПОНИЖЕННЫМ СОДЕРЖАНИЕМ СЕЛЕНА

М.Б. Гришечкин, А.В. Хомяков, Е.Н. Можевитина,
М.П.Зыкова, И.Х. Аветисов

*Российский химико-технологический университет
им. Д.И. Менделеева, Москва
E-mail: igor_avetisov@mail.ru*

В настоящее время высокочистый теллур (чистотой 6N и лучше) широко используется для получения материалов оптоэлектроники, фотоприемников различных диапазонов длин волн и других областях техники. Исходным сырьем для получения высокочистого теллура служит теллур технических марок, основными примесями в котором являются медь и селен. Наиболее распространенными методами очистки теллура являются вакуумная дистилляция и зонная плавка. Вакуумная дистилляция позволяет эффективно удалить металлические примеси, однако примесь Se сохраняется на исходном уровне $\sim 10^{-2}$ мас.%. Снижения концентрации селена до уровня 10^{-5} мас.% и ниже (необходимого для получения теллура чистотой 6N) достигают с помощью зонной плавки в атмосфере водорода. При этом выход конечного продукта не превышает 20 %.

В практике разделения веществ известен способ повышения эффективности процесса с помощью добавления в исходную смесь геттерирующей композиции, селективно связывающей целевую примесь в малолетучее химическое соединение [1]. Представленная работа посвящена поиску композиции, позволяющей улучшить степень очистки теллура от Se в процессе вакуумной дистилляции до уровня 10^{-5} мас. %.

Дистилляцию теллура марки ТА-1 (99,9 мас.%) проводили в реакторе из кварцевого стекла (Кр1дА), при динамическом вакууме 10^{-3} торр в условиях контролируемого градиента температуры. В реактор были помещены перегонный куб с исходным материалом и трубка-приемник конденсата. Куб и приемник были изготовлены из особо чистого графита (МГ-1, ООО ПКП ВИАЛ). К исходному материалу добавляли геттерирующую композицию в количестве 5-15 мас.%. Концентрацию примесей в исходном материале, кубовом остатке и конденсате определяли методом масс-спектрометрии с индуктивно связанной плазмой (NexION 300D, Perkin Elmer).

В результате работы определено влияние состава геттерирующей композиции на концентрацию селена и общее содержание примесей в теллуре 6N.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ RFMEFI57716X0218.

1. М.Ф. Чурбанов, А.П. Вельмузов, *Химия высокочистых неорганических веществ*, Н. Новгород : Изд. Нижегородского Госуниверситета, 2015.

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ШИРОКОПОЛОСНОЙ
ИК ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ НАНОСТЕКЛОКЕРАМИКИ,
АКТИВИРОВАННОЙ ИОНАМИ Ni²⁺

Е.С. Игнатьева¹, Н.В. Голубев¹, М.З. Зиятдинова¹, В.Н. Сигаев¹,
Г.Е. Малашкевич², Р. Лоренци³, А. Палеари^{1,3}

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

² *Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск*

³ *Университет Милана-Бикоцца, Милан*

E-mail: elena_ign85@mail.ru

Стеклокристаллические материалы с широкополосной люминесценцией в ближней ИК области перспективны для разработки на их основе волоконных усилителей для оптических систем связи [1]. Подобные материалы позволяют увеличить ширину полосы усиления по сравнению с ВКР-усилителям со сложной системой накачки и эрбиевыми усилителями, для которых она составляет примерно 100 нм [2] и 30 нм [3], соответственно. Ранее нами получен люминесцирующий в ближней ИК области стеклокристаллический материал на основе γ -Ga₂O₃:Ni²⁺ с полушириной люминесценции более 300 нм, который, как и в случае аналогичных материалов, обладал относительно невысоким квантовым выходом [4]. В данной работе описано получение наностеклокерамики, активированной ионами Ni²⁺, с использованием двухступенчатого режима термообработки. Обнаружено, что интегральная интенсивность люминесценции в ближней ИК области увеличилась на 30 % за счет применения предкристаллизационной обработки. Оптимизация режима термообработки приведет, как ожидается, к дальнейшему росту эффективности ИК люминесценции данной наностеклокерамики.

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ (гранты МК-8807.2016.3 и 14.Z50.31.0009).

1. J. Qiu et al., Optical Fiber Communication and Optoelectronics Conference, Asia. – IEEE, 617-619 (2007).
2. А.В. Леонов, О.Е. Наний, В.Н. Трещиков, Прикладная фотоника **1**, 26 - 49 (2014).
3. А.С.Курков, О.Е. Наний, Lightwave russian edition **1**, 14-19 (2003).
4. V.N. Sigaev et al., Nanotechnology **23**, 015708 (2012).

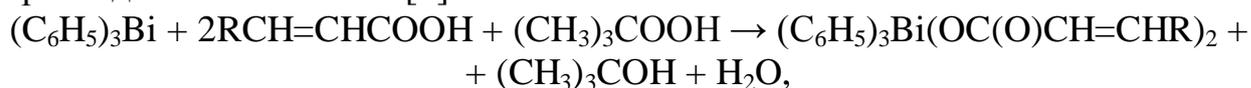
СИНТЕЗ И СТРУКТУРА НОВЫХ ДИКАРБОКСИЛАТОВ ТРИФЕНИЛВИСМУТА

А.А. Гусаковская, О.С. Калистратова, П.В. Андреев, А.В. Гущин,
Н.В. Сомов, Е.В. Чупрунов

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

E-mail: eliss_ag@mail.ru

Бис(3-фурилакрилат) трифенилвисмута и ди-*m*-нитроциннамат трифенилвисмута были синтезированы по известной методике окислительного присоединения по схеме [1]:



где R = C₄H₃O, *m*-NO₂-C₆H₄.

Синтез проводился в тетрагидрофуране при комнатной температуре в одну стадию. Продукты реакции были перекристаллизованы из системы гексан – хлороформ (4:1), итоговый выход продуктов составил 68 % и 71 % соответственно.

Монокристаллы бис(3-фурилакрилата) трифенилвисмута были выращены методом замены растворителей из тетрагидрофурана и петролейного эфира, в случае ди-*m*-нитроциннамата трифенилвисмута – из синтеза. Структурный анализ монокристаллов бис(3-фурилакрилата) трифенилвисмута и ди-*m*-нитроциннамата трифенилвисмута был проведен на дифрактометре Rigaku XTA Lab PRO MM003, оснащенном HPAD–детектором Pilatus 200K. В результате рентгеноструктурного анализа определено, что бис(3-фурилакрилат) трифенилвисмута кристаллизуется в пространственной группе $P\bar{1}$, параметры ячейки составляют: $a = 10,6523(8) \text{ \AA}$, $b = 12,4657(5) \text{ \AA}$, $c = 12,4967(4) \text{ \AA}$, $\alpha = 88,025(3)^\circ$, $\beta = 81,125(5)^\circ$, $\gamma = 89,420(2)^\circ$. Ди-*m*-нитроциннамат трифенилвисмута кристаллизуется в пространственной группе $P2_1$, параметры ячейки составляют $a = 8,7412(4) \text{ \AA}$, $b = 18,2340(8) \text{ \AA}$, $c = 13,0050(6) \text{ \AA}$, $\beta = 101,564(5)^\circ$, $\alpha = \gamma = 90^\circ$.

Работа выполнена в рамках базовой части государственного задания высшим учебным заведениям и научным организациям в сфере научной деятельности, проект №3.6502.2017/БЧ.

1. А.В. Гущин Дисс. докт. хим. наук, ННГУ. Н. Новгород, 283 с. (1998).

ИССЛЕДОВАНИЕ СОСТАВА КРИСТАЛЛОВ КТР:HF И КТР:ZR, ВЫРАЩИВАЕМЫХ МЕТОДОМ ИЗ РАСТВОРА В РАСПЛАВЕ

Е.А. Исупова, В.А. Иванов, П.В. Андреев, М.А. Фаддеев, А.В. Боряков
*Национальный исследовательский Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород*
E-mail: evgeniya.isupova@yandex.ru

Кристаллы титанил фосфата калия (КТР) с примесями гафния и циркония выращивались из раствора в расплаве (flux-метод) методом спонтанной кристаллизации. В качестве исходного состава шихты для выращивания был выбран один из составов, исследованных в [1, 2]: 42 мол.% K_2O , 14 мол.% P_2O_5 , 14 мол.% TiO_2 , 30 мол. % WO_3 . Примесь HfO_2 или ZrO_2 замещала необходимую по стехиометрии часть, приходящуюся на TiO_2 так, что суммарная молярная доля оксида титана и оксида примесного атома оставалась равной 14 мол. %. Вещество кристаллизовалось на платиновой проволоке, помещаемой в платиновый тигель. Выращенные кристаллы отмывались в горячей воде от осевших на них незакристаллизовавшихся остатков раствор-расплава. Нами были выращены ряды кристаллов $KTi_{1-x}Hf_xOPO_4$ и $KTi_{1-x}Zr_xOPO_4$ со значениями мольных долей $HfO_2/(TiO_2 + HfO_2)$ или $ZrO_2/(TiO_2 + ZrO_2)$ в начальном составе в интервале от 0,01 до 0,13, с шагом в 0,02, а также чистый кристалл КТР (всего 15 образцов). Полученные образцы кристаллов перетерлись в порошок в агатовой ступке.

Рентгеновский фазовый анализ (дифрактометр Shimadzu XRD-7000, излучение $Cu-K\alpha$) показал, что все образцы являются однофазными, близкими по структуре к чистому КТР (PDF № 00-035-0802). Обнаружена линейная зависимость между объемом элементарной ячейки и концентрацией циркония при $x < 0,07$. При дальнейшем увеличении концентрации циркония объем ячейки почти не меняется. Зависимость между объемом элементарной ячейки и концентрацией гафния x разбивается на два близких к линейным участка с условной границей при $x \approx 0,05$. Таким образом, результаты рентгеновской дифрактометрии позволяют сделать вывод, что ионы примесей встраиваются в структуру кристаллов, замещая ионы титана.

Для количественного определения относительного содержания титана и циркония или гафния в выращенных кристаллах проводился элементный анализ на рентгенофлуоресцентном спектрометре последовательного типа (Shimadzu Lab Center XRF-1800) и на атомно-эмиссионном спектрометре с индуктивно-связанной плазмой (Prodigy High Dispersion ICP, Teledyne Leeman Labs).

Выращенные серии образцов перспективны для изучения взаимосвязи структуры кристаллов и их нелинейно-оптических свойств.

1. K. Piev et al., J. of Crystal Growth **100** (1–2), 225–232 (1990).
2. D.P. Shumov et al. Cryst. Res. Tech. 25 (11), 1245-1250 (1990).

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛОКАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ КРИСТАЛЛОВ $ZrO_2-Gd_2O_3-Eu_2O_3$

Д.В. Жеряков¹, Т.В. Волкова¹, М.А. Борик², А.В. Кулебякин²,
Е.Е. Ломонова², В.А. Мызина², П.А. Рябочкина¹, А.Н. Чабушкин¹

¹Национальный исследовательский Мордовский государственный
университет им. Н.П. Огарева, Саранск

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

E-mail: sendboxvv@mail.ru

Твердые растворы стабилизированного и частично стабилизированного диоксида циркония имеют широкий диапазон практических применений в различных областях науки и современной техники [1]. В процессе стабилизации ZrO_2 оксидами элементов второй и третьей групп Периодической системы образуются кислородные вакансии, которые при взаимодействии с ионами катионов или между собой могут формировать ассоциаты. Образование данных ассоциатов в кристаллах стабилизированного и частично стабилизированного диоксида циркония, значительно оказывает влияние на свойства данных материалов.

Эффективным методом выявления особенностей локальной структуры, в том числе выявление наличия ассоциатов с участием кислородных вакансий является метод оптической спектроскопии с использованием ионов Eu^{3+} в качестве спектроскопического зонда [2-6].

В настоящей работе методами рентгеновской дифракции и спектроскопии комбинационного рассеяния света выполнены исследования фазового состава монокристаллов $ZrO_2-(2,7 - 33 \text{ мол.}\%) Gd_2O_3-0,1 \text{ мол.}\% Eu_2O_3$. С использованием методов оптической спектроскопии выявлены особенности локального окружения ионов Eu^{3+} для тетрагональных и кубических твердых растворов $ZrO_2-(2,7 - 33 \text{ мол.}\%) Gd_2O_3-0,1 \text{ мол.}\% Eu_2O_3$, полученных методом направленной кристаллизации расплава с использованием прямого высокочастотного нагрева в холодном контейнере.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ_а, № проекта 16-02-00457.

1. Ю.С. Кузьминов, Е.Е. Ломонова, В.В. Осико, *Тугоплавкие материалы из холодного тигля*, Москва : Наука, 2004.
2. М.А. Борик, Т.В. Волкова, Е.Е. Ломонова и др., *Оптика и спектроскопия* **122**, 67 (2017).
3. J. Dexpert-Ghys, M. Faucher, P. Caro, *Journal of Solid State Chemistry* **54**, 179 (1984).
4. H. Yugami, A. Koike, M. Ishigame, *Phys. Rev.* **44**, 9214 (1991).
5. Ю.К. Воронько, М.А. Зуфаров, А.А. Соболев и др., *Оптика и спектроскопия* **81**, 814 (1996).
6. Ю.К. Воронько, М.А. Зуфаров, А.А. Соболев и др., *Неорганические материалы* **33**, 452 (1997).

ФАЗОВЫЕ ДИАГРАММЫ СИСТЕМ СУЛЬФАТА ГАЛЛИЯ С СУЛЬФАТАМИ ЛИТИЯ И НАТРИЯ

В.Ю. Пройдакова¹, С.В. Кузнецов², В.В. Воронов², П. П. Федоров^{1,2}

¹Московский технологический университет МИТХТ, Москва,

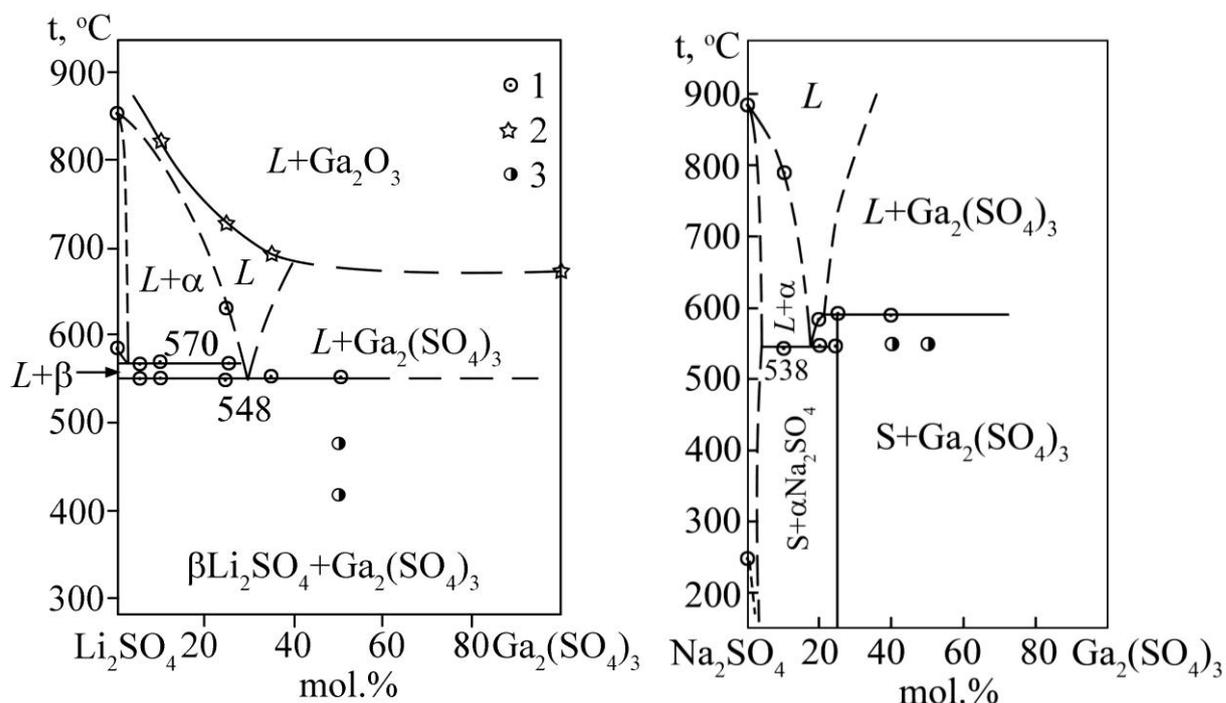
²Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва

E-mail: ppfedorov@yandex.ru

$\text{Ga}_2(\text{SO}_4)_3$ представляет собой малоисследованное соединение. Синтез проводили из реактива галлий уксуснокислый основной с последующим термическим разложением гидрата. Фазовые равновесия изучали методами термического (ДТА + ДТГ, дериватограф Q-1500) и рентгенофазового (дифрактометр Bruker D8 Advanced) анализов.

Обезвоженный сульфат галлия разлагается, начиная с 680 °С, с образованием нанокристаллического Ga_2O_3 .

Система $\text{Li}_2\text{SO}_4 - \text{Ga}_2(\text{SO}_4)_3$ эвтектического типа. Координаты эвтектики – 548 °С, 30 мол% $\text{Ga}_2(\text{SO}_4)_3$. Область твердого раствора на основе высокотемпературной модификации $\alpha\text{-Li}_2\text{SO}_4$ мала. В системе $\text{Na}_2\text{SO}_4 - \text{Ga}_2(\text{SO}_4)_3$ образуется соединение $\text{Na}_3\text{Ga}(\text{SO}_4)_3$, изоструктурное соединениям алюминия и индия, которое инконгруэнтно плавится при 538 °С. Координаты эвтектики – 540 °С, 17 мол % $\text{Ga}_2(\text{SO}_4)_3$. Область твердого раствора на основе $\alpha\text{-Na}_2\text{SO}_4$ составляет 8 ± 1 мол % $\text{Ga}_2(\text{SO}_4)_3$.



1 – данные ДТА, 2 – начало разложения,
3 – двухфазные образцы по данным РФА

ИК ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ $\text{Sr}_3\text{La}_{2-x}\text{Nd}_x(\text{Ge}_3\text{O}_9)_2:\text{Ho}^{3+}$

О.А. Липина, М.А. Мелкозерова, А.Ю. Чуфаров, А.П. Тютюнник,
Я.В. Бакланова, Л.Л. Сурат, В.Г. Зубков
Институт химии твердого тела УрО РАН, Екатеринбург
E-mail: LipinaOlgaA@yandex.ru

Лазеры коротковолнового ИК диапазона (1–3 мкм) находят широкое применение в различных отраслях науки и техники. Излучение в инфракрасном диапазоне длин волн в основном достигается за счет $4f-4f$ переходов в различных РЗ ионах (Ho^{3+} , Er^{3+} , Tm^{3+} и т.д.). Поскольку данные ионы не имеют полос поглощения, либо имеют малое сечение поглощения при 808 нм и 980 нм, коммерческие лазерные диоды не могут быть использованы в качестве источников оптической накачки. Введение в матрицу ионов Nd^{3+} или Yb^{3+} в качестве сенсбилизатора позволяет решить эту проблему. В настоящей работе изучены люминесцентные свойства впервые синтезированных фаз на основе кольцевого германата $\text{Sr}_3\text{La}_2(\text{Ge}_3\text{O}_9)_2$, содопированного ионами Nd^{3+} и Ho^{3+} .

Серия твердых растворов $\text{Sr}_3\text{La}_{2-x}\text{Nd}_x(\text{Ge}_3\text{O}_9)_2:\text{Ho}^{3+}$ ($x = 0,025 - 0,5$) была получена с применением цитратной методики. Согласно данным рентгеновской дифракции, образцы кристаллизуются в моноклинной сингонии (пр. гр. $C2/c$, $Z = 4$). Оксиды лантана и неодима, используемые при синтезе, содержали микропримеси Ho^{3+} , концентрация которых была определена методом масс-спектрометрии. Спектры люминесценции $\text{Sr}_3\text{La}_{2-x}\text{Nd}_x(\text{Ge}_3\text{O}_9)_2:\text{Ho}^{3+}$ при возбуждении лазерным диодом с $\lambda_{ex} = 808$ нм представлены на рис. 1. В области 1,0–1,9 мкм присутствует несколько полос вызванных серией переходов с возбужденного $^4F_{3/2}$ уровня неодима. Наиболее интенсивные линии при 2,1 и 2,7 мкм относятся к $^5I_7 \rightarrow ^5I_8$ и $^5I_6 \rightarrow ^5I_7$ переходам в ионе Ho^{3+} . Наибольшая интенсивность люминесценции наблюдается для состава $\text{Sr}_3\text{La}_{1,8}\text{Nd}_{0,2}(\text{Ge}_3\text{O}_9)_2:\text{Ho}^{3+}$.

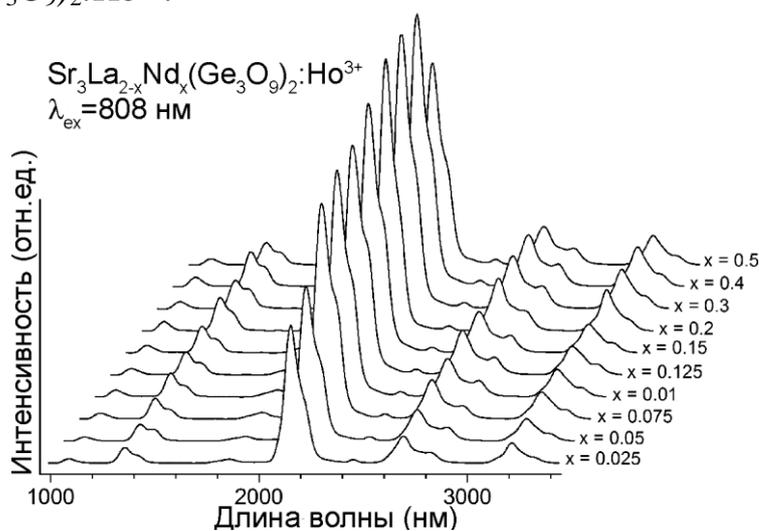


Рис. 1. Спектры люминесценции соединений $\text{Sr}_3\text{La}_{2-x}\text{Nd}_x(\text{Ge}_3\text{O}_9)_2:\text{Ho}^{3+}$

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 16-13-10111).

РОСТ $\text{Ca}_3\text{Ge}_3\text{Cr}_2\text{O}_{12}$ СО СТРУКТУРОЙ ГРАНАТА

А.Е. Егорова, П.В. Андреев, Д.В. Симановский, В.А. Иванов, В.А. Матвеев
Национальный исследовательский Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород
E-mail: ae-egorova@yandex.ru

Германатные фазы с активными ионами Cr^{4+} перспективны для использования в твердотельных лазерах диапазона 1,1–1,6 мкм [1]. В процессе исследования системы $\text{Li}_2\text{O} \cdot \text{MoO}_3 - \text{CaO} - \text{GeO}_2$ в области N_2 фазовой диаграммы, исследованной в [2], был получен сросток, изображенный на рис. 1.

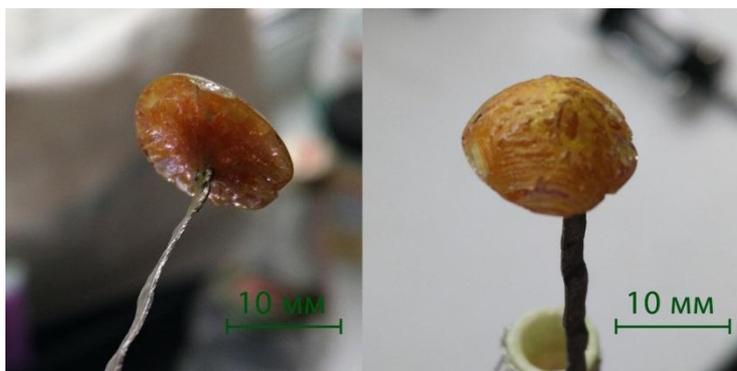


Рис. 1. Сросток с новой фазой

В данном сростке содержались вкрапления кристаллов зеленого цвета различных размеров (рис. 2).

Согласно результатам рентгеноструктурного анализа эти кристаллы имеют структуру граната, относятся к пространственной группе $\text{Ia}\bar{3}\text{d}$ и имеют химическую формулу $\text{Ca}_3\text{Ge}_3\text{Cr}_2\text{O}_{12}$. ($Z = 4$, $a = 12,26413(8)\text{\AA}$).

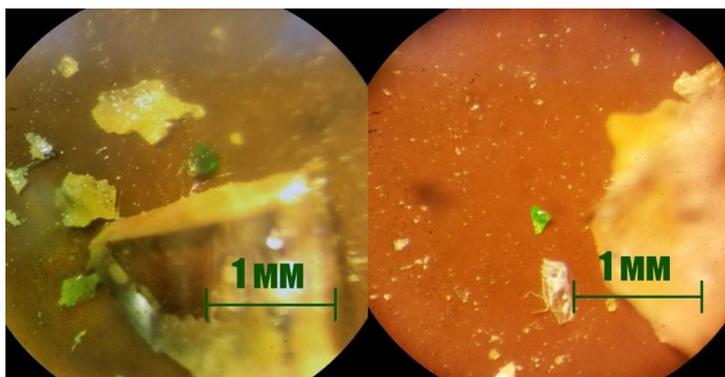


Рис.2. Кристаллы, содержащиеся в сростке

1. Meng Jian-Xin, Yang Chuang-Tao, Chen Qing-Qing, J. Lumin. **130** (7), 1320 - 1323, (2010).
2. V.A.Ivanov, M.O.Marychev, P.V.Andreev et al, Journal of Crystal Growth **426**, 25–32 (2015).

ФАЗОВЫЙ СОСТАВ И СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ $Tm_2Te_5O_{13}$

Н.А. Сахарова¹, П.А. Рябочкина¹, В.А. Ломонов², В.М. Кяшкин¹

¹Национальный исследовательский Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск

²Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН, Москва

E-mail: saharova.1996@mail.ru

В настоящей работе представлены результаты исследований фазового состава и спектрально-люминесцентных характеристик кристаллов $Tm_2Te_5O_{13}$, выращенных раствор-расплавным.

Фазовый состав кристалла уточняли методом рентгенофазового анализа. Дифрактограмма, приведенная на рис. 1, свидетельствует о соответствии кристаллов $Tm_2Te_5O_{13}$ структуре пентателлулата тулия. Параметры элементарной ячейки были уточнены методом Ритвельда и соответственно равны: $a = 6,9014 \text{ \AA}$, $b = 8,6047 \text{ \AA}$, $c = 10,5277 \text{ \AA}$; $\alpha = 88,825^\circ$, $\beta = 86,750^\circ$, $\gamma = 74,944^\circ$.

Рентгенограмма отражений от набора плоскостей (00L) для монокристалла $Tm_2Te_5O_{13}$ представлена на рис.2.

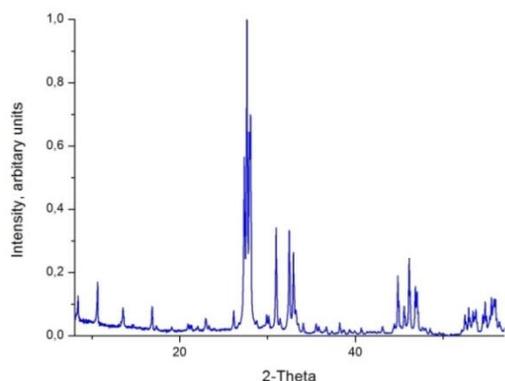


Рис. 1. Дифрактограмма поликристаллического образца кристалла $Tm_2Te_5O_{13}$

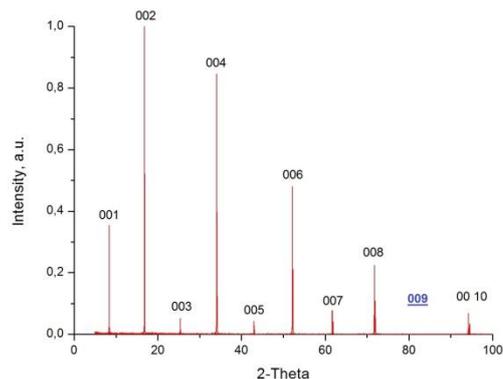


Рис. 2. Рентгенограмма отражений от набора плоскостей (00L) монокристалла $Tm_2Te_5O_{13}$

Зарегистрированы спектры поглощения и люминесценции ионов Tm^{3+} в кристаллах $Tm_2Te_5O_{13}$. Спектры люминесценции, соответствующие переходам ${}^3H_4 \rightarrow {}^3H_6$ и ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$ ионов Tm^{3+} , зарегистрированные при возбуждении излучением твердотельного лазера с $\lambda_{изл} = 457 \text{ нм}$ показаны на рис. 3.

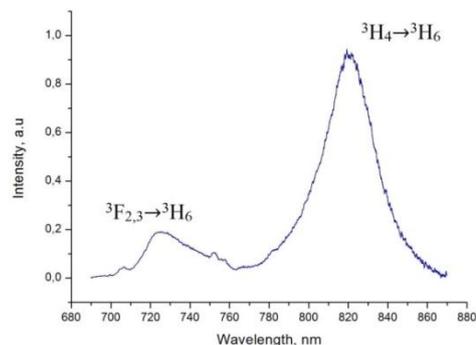
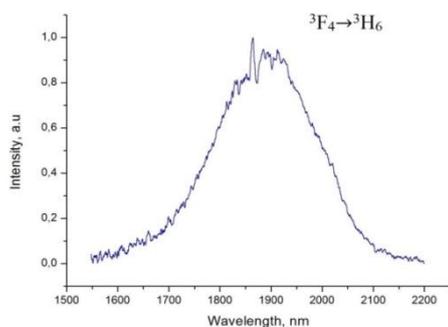


Рис. 3. Спектры люминесценции ионов Tm^{3+} в кристалле $Tm_2Te_5O_{13}$

СИНТЕЗ И СВОЙСТВА В ИК-ОБЛАСТИ СОЕДИНЕНИЯ BaPrCuS_3

Н.О. Азарапин, Т. М. Бурханова, А. В. Соловьёва
Тюменский государственный университет, Тюмень
E-mail: riddig@bk.ru

Соединение BaPrCuS_3 получено сплавлением шихты, состоящей из смеси исходных сульфидов, в кварцевом реакторе при инертной атмосфере, путем плавления в графитовом тигле на установке токов высокой частоты при 1400 К. Охлаждением из расплава получен гомогенный образец, что указывает на конгруэнтный характер плавления соединения.

BaS – синтезирован путем восстановления BaSO_4 в потоке водорода при температуре 1173 К в кварцевом реакторе. Pr_2S_3 получен сульфидированием Pr_2O_3 ос.ч 11-4 при 1273 К в потоке сульфидирующих газов, образующихся при разложении родонита аммония. Для получения Cu_2S использован метод прямого ампульного синтеза из исходных веществ. Навеска из Cu х.ч. и S ос.ч 8-4, запаянная в провакумированную кварцевую ампулу, в течении недели выдержанной в муфельной печи при 1300 К.

В этой работе использовалась ИК-спектроскопия на оборудовании ИК-Фурье спектрометр ФСМ 1201. Для этого исследуемый образец растирался и перемешивался с заранее подготовленным эталоном. Эталон служил заранее отснятый, прокаленный порошок бромида калия KBr марки о.с.ч. Съемка велась в атмосфере углекислого газа CO_2 с диапазоном от 4000 см^{-1} до 500 см^{-1} .

На спектре помимо пика эталонного бромида калия 1444 см^{-1} присутствует сигнал от воды 3418 см^{-1} , адсорбированной из атмосферы. Спектр соединения характеризуется широким диапазоном пропускания от 3418 см^{-1} до 1624 см^{-1} . И коэффициентом пропускания от 40 до 60 %.

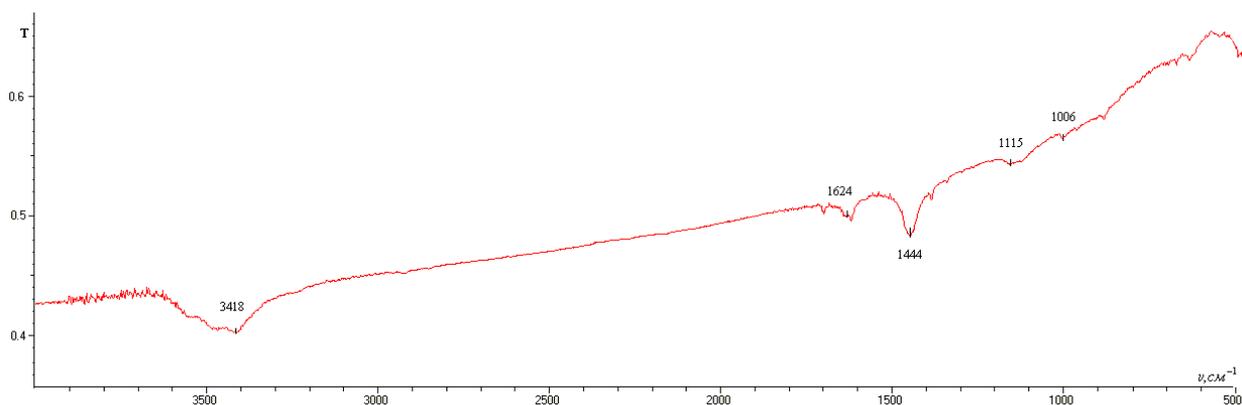


Рис. 1. ИК-спектр поглощения BaPrCuS_3

ПРОБЛЕМЫ ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ В КРИСТАЛЛАХ $\text{SrMoO}_4:\text{RE}^{3+}$

Е.Э. Дунаева, Т.В. Чухловина, Л.И. Ивлева

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

E-mail: chukhlovina@gmail.com

Разработка новых компактных, эффективных, спектрально-позиционированных твердотельных источников лазерного излучения для ближнего и среднего ИК-диапазонов является актуальной задачей. В последнее время были предложены оксидные лазерные среды, позволяющие осуществить лазерное усиление и генерацию на РЗ ионах (функция лазерной среды), и обеспечить высокоэффективную ВКР конверсию лазерного излучения (функция нелинейной среды).

Нами разработана технология монокристаллов молибдата стронция, легированных ионами Pr^{3+} , Ho^{3+} и Tm^{3+} позволяющая воспроизводимо получать методом Чохральского кристаллы хорошего оптического качества и получены концентрационные серии кристаллов SrMoO_4 , с размерами 20 мм в диаметре и длиной до 50 мм.

SrMoO_4 кристаллизуется в структуре шеелита (пр. гр. $I4_1/a$): ионы Sr^{2+} находятся в искаженном додекаэдре SrO_8 , ионы Mo^{6+} - в тетраэдре MoO_4 . Ионы-активаторы вводились в расплав в виде $\text{RE}^{3+}\text{Nb}^{5+}\text{O}_4$ ($\text{RE}^{3+} = \text{Pr}^{3+}, \text{Tm}^{3+}, \text{Ho}^{3+}$) с искаженной структурой шеелита, что благоприятно для изоморфного замещения и электронейтральности системы. Результаты уточнения структуры SrMoO_4 рентгеноструктурным методом свидетельствуют о вакансиях в позиции Sr ($(\text{Sr}_{0.988(6)}\square_{0.012})\text{MoO}_4$), что объясняет желтоватый цвет, обусловленный центром окраски ($V_{\text{Sr}}'', 2h^\bullet$)^x. В системах с Ho^{3+} и Tm^{3+} образуются разные точечные дефекты: $0 \rightarrow \text{Ho}_{\text{Sr}}^\bullet + \text{Nb}_{\text{Mo}}'$ и $0 \rightarrow \text{Tm}_i^{n\bullet} + V_{\text{Sr}}^{m'} + \text{Nb}_i^{p\bullet} + V_{\text{Mo}}^{q'}$ соответственно, что, наиболее вероятно, обусловлено большими различиями в размерах ионов Sr^{2+} и Tm^{3+} ($r_{\text{Sr}} = 1,26 \text{ \AA}$, $r_{\text{Tm}} = 0,99 \text{ \AA}$) по сравнению с Ho^{3+} ($r_{\text{Ho}} = 1,02 \text{ \AA}$). Можно ожидать, что близость размеров Sr^{2+} и RE^{3+} будет увеличивать границы изоморфного гетеровалентного замещения в $\text{SrMoO}_4:\text{RE}^{3+}$, а увеличение разницы – образованию ограниченного твердого раствора внедрения. Измерены эффективные коэффициента распределения ионов Pr^{3+} , Ho^{3+} и Tm^{3+} в кристалле SrMoO_4 , которые составили 0,80; 0,40 и 0,25 соответственно.

Изучены спектрально-люминесцентные и генерационные характеристики выращенных кристаллов. На кристалле $\text{SrMoO}_4:\text{Tm}^{3+}$ получен широкий спектр генерации 1850 – 1990 нм при возбуждении лазерным диодом на 1700 нм. Эффективность преобразования 18 %.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ (грант № 16-32-00423).

УСИЛИТЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА И СТОЙКОСТЬ К ОБРАЗОВАНИЮ ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ КРИСТАЛЛА $\text{BaF}_2:\text{Ce}$

А.В. Ловчев, А.К. Наумов, О.А. Морозов, Р.Д. Аглямков
Казанский федеральный университет, Казань
E-mail: alovchev@kpfu.ru

В данной работе были определены усилительные свойства кристаллов состава $\text{BaF}_2:\text{Ce}^{3+}$ в условиях интенсивного УФ облучения. Кристаллы были выращены в печи индуктивного нагрева методом температурного градиента в вакууме.

На рис. 1 показан спектр поглощения и люминесценции $\text{BaF}_2:\text{Ce}^{3+}$. Накачка производилась лазером на кристалле $\text{LiCaAlF}_6:\text{Ce}^{3+}$ ($\text{LiCAF}:\text{Ce}$) в не-селективном резонаторе с длиной волны генерации 287 нм. Также на рисунке показан спектр люминесценции кристалла $\text{LiCAF}:\text{Ce}$ при его накачке излучением с длиной волны 266 нм.

Спектр люминесценции $\text{LiCAF}:\text{Ce}$ хорошо согласуется со спектром поглощением кристалла $\text{BaF}_2:\text{Ce}$, что позволяет сделать вывод о возможности ступенчатой накачки, кроме того наличие поглощения на длине волны 266 нм позволяет возбуждать $\text{BaF}_2:\text{Ce}$ напрямую от четвертой гармоники неодимового лазера.

Был произведен анализ стойкости материала к образованию центров окраски при интенсивном продолжительном облучении лазерами с длинами волн 266 и 287 нм. Также представлены экспериментальные результаты и данные расчетов по исследованию усилительных характеристик кристалла $\text{BaF}_2:\text{Ce}$ с целью изучения возможности создания новой активной лазерной среды.

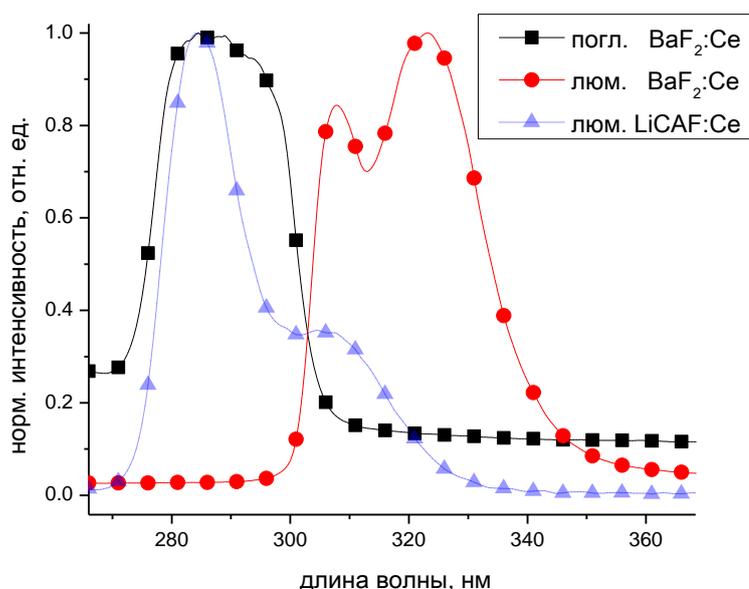


Рис. 1. Спектр поглощения и люминесценции кристалла $\text{BaF}_2:\text{Ce}$ и спектр люминесценции кристалла $\text{LiCAF}:\text{Ce}$

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ СВЕЧЕНИЯ В ПРОЦЕССЕ ЗАТУХАНИЯ СВЕРХТОНКИХ СЛОЕВ ЛЮМИНОФОРОВ ПРИ ПОЛЕВОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

Б.Н. Денисов, Я.А. Зазулин, Е.А. Федосеев

*Национальный исследовательский Мордовский государственный
университет им. Н.П. Огарева, Саранск*

E-mail: yaroslav.zazulin@mail.ru

В работе приводятся результаты моделирования спектров свечения сверхтонких (200нм) слоев люминофора содержащего два центра свечения в процессе затухания при возбуждении полем. Расчет проводился при условии однородного возбуждения по всей толщине слоя [1], что позволяет резко упростить расчет в случае рекомбинационной кинетики свечения. При расчетах полагалось, что люминофор имеет n центров свечения с разными скоростями рекомбинации, спектры которых описываются Гауссовской кривой. В этом случае кинетика свечения на данной длине волны для i центра свечения описывается дифференциальным уравнением вида

$$d\Delta n_i(\lambda)/dt = -\alpha_{oi}\Delta n_i + \gamma_i\Delta n_i(\lambda), \quad (1)$$

где $\alpha_{oi} = 2\gamma_i n_o$ - скорость рекомбинации на i центр свечения при низком уровне освещения; γ_i - коэффициент рекомбинации на i центр свечения; n_o - концентрация равновесных свободных носителей в зоне проводимости. В случае низкого уровня возбуждения, при наличии двух центров свечения с различными скоростями рекомбинации, соотношение между интенсивностями свечения первого и второго центра в максимуме равно:

$$n = (I_1/I_2)\exp-(\alpha_{o1} - \alpha_{o2}) \cdot t \quad (2)$$

Если $\alpha_{o1} > \alpha_{o2}$, то с течением времени соотношение между интенсивностями свечения центров изменяется в пользу второго пика и результирующий спектр свечения, будет смещаться в сторону второго пика. При обратном соотношении $\alpha_{o1} < \alpha_{o2}$ результирующий спектр свечения сместится в сторону первого пика. На рис. 1 приведен спектр свечения для случая $\alpha_{o1} > \alpha_{o2}$.

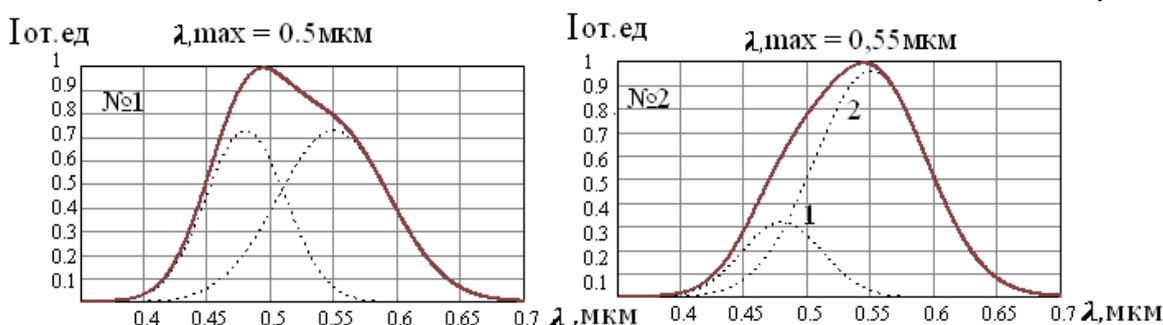


Рис. 1 Спектры свечения. $\alpha_1 = 2\alpha_2$. № 1 - до затухания, № 2 - затухание $t = 1/2\alpha_2$

1. Б.Н. Денисов, Н.В. Моисеев, В.С. Храмов, Сборник трудов 14-ой международной конференции «Материалы нано-, микро-, оптоэлектроники и волоконной оптики: физические свойства и применение», 35 (2015).

NEW FUNCTIONAL MATERIALS

COUPLED ELECTRON-PHONON EXCITATIONS IN CRYSTALS

M.N. Popova

Institute of Spectroscopy, RAS, Troitsk, Moscow

E-mail: popova@isan.troitsk.ru

A coupling between the electronic system and the lattice vibrations plays an important role in physics of crystals. In particular, it is responsible for the classical superconductivity and different kinds of the Jahn – Teller effect. Narrow zero-phonon spectral lines in crystals shift and dramatically broaden with increasing the temperature, mainly because of the electron-phonon coupling. The same coupling is responsible for the crystal-field levels' relaxation and, hence, the lifetimes. The values of these effects and of the multiphonon relaxation rates (also dependent on the electron-phonon interaction) are of primary importance for laser applications, because they influence the gain, output frequency stability, and thermal tunability of a laser. In the case of a resonance between a phonon and an electronic excitation, the electron-phonon interaction can result in a formation of coupled electron-phonon modes, which is typical of a very broad class of stoichiometric *f*- and *d*-materials, including many functional ones. This results in appreciable changes in the low-frequency energy spectrum that governs thermodynamic and magnetic properties of the compound. That is why it is important to understand physics of coupled electron-phonon modes and of their behavior in external magnetic fields.

I'll address these issues on the example of our recent studies of the coupled electron-phonon modes in a multiferroic antiferromagnetic $\text{PrFe}_3(\text{BO}_3)_4$ single crystal. Multiferroic compounds exhibit a mutual interference of the charge, lattice, and spin degrees of freedom and are the most promising candidates for observing new effects mediated by the electron-phonon interaction. In the terahertz reflection spectrum of $\text{PrFe}_3(\text{BO}_3)_4$, we observed a growing splitting of the lowest-frequency phonon band with lowering the temperature, accompanied by redistribution of intensities between the components of the splitting [1]. We also studied the behavior of this spectral feature in external magnetic fields up to 30 T and observed two bifurcation points in the spectra of $\text{PrFe}_3(\text{BO}_3)_4$ in the magnetically ordered state [2]. All the mentioned phenomena were successfully explained and modeled in the framework of the theory of coupled electron-phonon modes and the value of the electron-phonon coupling constant was determined [1, 2].

1. K.N. Boldyrev, T.N. Stanislavchuk, A.A. Sirenko et al., Phys. Rev. B Rapid Comm. **90**, 121101(R) (2014).
2. K.N. Boldyrev, T.N. Stanislavchuk, A.A. Sirenko et al., Phys. Rev. Lett. **118**, 167203 (2017).

JOINT USE OF STRUCTURAL AND CALORIMETRIC METHODS FOR THE STUDY OF PHASE TRANSITIONS

A.V. Knyazev¹, N.N. Smirnova¹, N.V. Somov¹, S.S. Knyazeva¹,
O.V. Krashennikova¹, A.G. Blokhina¹, E.V. Chuprunov¹
¹*Lobachevsky University, Nizhny Novgorod*
E-mail: knyazevav@gmail.com

Calorimetric studies are the most laborious part of research in the field of chemical thermodynamics. An important task in our work was studying the thermodynamic functions of the compounds in order to describe the processes with their participation and detecting criteria of their stability. The enthalpies of formation of about 250 inorganic and organic compounds were experimentally determined for the first time using a reaction adiabatic calorimeter and combustion calorimeter.

Using an adiabatic vacuum calorimeter, we have identified the temperature dependences of heat capacities at constant pressure for more than 60 compounds in a temperature interval from 7 to 350 K. The obtained data allowed describing possible phase transitions and calculating absolute entropies of formation of the compounds. It is important to note that heat capacities at constant pressure of the majority complex oxides monotonously grow with rising temperature without any visible anomalies. On the contrary, the physical transitions are observed in uranylcarbonates, uranylsulfates, several tungstates, spinels (figure) and steroid hormones. The description of transitions was made by means of McCallaf–Vestrum classification of physical transitions. According to this classification phenomenological all phase transitions in solids can be categorized into seven types (I, 2I, 3I, 2N, 3N, G, H). Three transitions are isothermal, two transitions are non-isothermal, and G and H transitions, whose name comes from the English word hump and glass-like.

The most common type of transitions in the layered compounds is isothermal (I) transitions connected with polymorphic transitions in the crystal. The polymorphism is caused by possible shifts or rotations of layers relatively to each other in the crystalline structure. Isothermal transitions look like «peaks» on the curve of heat capacity; the area of «peaks» is numerically equal to the enthalpy of phase transition. The less common physical transitions are H-transitions and they are observed as «humps» on the curve of heat capacity. From the physical point of view, the given anomaly may be connected with “defreezing” of rotations around metal – water (M–OH₂) bond in structures of the appropriate crystallohydrates.

The compounds Tetrasodium Uranyl Tricarbonate (Na₄UO₂(CO₃)₃) and (Potassium Titanium Iron Oxide) K₂Fe₂Ti₆O₁₆ show the G-type (glass-like) physical transitions. The nature of this anomaly is probably related to the presence of cation–cation interactions in the structure of this compound, which we confirmed using Voronoi–Dirihle calculations of polyhedra using program complex TOPOS.

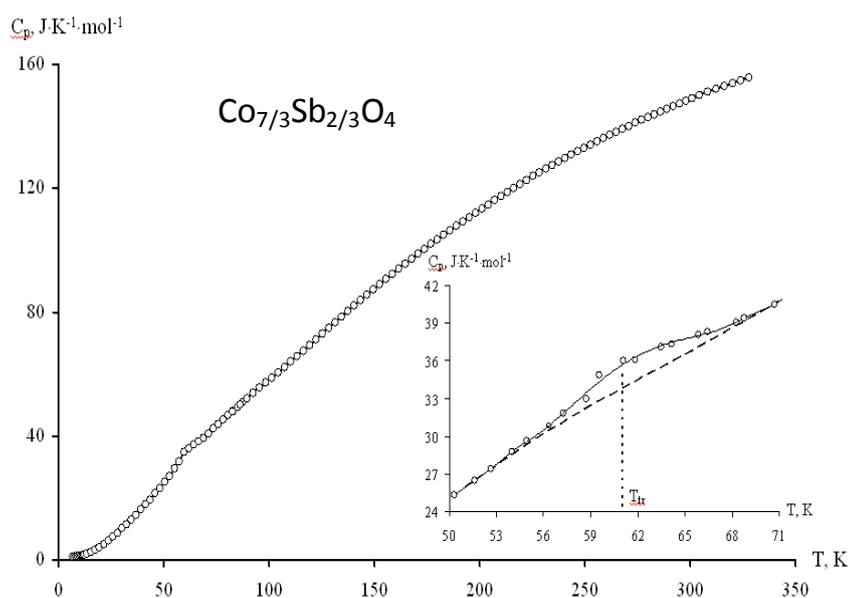
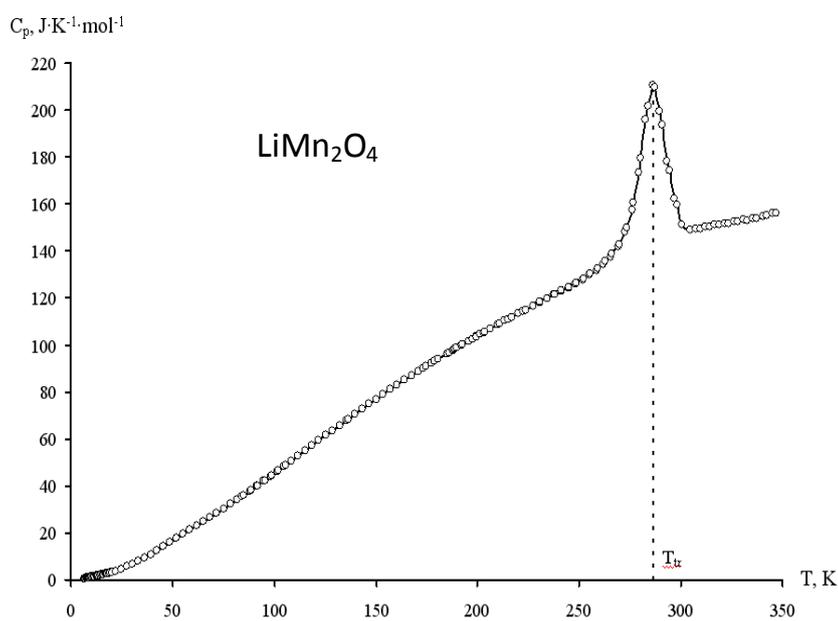
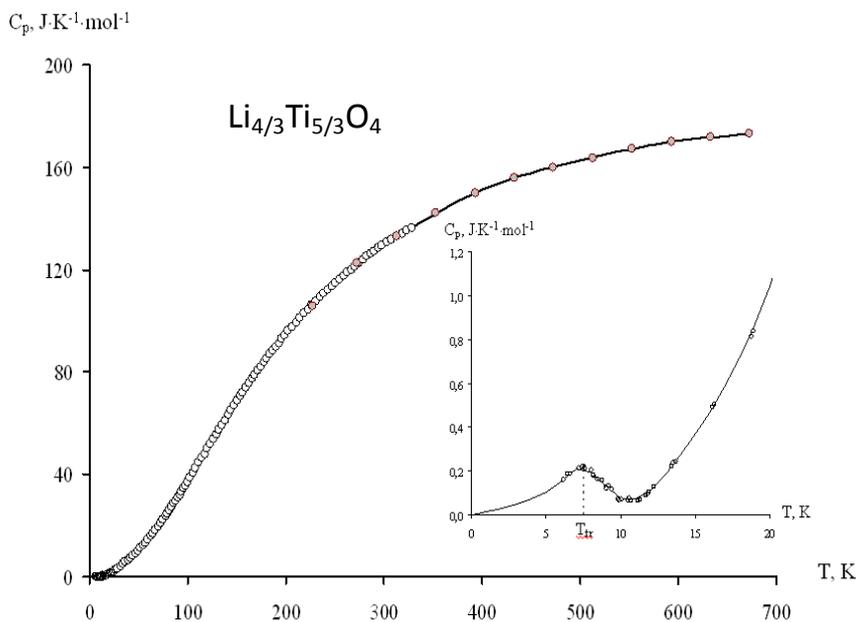


Fig. 1. Temperature dependences of the heat capacity of $\text{Li}_{4/3}\text{Ti}_{5/3}\text{O}_4$, $\text{Co}_{7/3}\text{Sb}_{2/3}\text{O}_4$, LiMn_2O_4 compounds with spinel mineral structure

Thus, the calorimetric methods allowed estimating all necessary thermodynamic functions of 50 inorganic and 10 organic compounds. Thermochemical data were obtained for 250 compounds.

For the study of phase transitions, thermal stability, and melting temperatures of the substances we are also actively using the differential scanning calorimetry. However, in order to answer questions about the structural changes necessary to use high-temperature and low-temperature X-ray diffraction. The anomalous change in the temperature dependence of the unit cell parameter is observed in the field of phase transitions. In the phase transition there occurs extreme change diagram of thermal expansion. These diagrams constructing at different temperatures demonstrate priority directions of thermal expansion and its anisotropy. Value of thermal expansion coefficient in given direction corresponds to length of radius-vector which is traced from origin of coordinates to edge of figure of expansion.

HEAT TREATMENT OF BISMUTH-GERMANIUM GLASSES WITH DIFFERENT COMPOSITIONS

I.V. Stepanova, E.M. Kolobkova, E.D. Slyshkina, O.B. Petrova
The D.I.Mendeleev University of Chemical Technology of Russia, Moscow
E-mail: stir@inbox.ru

The Bi_2O_3 - GeO_2 system includes some compounds whose crystals possess electro-optical ($\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$), scintillation ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) or ferroelectric (Bi_2GeO_5) properties. Crystalline phases $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ and Bi_2GeO_5 may be synthesized by heat treatment of glasses with the same or close to that chemical composition. Our previous studies revealed the changing bismuth oxide to germanium oxide ratio effect on synthesized glasses' color and structure of crystalline phases' forming after subsequent heat treatment. The effect of heat treatment conditions on optical characteristics of different composed bismuth-germanium glasses was investigated in this study.

The glass compositions with molar ratio of Bi_2O_3 : GeO_2 equal to 35:65, 40:60, 45:55, 50:50, 55:45 were chosen for experiments; the glasses were produced by melting the mixture of initial oxides and subsequent casting of the melt onto a substrate. The heat treatment of initial glasses was made on air and in reduced atmosphere. The optical absorption spectra of glasses before and after heat treatment were studied using a UNICO 2800 (UV/VIS) spectrophotometer in the range from 190 nm to 1100 nm.

The optical absorption spectra of all initial glasses have the absorption shoulder in the area around 500 nm, whose intensity is rising with Bi_2O_3 -concentration increasing and provides red color of samples. The absorbance in this region corresponds to optical defect Bi-centers in the glasses [1]. The increasing of bismuth oxide content in glass leads to absorption edge shift to long-wave region. The glasses heat treatment on air leads to significant discoloration of samples. The heat-treated glasses absorption spectra show decreasing or even full disappearance of absorption shoulder at 500 nm associating with Bi-centers destruction caused by oxygen diffusion from air or by bismuth ions oxidation number changing.

The bleaching effect was revealed even when treatment temperatures were below than glass transition temperatures. It's shown the decolorization process is associated with color centers destruction not with crystalline phases forming in glasses.

1. E.M. Dianov, Quantum Electronics **40** (4), 283 - 285 (2010).

INVESTIGATION OF SINGLE CRYSTALS DERIVED FROM SILVER BROMIDE DOPED WITH MONOVALENT THALLIUM

A.S. Korsakov, D.D. Salimgareev, A.E. Lvov, L.V. Zhukova

*Ural federal university named after
the first President of Russia B.N. Yeltsin, Yekaterinburg
E-mail: a.s.korsakov@urfu.ru*

High-purity fiber materials based on silver halides doped with monovalent thallium are of crucial importance for producing units working in the mid- and far-IR range. In this regard, basing on novel crystals of substitutional solid solutions of AgBr–TlI and AgBr–(TlBr_{0,46}I_{0,54}) systems, our research group developed IR-fibers for the wavelength range from 2,0 to 40,0–45,0 mkm [1]. At first, we investigated physicochemical characteristics of these systems. This research formed the basis for the creation of new crystals and, as a consequence, the new photostable crystals with nanodefects were grown. Then, from the crystals obtained, we fabricated the photonic crystal fibers, which are suitable for manufacturing fiber optic systems useful for many fields of science and technology. The presence of thallium (I) iodide, thallium (I) bromide, and their solid solutions in silver bromide leads to the enhancement of optical and mechanical properties of crystals and fibers based on them. Due to the solid solution strengthening of certain materials in question, we observed the increase of the hardness, photostability, refractive index and we also observed the expansion of transmission range towards longer wavelengths (fig. 1).

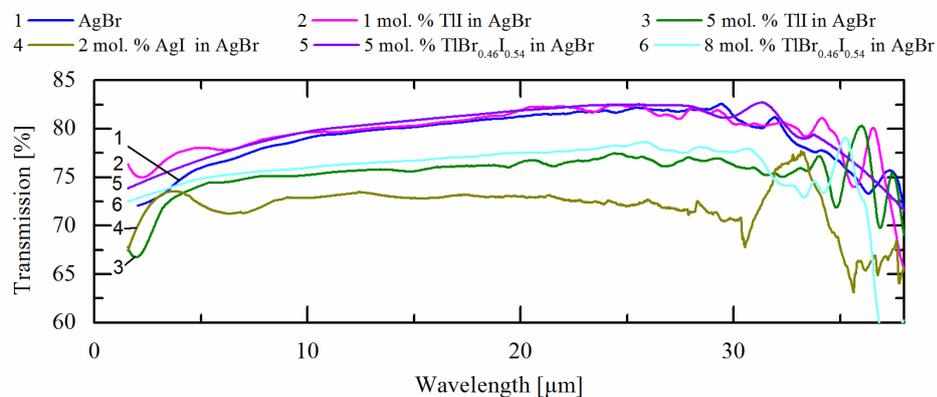


Fig. 1. Transmission spectra of the samples

The obtained IR fibers can be used in laser technology (transfer of laser radiation of CO and CO₂ laser), nuclear technology (monitoring of background radiation), low-temperature IR pyrometry, online monitoring of chemical processes and other technological processes.

1. Korsakov A.S. *Infrared crystals and optical fibers. Theory and practice.* UMC UPI, 2015.

IMPROVEMENT OF OPTICAL CHARACTERISTICS OF OPTICAL UNITS DERIVED FROM SILVER HALIDES AND MONOVALENT THALLIUM HALIDES

A.E. Lvov, A.S. Korsakov, D.D. Salimgareev, L.V. Zhukova
*Ural federal university named after
the first President of Russia B.N. Yeltsin, Yekaterinburg
E-mail: a.e.lvov@urfu.ru*

The development of optics dictates the requirements for improving the characteristics of the element base of optical products, in particular lenses and fibers. In this case, the investigation of insufficiently explored long wavelengths is associated with the use of materials with a large refractive index, and this leads to the increase in the Fresnel reflections at the interphase boundaries. In connection with this, there is a question about the creation of anti-reflective coatings, which could neutralize this effect. The most promising materials of infrared optics are solid solutions of silver halides and monovalent thallium halides. Their transparency edge values reach 40 microns (for single crystals) and 25 microns (for polycrystalline fibers). A wide range of possible compositions of solid solutions makes it possible to change their optical-mechanical characteristics, thereby making it possible to create «turnkey» optical elements. The development of new AgBr – TlI and AgBr – (TlBr_{0,46}I_{0,54}) crystal systems allows us to go further into the long-wavelength region, but in this case the refractive index increases greatly. However, an interesting effect was found in these systems. The UV-irradiation of the samples (polycrystalline plates) caused the surface change. As a result, the transmission in the near infrared reduced (down to 8 μm) and the transmission at longer wavelengths increased (fig. 1) due to the decrease in the Fresnel reflection [1]. This will allow us to increase the transmission by an average of 4 % on each interface [2].

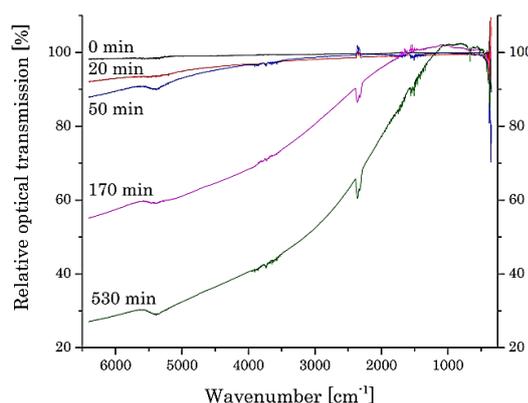


Fig. 1. Relative transmission variation depending on the exposure time for Ag_{0,98}Tl_{0,02}Br_{0,98}I_{0,02}

1. A. S. Korsakov and et al., Chin. Opt. Let. **14**. 020603 (2016).
2. A. S. Korsakov and et al. Opt. Mat. **62**. P. 534 – 537 (2016).

REFRACTIVE INDEX DETERMINATION OF AgBr – (TlBr_{0,46}I_{0,54}) CRYSTALS

D.D. Salimgareev, A.S. Korsakov, A.E. Lvov, L.V. Zhukova
*Ural federal university named after
the first President of Russia B.N. Yeltsin, Yekaterinburg*
E-mail: d.d.salimgareev@urfu.ru

Currently, the infrared materials, transparent in the mid- and far-IR range, are in great demand. AgBr – (TlBr_{0,46}I_{0,54}) crystals are one of the promising materials transparent from 2,0 to 40,0 – 45,0 mkm. For these substances, besides the transparency range, the dependence of refractive index on wavelength is necessary to know. This is important for technical applications in the wavelength range from 3,0 to 12,0 μm and beyond. According to the technique described in [1], refractive indices in the spectral range from 3,0 to 14,0 mkm were determined. For this purpose, the transmission spectra were registered with the resolution of 0,5 cm⁻¹. The spectra were recorded using a KBr splitter and an MCT detector, which is cooled down by liquid nitrogen. Then we studied the parts of each spectrum corresponding to the wavelengths of 3,0; 4,5; 5,0; 8,0; 10,6; 12,0; 14,0 μm where we observed a clear interference. The dispersion of the refractive index is shown in fig. 1.

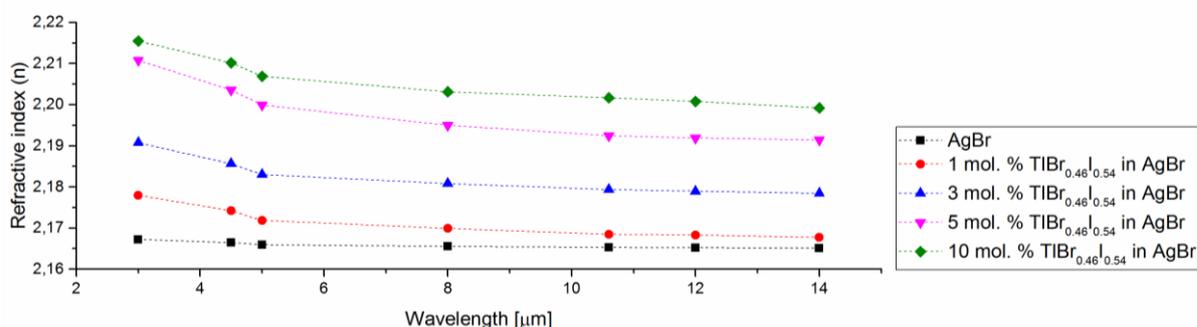


Fig. 1. The refractive indices of the crystals under consideration

It is seen in fig. 1 that the refractive index values rise with the increase of TlBr_{0,46}I_{0,54} content in AgBr-(TlBr_{0,46}I_{0,54}) system within the entire wavelength range in question, while for each constant composition these values monotonously decrease with the wavelength increase.

Basing on the refractive indices obtained, it is possible to carry out the modeling of fiber optical structures in a wide spectral range and to produce various photonic crystal fibers suitable for IR spectroscopy, thermal imaging and laser equipment.

1. F. Padera, *Measuring absorptance (k) and refractive index (n) of thin films with the PerkinElmer Lambda 950/1050 high performance UV-Vis/NIR Spectrometers*, 2013.

INFLUENCE OF THE COMPOSITION OF GLASS MATRIX ON LUMINESCENT PROPERTIES AND STABILITY OF CHARACTERISTICS OF HYBRID MATERIALS

M.O. Anurova, K.I. Runina, E.V. Ermolaeva, A.A. Akkuzina,
A.V. Khomyakov, I.Ch. Avetissov, O.B. Petrova

D. Mendeleev University of Chemical Technology of Russia, Moscow

E-mail: maria_anurova93@mail.ru

One of the main tasks of obtaining hybrid materials (HM) based on highly effective organic luminophores and inorganic glass matrices is the protection of organic components from the destructive effects of the environment (moisture, UV irradiation) [1]. Therefore, it is important to study the stability of the characteristics of HM. The stability of the photoluminescence (PL) spectra of GM based on the 8-hydroxyquinolates of metals (Li, Rb, Sr) and the phenanthroline complex Eu with three different low-melting lead inorganic glass matrices (G11-80PbF₂-20B₂O₃, G12-62PbO-26B₂O₃-12SiO₂ and G13 - 62PbF₂-26B₂O₃-12SiO₂) with prolonged exposure in room conditions, under the influence of a UV lamp and when heated over the glass transition temperatures of the matrices. The luminescent properties of HM depend on the matrix (fig. 1a), but remain practically unchanged under harsh influences (fig. 1b).

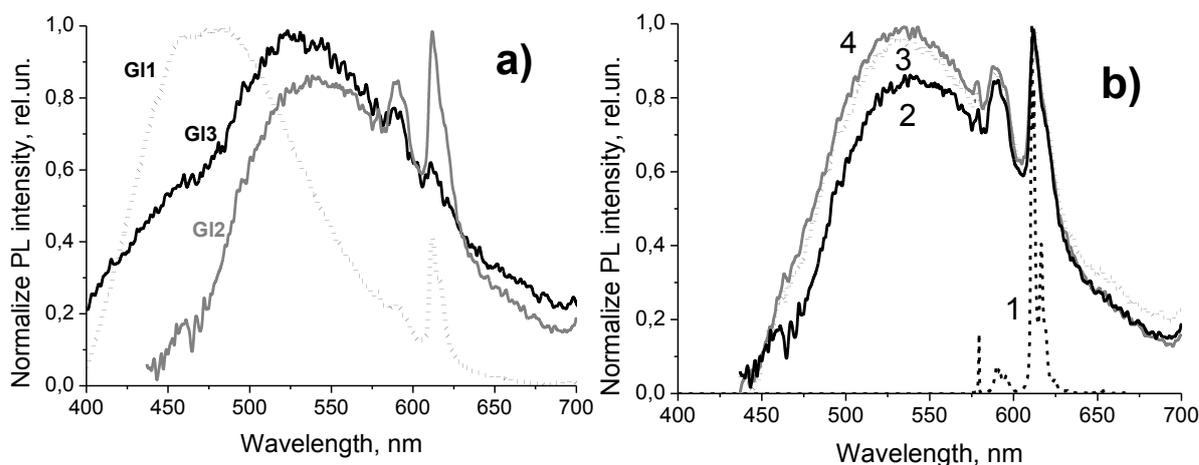


Fig. 1. a) PL spectra of HM based on Eu(NTA)₃(Phen) and various glass matrices;

b) PL spectra of: 1 – powdered Eu (NTA)₃(Phen) and HM's a matrix-based G12:

2 – as-synthesized,

3 – HM's exposed at UV during 6 months,

4 – HM's annealed over glassy temperatures

This research was financially supported by the Russian Scientific Foundation (grant number № 14-13-01074).

1. O. Petrova, I. Taydakov, M. Anurova et al., *Periodica Polytech., Chem. Eng.* **60** (3), 152 (2016).

NEW MATERIALS FOR IR OPTICS

P.P. Fedorov¹, S.V. Kuznetsov¹, E.L. Chuvilina², A.A. Gasanov³,
M.S. Kuznetsov³, I.S. Lisitskii³, V.G. Plotnichenko⁴, V.V. Osiko¹

¹*Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow*

²*LANHIT-LTD Moscow*

³*GIREDMET ASC «Rosatom» company, Moscow*

⁴*Fiber Optics Research Center, Russian Academy of Sciences, Moscow*

E-mail: ppfedorov@yandex.ru

Single crystals of thallium halides, TlCl-TlBr (KRS-6) and TlBr-TlI (KRS-5) solid solutions, as well as cesium iodide, CsI, have been the primary far-infrared optical materials for more than 50 years despite their high toxicity (KRS crystals) or hygroscopicity (CsI). Indium monoiodide, InI, can be a good alternative material to these substances. Orthorhombic indium monoiodide (*Cmcm* space symmetry group) melts congruently at 365 °C; InI is not hygroscopic, and it is chemically stable.

We synthesized InI from the corresponding elements using quartz installation under ambient pressure. Obtained InI was purified by rectification under argon, capillary and direct crystallization purification techniques. InI single crystals (14 mm diameter, 70 mm length) were grown by Bridgman-Stockbarger method in isolated quartz vessels (2 mm per hour crystallization rate).

Edge of its absorption band in the visible spectrum range has been determined by 2,01 eV forbidden zone width. InI transparency in IR spectrum range spanned to 51 μm (fig. 1). Another good materials for IR-optics is the CsPbBr₃ (fig. 2).

This work was partially support by Agreement No. 14.604.21.0130.

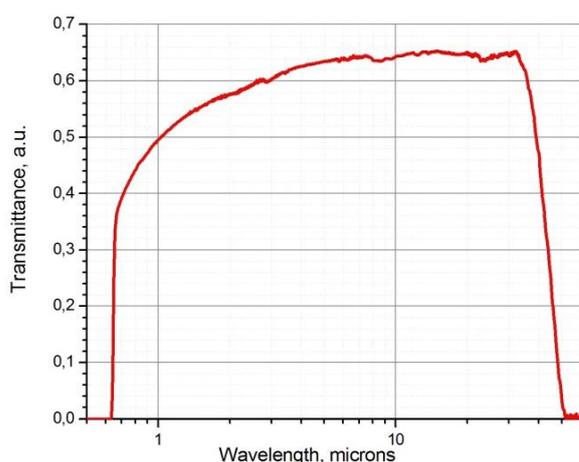


Fig. 1. InI plate transmission spectrum (1,80 mm thick)

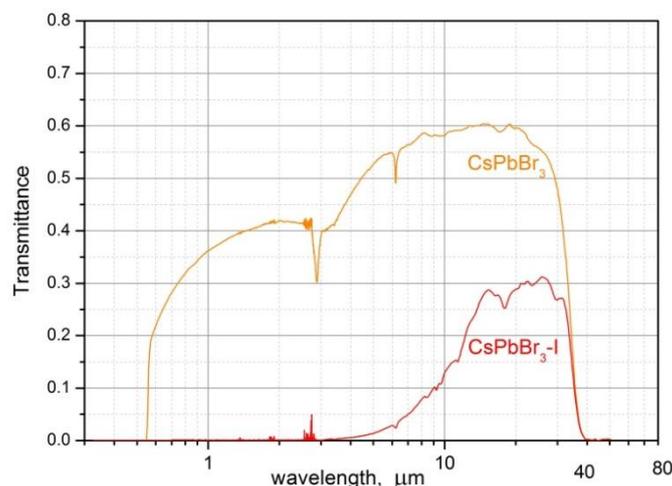


Fig. 2. CsPbBr₃ plate transmission spectrum: top curve – single crystal, bottom curve ceramics

SYNTHESIS OF THE SOLUTION–MELT METHOD
AND INVESTIGATION OF NaRF_4 ($R = \text{Y, Ce}$)

M.N. Mayakova, P.P. Fedorov, S.V. Kuznetsov, V.V. Voronov
Prokhorov General Physics Institute, RAS, Moscow
E-mail: mn.mayakova@gmail.com

Interest in synthesis and study of fluoride powders is rapidly increased recently. An unique set of physical and chemical properties of fluorides cause the possibility of using fluoride powders in various fields of science and technology. Fluoride powders can be used as the precursors for laser ceramics and single crystals preparation, for different biomedical applications. NaYF_4 and NaCeF_4 Are promising matrices for doping with various rare earth elements and the creation of effective phosphors. NaYF_4 crystallizes in two polymorphic modifications: the high-temperature cubic (fluorite structure type) and low-temperature hexagonal (gagarinite structural type). According to the literature data, erbium and ytterbium doped lowtemperature hexagonal modification is high efficiency up-conversion matrix. There are many methods for the synthesis of low-temperature modification NaYF_4 , but most of them involve technical difficulties. In this paper we used the method of spontaneous crystallization from the melt for the synthesis of NaCeF_4 and NaYF_4 hexagonal modification. The optimal synthesis conditions (temperature synthesis, the amount of solvent, the excess of the fluorinating agent, additional heat treatment conditions) were determined. Single-phase powders confirmed by x-ray diffraction were synthesized. The morphology of the synthesized powders was studied by scanning electron microscopy. Large particles are hexagonal morphology hollow inside, and the outer walls have a thickness about 50 nm.

This work was supported by RFBR grant № 15-08-02481.

SYNTHESIS AND LUMINESCENT PROPERTIES OF $\text{Gd}_2\text{GeMoO}_8:\text{Yb,Er}$

V.A.Krutko¹, M.G.Komova¹, D.V.Pominova²

¹*N.S.Kurnakov Institute of General and Inorganic Chemistry RAS, Moscow*

²*A.M.Prokhorov Institute of General Physics RAS, Moscow*

E-mail: krutko@igic.ras.ru

Germanates molybdates $\text{Ln}_2(\text{GeO}_4)(\text{MoO}_4)$ (the gross-formula is $\text{Ln}_2\text{GeMoO}_8$) are the compounds with mixed anions. They have structure of distorted scheelite CaWO_4 (tetragonal system, $I4_1/a$), in which lattice the lanthanide cations Ln^{3+} replace Ca^{2+} cations in dodecahedral positions, and Mo^{6+} and Ge^{4+} ions are statistically distributed in tetrahedral positions of W^{6+} [1]. The disorganization of $\text{Ln}_2\text{GeMoO}_8$ structure was confirmed by Blasse [2], who investigated the luminescent properties of germanate-molybdates, doped with Eu^{3+} ions. Germanate molybdates $\text{Gd}_2\text{GeMoO}_8$, doped with Yb^{3+} , Er^{3+} , and Tm^{3+} ions, are of definite interest for the lasers [3] and up-conversion phosphors [4] creations.

We synthesized $\text{Gd}_{2-x-y}\text{Yb}_x\text{Er}_y\text{GeMoO}_8$ with various ratios of the active Yb^{3+} and Er^{3+} ions. Their up-conversion luminescence spectra in visible range were registered for electronic transitions $^2\text{H}_{11/2}$, $^4\text{S}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}$, $^4\text{F}_{9/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}$ of Er^{3+} ions under infrared laser irradiation ($\lambda = 974$ nm, $P = 2,5$ W) and quantum yield values (QY, %) were obtained (table 1). The conditions of solid phase synthesis and the procedure of QY determining are given in [4].

Table 1.

| Yb / Er, at. % | 2 | 3 | 4 | 5 |
|----------------|------|------|------|------|
| 5 | 0,09 | 0,14 | 0,10 | 0,10 |
| 7 | 0,78 | 0,22 | 1,36 | - |
| 9 | - | 0,14 | 1,01 | 0,16 |

For a number of applications phosphors with different dispersity are needed. We have created the conditions for $\text{Ln}_2\text{GeMoO}_8$ obtaining by liquid homogenization in the presence of chelating agents of citric acid and mannitol and annealing of amorphous precursors.

This publication was carried out within the State Assignment on Fundamental Research to the Kurnakov Institute of General and Inorganic Chemistry (theme N45.3).

1. C.B.Finch, L.A.Harris, G.W.Clark, Proc. Conf. Rare Earth Research 3rd **3**, 107 (1964).
2. G.Blasse, J. Inorg. Nucl. Chem. **30**, 2091 (1968).
3. L.Xu, Q.Zhang, W.Zhou, J. Cryst. Growth **318**, 991 (2011).
4. A.Ryabova, D.Pominova, V.Krut'ko, M.Komova, Photon. Las. Med. **2**, 117 (2013).

STRUCTURAL, ELECTRONIC, OPTICAL PROPERTIES OF TUNGSTEN CARBIDE TYPE CRYSTALS FROM FIRST PRINCIPLES

A.P. Gazhulina, D.M. Gilgur

Lobachevsky State University of Nizhni Novgorod, Nizhny Novgorod

E-mail: fyskaaa@mail.ru

The goals of this work is to study the structural, electronic, and optical properties of crystals of the structural type of tungsten carbide in the framework of density functional theory. We have studied 7 crystals: WC, AuC, MoP, MoC, NbN, NbS, OsC. Calculations were performed using the generalized gradient approximation [1] in the WIEN2k code [2]. 100 k-points mesh were used for structural optimization. 27000 k-points were used for electronic properties calculations. The self-consistent calculations were considered to be converged when the total energy of the system was stable within 10^{-5} Ry.

The structures of crystals were optimized through minimization of the total energy with respect to the unit cell volume. The equilibrium lattice constant, bulk modulus and first pressure derivative of the bulk modulus were determined according to Murnaghan's equation of state [3]. Dielectric function, optical conductivity, refractive index, extinction coefficient, reflectivity, absorption coefficient, electron energy loss function have been calculated.

The reported study was funded by RFBR according to the research project No. 16-32-00536 mol_a.

1. J.P. Perdew, S. Burke, M. Ernzerhof, Phys. Rev. Lett. **77** (18), 3865–3868 (1996).
2. P. Blaha et al., WIEN2k, An Augmented Plane Wave + Local Orbitals Program for Calculating Crystal Properties, Techn. Universitat Wien, Austria. ISBN 3-9501031-1-2 (2001).
3. F.P. Murnaghan, Proc. Nat. Acad. Sci. **30**, 244-247 (1944).

INFLUENCE OF Ni²⁺ и Ti⁴⁺ ON SPECTRAL-LUMINESCENCE PROPERTIES OF GLASS-CERAMICS BASED ON γ -Ga₂O₃

N.V. Golubev¹, E.S. Ignat'eva¹, V.N. Sigaev¹, R. Lorenzi², A. Paleari^{1,2}

¹ *D. Mendeleev University of Chemical Technology of Russia, Moscow*

² *University of Milano-Bicocca, Milan, Italy*

E-mail: golubev_muotr@mail.ru

The optical properties of semiconductor nanocrystals are largely determined by their size and the presence of impurities. Recently, we demonstrated the possibility of γ -Ga₂O₃ precipitation in low-alkali gallium-germanosilicate glasses, and a correlation was found between the luminescence efficiency and the ratio of donors and acceptors in this phase [1, 2].

This paper presents the results of a comparison of the effect of heterovalent additives (Ti⁴⁺ or Ni²⁺), able to replace Ga³⁺ in the structure of nanocrystals, on the crystallization of low-alkali gallium-germanosilicate glasses, and the spectral-luminescence properties of the fabricated glass-ceramics. In contrast to the β -Ga₂O₃ single crystal, as well as the γ -Ga₂O₃ nanopowders obtained by synthesis from the solution, the interaction of the latter phase with the glass matrix is very significant and inconsistent with data available [3-5]. It was found that the relative content of the crystalline phase and the size of the γ -Ga₂O₃ nanoparticles formed during the heat treatment of these glasses vary with the concentration of the additives. The incorporation of Ni²⁺ and Ti⁴⁺, however, has a much greater effect on the amount and the ratio of the γ -Ga₂O₃ intrinsic defects, which in turn determine the position of the optical absorption edge and the spectral distribution of luminescence of this phase in the UV and visible region.

This work has been supported by the Ministry of Education and Science of the Russian Federation (grants MK-8807.2016.3 and 14.Z50.31.0009).

1. N.V. Golubev et al., *J. Mater. Chem. C* **3**, 4380 (2015).
2. N.V. Golubev et al., *Phys.Chem.Chem.Phys.* **17**, 5141 (2015)
3. T. Wang et al., *J. Am. Chem. Soc.* **132**, 9250 (2010).
4. L. Binet, D. Gourier, *J. Phys. Chem Solids* **59**, 1241 (1998).
5. T. Wang et al., *J. Mater. Chem. C* **2**, 3212 (2014).

THE EFFECT OF THE ADDITION OF ALUMINUM OXIDE ON GLASS
TRANSITION, CRYSTALLIZATION AND PROPERTIES OF LEAD
FLUOROBORATE GLASSES DOPED Nd^{3+} , Eu^{3+} AND Er^{3+}

T.S. Sevostjanova, E.V. Zhukova, R.R. Saifutyarov,
A.V. Khomyakov, O. B. Petrova

D. Mendeleev University of Chemical Technology of Russia, Moscow

E-mail: t.sevostjanova@mail.ru

Aluminum oxide is a part of many laser glasses [1] and glass-ceramics (GC), including in oxifluoride systems [2-3]. Entry aluminum into glass can occur both by introducing the appropriate components in the charge and by partially dissolving the corundum crucibles in the melt during cooking, which does not adversely affect the spectral-luminescent properties of the glasses, but may contribute to better retention of fluorine in the melt [4], to improve mechanical properties of glass [1], and also promote a more even distribution of activators in glass [5].

In this paper, fluoroborate glasses were synthesized from a charge of the composition $(100-x) (80\text{PbF}_2-20\text{B}_2\text{O}_3) - x \text{Al}_2\text{O}_3$ (x from 0 to 30 mol.%), including activated NdF_3 , EuF_3 or ErF_3 at a concentration of 1 mol.%. Cooking was carried out in platinum or corundum crucibles. The study of vitrification and crystallization in this system, the occurrence of Al^{3+} in the glass composition, the influence of Al concentration on the mechanical and optical properties of glass, and the spectral-luminescent properties of doped RE glasses. Investigations of the composition of glasses by X-ray spectral analysis (INCA Energy 3-D MAX, Oxford Instruments) have shown that the best optical quality of glasses is observed at an Al_2O_3 concentration of 10-12 mol.%, regardless of the synthesis method: in a corundum or platinum crucible. An increase in the concentration of Al_2O_3 in this system leads to an increase in hardness and a decrease in the refractive index. In the crystallization of melts, the phases of lead fluorides drop out in all cases, and with increasing Al_2O_3 concentration the proportion of the low-temperature phase of $\alpha\text{-PbF}_2$ increases, which may be due to the fact that more crystallization-resistant melts begin to crystallize at lower temperatures.

This research was financially supported by the Russian Scientific Foundation (grant number № 14-13-01074).

1. B.I. Galagan, I.N. Glushchenko, B.I. Denker at al., *Glass Phys. and Chem.* **37** (3), 350 (2011).
2. D. Ehrt, *Curr. Opin. Solid State Mater. Sci.* **7**, 135 (2003).
3. K. Shinozaki, W. Pisarski, M. Affatigato at al., *Opt. Mat.* **50**, 238 (2015).
4. A.A. Kiprianov, N.G. Karpukhina, *Glass Phys. and Chem.* **32** (1), 1 (2006)
5. B. Hatta, M. Tomozawa, *J. Non-Cryst. Sol.* **354**, 3184 (2008).

HIGH PURE TELLURIUM PRODUCTION WITH LOW SELENIUM CONTAMINATION

M.B.Grishechkin, A.V. Khomyakov, E.N. Mozhevitina,
M.P.Zykova, I.Ch. Avetissov

D. Mendeleev University of Chemical Technology of Russia, Moscow
E-mail: igor_avetisov@mail.ru

At present, high-purity tellurium (total purity 6N or better) is widely used for the production of optoelectronics materials, photodetectors of various wavelength ranges and other fields of engineering. The starting material for the production of high-purity tellurium is tellurium of technical grades, the main impurities in which is being copper and selenium. The most common methods for tellurium purification are vacuum distillation and zone melting. Vacuum distillation can effectively remove metallic impurities, but the impurity of selenium is retained at the initial level of 10^{-2} wt%. Reducing the concentration of selenium to a level of 10^{-5} wt% and lower (necessary for the production of tellurium with a purity of 6N) is achieved by zone melting in hydrogen atmosphere. In this case, the yield of the final product does not exceed 20 %.

In the substances separation practice, a method is known to increase the efficiency of the process by adding a getter composition that selectively binds the target impurity to a low volatile chemical compound [1]. The present work is devoted to the search for a composition that makes it possible to improve the degree of purification of tellurium from selenium in the process of vacuum distillation to a level of 10^{-5} wt%.

Distillation of tellurium of TA-1 grade (99,9 wt%) was carried out in a quartz glass reactor (Kr1dA), under a dynamic vacuum of 10^{-3} Torr under controlled temperature gradient conditions. A distillation still with raw material and a condensate receiver were placed in the reactor. The still and receiver were made of high pure graphite (MG-1, PKP VIAL Ltd., Russian Federation). To the starting material, a getter composition was added in an amount of 5-15 wt%. The concentration of impurities in the starting material, residue and condensate was determined by inductively coupled plasma mass-spectrometry (NexION 300D, Perkin Elmer).

As a result of the research, the influence of the getter composition on the concentration of selenium and impurities' total content in 6N tellurium has been determined.

The research was financially supported by the Ministry of Education and Science of Russian Federation RFMEFI57716X0218.

1. M.F. Churbanov, A.P. Vel'muzhov, *Chemistry of High-Purity Inorganic Substances*, N. Novgorod : Izd. Nizhny Novgorod State University, 2015.

Ni²⁺-DOPED NANO-GLASS-CERAMICS WITH ENHANCED EFFICIENCY OF BROADBAND NEAR-INFRARED LUMINESCENCE

E.S. Ignat'eva¹, N.V. Golubev¹, M.Z. Ziyatdinova¹, V.N. Sigaev¹,
G.E. Malashkevich², R. Lorenzi³, A. Paleari^{1,3}

¹ *D. Mendeleev University of Chemical Technology of Russia, Moscow*

² *B.I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk*

³ *University of Milano-Bicocca, Milan*

E-mail: elena_ign85@mail.ru

Glass-ceramics with broadband luminescence in the near-infrared region are promising materials for optical fiber amplifiers [1]. These materials can increase the amplification bandwidth compared to Raman and erbium amplifiers for which it reaches ~ 100 nm [2] and ~ 30 nm [3], respectively. Recently, we obtained γ -Ga₂O₃:Ni²⁺ based glass-ceramics luminescent in near-IR region with full width at half maximum of more than 300 nm, which, like the similar materials, had a relatively low quantum yield [4]. In this work, we report about Ni²⁺-doped nano-glass-ceramics prepared through two-step heat treatment. It was found that the integrated photoluminescence intensity in the near-IR region increased by 30 % due to the use of pre-crystallization treatment. Optimization of the heat treatment conditions will lead, as expected, to further growth of the IR luminescence efficiency of this nano-glass-ceramics.

This work has been supported by the Ministry of Education and Science of the Russian Federation (grants MK-8807.2016.3 and 14.Z50.31.0009).

1. J. Qiu et al., Optical Fiber Communication and Optoelectronics Conference, IEEE, 617 - 619 (2007).
2. A.V. Leonov, O.E. Naniy, V.N. Treschikov, *Prikladnaja fotonika* **1**, 26 - 49 (2014).
3. A.S.Kurkov, O.E. Naniy, *Lightwave russian edition* **1**, 14 - 19 (2003).
4. V.N. Sigaev et al., *Nanotechnology* **23**, 015708 (2012).

SYNTHESIS AND STRUCTURE OF NEW TRIPHENYLBISMUTH DICARBOXYLATES

A.A. Gusakovskaya, O.S. Kalistratova, P.V. Andreev, A.V. Guschin,
N.V. Somov, E.V. Chuprunov

Lobachevsky State University of Nizhni Novgorod

E-mail: eliss_ag@mail.ru

Bis(3-furylacrylate) triphenylbismuth and di-*m*-nitrocinnamate triphenylbismuth were synthesized using a methodology of the oxidation addition [1]:
 $(C_6H_5)_3Bi + 2RCH=CHCOOH + (CH_3)_3COOH \rightarrow (C_6H_5)_3Bi(OC(O)CH=CHR)_2 + (CH_3)_3COH + H_2O,$

where $R = C_4H_3O$, *m*-NO₂-C₆H₄.

Synthesis was held in tetrahydrofuran at room temperature. The reaction products were recrystallized from hexane–chloroform mixture (4:1). The yields were generally about 68 % and 71 % respectively.

Single crystals of bis(3-furylacrylate) triphenylbismuth were grown by the solvent replacement technique from tetrahydrofuran and hexane, in case of di-*m*-nitrocinnamate triphenylbismuth crystals were obtained from synthesis. Structure analysis of single crystals of bis (3-furylacrylate) triphenylbismuth and di-*m*-nitrocinnamate triphenylbismuth was held with Rigaku XTA Lab PRO MM003 diffractometer, equipped with HPAD–detector Pilatus 200K.

As a result of crystal structure analysis it was defined that the crystal of bis (3-furylacrylate) triphenylbismuth belongs to space group $P\bar{1}$, unit cell parameters are: $a = 10,6523(8) \text{ \AA}$, $b = 12,4657(5) \text{ \AA}$, $c = 12,4967(4) \text{ \AA}$, $\alpha = 88,025(3)^\circ$, $\beta = 81,125(5)^\circ$, $\gamma = 89,420(2)^\circ$. The crystal of di-*m*-nitrocinnamate triphenylbismuth belongs to space group $P2_1$, unit cell parameters are: $a = 8,7412(4) \text{ \AA}$, $b = 18,2340(8) \text{ \AA}$, $c = 13,0050(6) \text{ \AA}$, $\beta = 101,564(5)^\circ$, $\alpha = \gamma = 90^\circ$.

The work was performed within the framework of the basis part of the government contract for state universities and scientific organisations in the academic sphere, project №3.6502.2017/БЧ.

1. A. V. Gushchin, Doctoral Dissertation in Chemistry (NNGU, Nizhni Novgorod, 1998).

THE ELEMENTAL ANALYSIS OF KTP:HF AND KTP:ZR CRYSTALS GROWN USING THE FLUX METHOD

E.A. Isupova, V.A. Ivanov, P.V. Andreev, M.A. Faddeev, A.V. Boryakov
Lobachevsky State University of Nizhni Novgorod, Nizhni Novgorod
E-mail: evgeniya.isupova@yandex.ru

Potassium titanyl phosphate (KTP) crystals doped with hafnium and zirconium were grown using the flux method by spontaneous crystallization. One of the starting compounds demonstrated in [1, 2] has been selected for growing: 42 mol.% K_2O , 14 mol.% P_2O_5 , 14 mol.% TiO_2 , 30 mol. % WO_3 . A part of TiO_2 required by the stoichiometry were replaced by HfO_2 or ZrO_2 so the total mole fraction of titanium oxide and doping oxide remained equal to 14 mol. %. The KTP were crystallized on the platinum probe immersed in a platinum crucible. The grown crystals were separated mechanically and washed several times with hot water. We have grown a series of $KTi_{1-x}Hf_xOPO_4$ and $KTi_{1-x}Zr_xOPO_4$ crystals with $HfO_2/(TiO_2 + HfO_2)$ or $ZrO_2/(TiO_2 + ZrO_2)$ ratio in the starting compositions in a range from 0,01 to 0,13 with a 0,02 step, so the total number of samples was 15 including pure KTP. Crystals were milled in an agate mortar.

X-ray phase analysis was carried out to identify the grown phases. Powder XRD data for the specimens were recorded on a Shimadzu XRD-7000 powder diffractometer using filtered $Cu-K\alpha$ radiation. Phase analysis showed that all samples are single-phases similar to the pure KTP (PDF № 00–035–0802). The increase of the cell volume is related to the increase of the proportion of substitution of titanium atoms by zirconium atoms up to a value of 0,07. The cell volume has an approximately constant value with a further increase of the proportion of substitution of titanium atoms by zirconium atoms. The relationship between the unit cell volume and proportion of substitution of titanium atoms by hafnium x is divided into two linear diapasons. The slope of the line changes nearly $x \approx 0,05$. According to the powder XRD data we can conclude that some part of the Hf and Zr from initial compositions used for growing incorporated in the KTP crystal structure.

The relative titanium and hafnium or zirconium content in the crystals were determined by the elemental analyses on Shimadzu Lab Center XRF-1800 and Prodigy High Dispersion ICP (Teledyne Leeman Labs) equipment.

The grown series of samples are promising for studying relationship between their crystal structure and nonlinear-optical properties.

1. K. Iliev et al., J. of Crystal Growth **100** (1–2), 225–232 (1990).
2. D.P. Shumov et al. Cryst. Res. Tech. **25** (11), 1245–1250 (1990).

INVESTIGATION OF THE LOCAL STRUCTURE OF ZrO_2 - Gd_2O_3 - Eu_2O_3 CRYSTALLS

D.V. Zheryakov¹, T.V. Volkova¹, M.A. Borik², A.V. Kulebyakin²,
E.E. Lomonova², V.A. Myzina², P.A. Ryabochkina¹, A.N. Chabushkin¹

¹ *Ogarev Mordovia State University, Saransk*

² *Prokhorov General Physics Institute, RAS, Moscow*

E-mail: sendboxvv@mail.ru

Solid solutions of stabilized and partially stabilized dioxide zirconia have a wide range of practical applications in various fields of science and modern technology [1]. During the stabilization of ZrO_2 by oxides of the elements of the second and third groups of the periodic system, oxygen vacancies are formed. The oxygen vacancies can form associates upon interaction with cation ions or with each other. The formation of these associates in crystals of stabilized and partially stabilized zirconia greatly influences the properties of these materials.

An effective method for revealing the features of the local structure, including the identification of the presence of associates with the participation of oxygen vacancies, is the optical spectroscopy method using Eu^{3+} ions as a spectroscopic probe [2-6].

In the present work, X-ray diffraction and Raman spectroscopy studies of the phase composition of $ZrO_2 - (2,7-33 \text{ mol.}\%) Gd_2O_3 - 0,1 \text{ mol.}\% Eu_2O_3$ single crystals were carried out.

The features of the local environment of Eu^{3+} ions for tetragonal and cubic solid solutions of $ZrO_2 - (2,7 - 33 \text{ mol.}\%) Gd_2O_3 - 0,1 \text{ mol.}\% Eu_2O_3$, obtained by directional melt crystallization with direct high-frequency heating in a cold container, are revealed using optical spectroscopy methods.

The work was financially supported by RFBR Grant_a, Project No. 16-02-00457.

1. Ю.С. Кузьминов, Е.Е. Ломонова, В.В. Осико, *Тугоплавкие материалы из холодного тигля*, М.: Наука, 2004.
2. М.А. Борик, Т.В. Волкова, Е.Е. Ломонова и др., *Оптика и спектроскопия*. **122**, 67 (2017).
3. J. Dexpert-Ghys, M. Faucher, P. Caro, *Journal of Solid State Chemistry*. **54**, 179 (1984).
4. H. Yugami, A. Koike, M. Ishigame, *Phys. Rev.* **44**, 9214 (1991).
5. Ю.К. Воронько, М.А. Зуфаров, А.А. Соболев и др., *Оптика и спектроскопия*. **81**, 814 (1996).
6. Ю.К. Воронько, М.А. Зуфаров, А.А. Соболев и др., *Неорганические материалы*. **33**, 452 (1997).

PHASE DIAGRAM OF THE SYSTEM GALLIUM SULFATE WITH SULFATES OF LITHIUM AND SODIUM

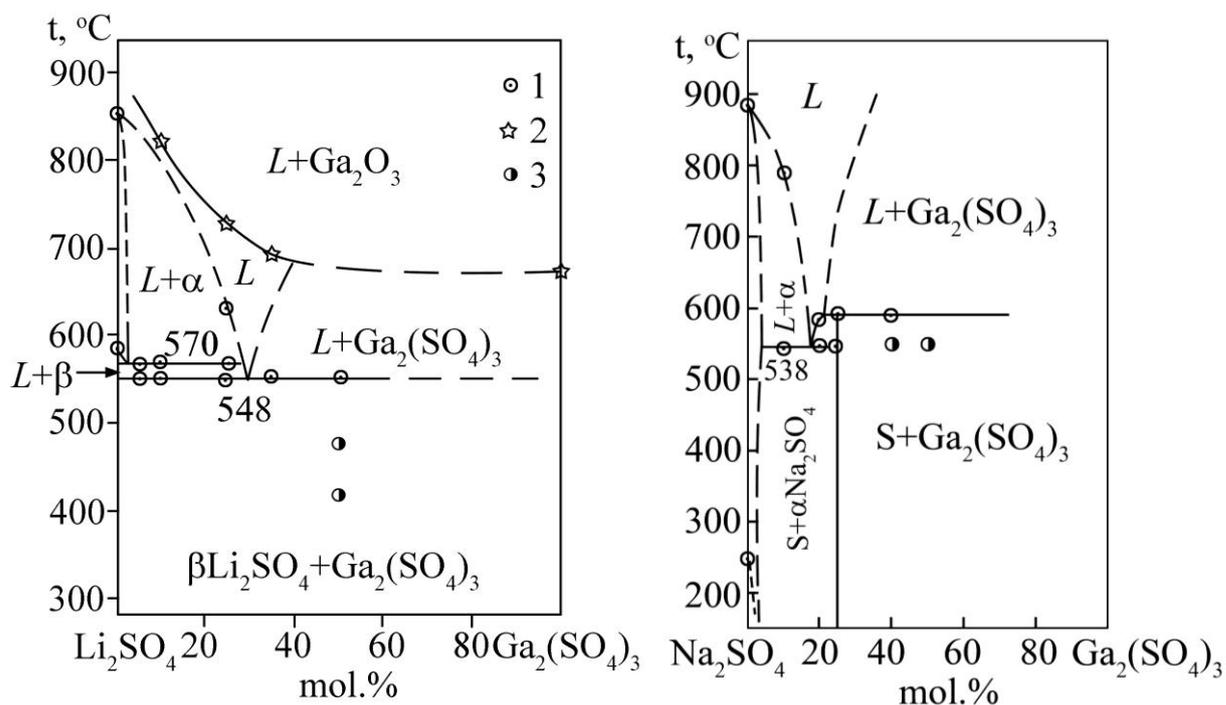
V.Yu. Proidakova¹, S.V.Kuznetsov², V.V.Voronov², P.P.Fedorov^{1,2}

¹*Moscow Technology University MITKHT, Moscow*

²*Prochorov General Physics Institute RAS, Moscow*

E-mail: ppfedorov@yandex.ru

$\text{Ga}_2(\text{SO}_4)_3$ is an insufficiently studied compound. Synthesis was performed from the gallium basic acetate with subsequent thermal decomposition of the hydrate. Phase equilibrium was studied by thermal analysis (DTA +DTG, derivatograf Q-1500) and X-ray diffraction (diffractometer Bruker D8 Advanced). Dehydrated gallium sulphate is decomposed, starting from 680°, with the formation of nanocrystalline Ga_2O_3 . The system $\text{Li}_2\text{SO}_4 - \text{Ga}_2(\text{SO}_4)_3$ is eutectic type. The coordinates of the eutectic are 548 °C, 30 mol% of $\text{Ga}_2(\text{SO}_4)_3$. The region of solid solution on the basis of the high temperature modification of $\alpha\text{-Li}_2\text{SO}_4$ is small. In the system $\text{Na}_2\text{SO}_4 - \text{Ga}_2(\text{SO}_4)_3$ the compound $\text{Na}_3\text{Ga}(\text{SO}_4)_3$ is formed, which is isostructural with aluminum and indium analogs. It melts in incongruent way at 585 °C. The coordinates of the eutectic are 540 °C, 17 mol % of $\text{Ga}_2(\text{SO}_4)_3$. The area of solid solution based on $\alpha\text{-Ga}_2(\text{SO}_4)_3$ is 8 ± 1 mol % of $\text{Ga}_2(\text{SO}_4)_3$.



1 – DTA data, 2 – onset of $\text{Ga}_2(\text{SO}_4)_3$ decomposition,
3 – two phase samples according to X-ray data

INFRARED LUMINESCENCE IN $\text{Sr}_3\text{La}_{2-x}\text{Nd}_x(\text{Ge}_3\text{O}_9)_2:\text{Ho}^{3+}$

O.A. Lipina, M.A. Melkozerova, A.Y. Chufarov, A.P. Tyutyunnik,
Y.V. Baklanova, L.L. Surat, V.G. Zubkov
Institute of Solid State Chemistry, Ekaterinburg
E-mail: LipinaOlgaA@yandex.ru

Near-infrared lasers operating in the 1 – 3 μm spectral range are in great demand for a variety of optical applications. Luminescence in this wavelength region can be excited due to the $4f - 4f$ transitions in lanthanide ions (Ho^{3+} , Er^{3+} , Tm^{3+} , etc.). Since these ions have no absorption bands or have a small cross section at 808 or 980 nm, commercial laser diodes cannot be used as pump sources. In order to achieve strong emission in the near-infrared region, codoping of other active ions as sensitizer ions, e.g. Nd^{3+} or Yb^{3+} , has been used. The present report is focused on multiband emission in Nd^{3+} and Ho^{3+} codoped cyclogerminate $\text{Sr}_3\text{La}_2(\text{Ge}_3\text{O}_9)_2$.

The $\text{Sr}_3\text{La}_{2-x}\text{Nd}_x(\text{Ge}_3\text{O}_9)_2:\text{Ho}^{3+}$ ($x = 0,025-0,5$) solid solution has been synthesized using the citrate technique. The powder XRD study shows that the samples crystallize in the monoclinic system with the space group $C2/c$, $Z = 4$. The lanthanum and neodymium oxides contained trace impurities of holmium, which were accurately defined by mass spectrometry. The RT luminescence spectra of $\text{Sr}_3\text{La}_{2-x}\text{Nd}_x(\text{Ge}_3\text{O}_9)_2:\text{Ho}^{3+}$ in the range from 1,0 to 3,0 μm under 808 nm laser diode excitation demonstrate the Nd^{3+} concentration dependence (fig. 1). The lines assigned to the transitions from the excited ${}^4\text{F}_{3/2}$ state of Nd^{3+} are present at the 1,0–1,9 μm spectral region. The most intensive bands centered at 2,1 μm and 2,7 μm are associated with the ${}^5\text{I}_7 \rightarrow {}^5\text{I}_8$ and ${}^5\text{I}_6 \rightarrow {}^5\text{I}_7$ transitions in holmium ion. The highest luminescence intensity is found in $\text{Sr}_3\text{La}_{1,8}\text{Nd}_{0,2}(\text{Ge}_3\text{O}_9)_2:\text{Ho}^{3+}$.

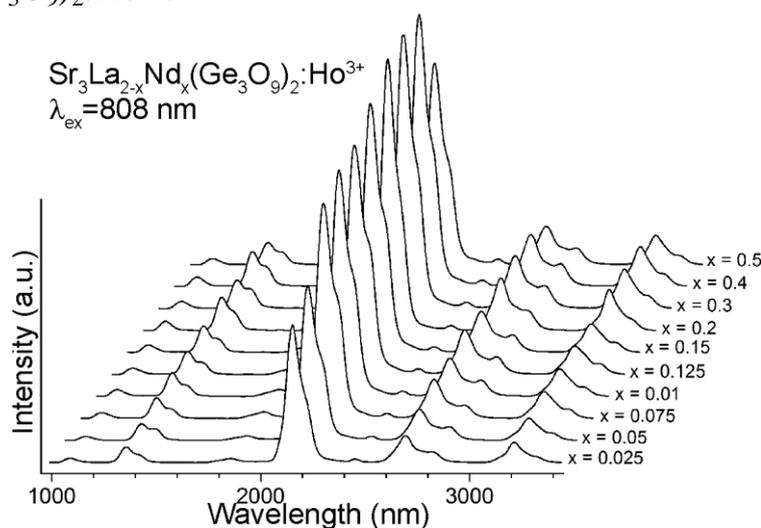


Fig. 1. RT luminescence spectra of $\text{Sr}_3\text{La}_{2-x}\text{Nd}_x(\text{Ge}_3\text{O}_9)_2:\text{Ho}^{3+}$ ($x = 0,025-0,5$)

This work was supported by RSF (Grant No. 16–13–10111).

GROWTH OF $\text{Ca}_3\text{Ge}_3\text{Cr}_2\text{O}_{12}$ WITH GARNET STRUCTURE

A.E. Egorova, P.V. Andreev, D.V. Simanovsky, V.A. Ivanov, V.A. Matveev
Lobachevsky State University of Nizhni Novgorod, Nizhni Novgorod
E-mail: ae-egorova@yandex.ru

Germanates with active ions Cr^{4+} are promising for application in solid-state lasers emitting in the spectral region of 1,1–1,6 μm [1].

The druse was received during the research of the system $\text{Li}_2\text{O} \cdot \text{MoO}_3\text{-CaO-GeO}_2$ in the region N_2 of the phase diagram [2]. The druse are shown in fig. 1.

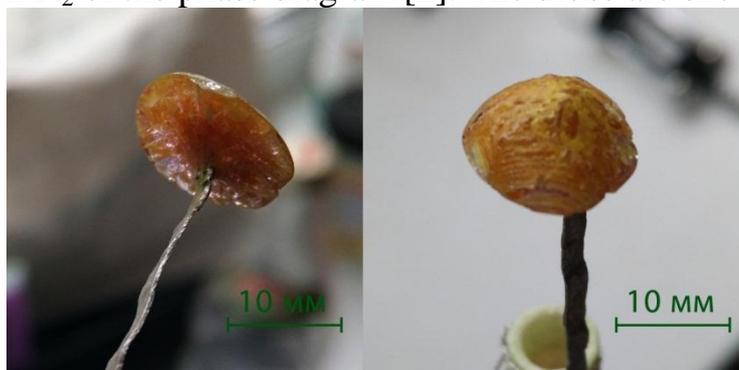


Fig. 1. Druse with new phase

There were impregnations of green crystals of various sizes (fig. 2) in this druse.

According to the results of X-ray analysis, these crystals have a garnet structure, belong to the space group $Ia\bar{3}d$ and have the chemical formula $\text{Ca}_3\text{Ge}_3\text{Cr}_2\text{O}_{12}$. ($Z = 4$, $a = 12,26413$ (8) \AA).

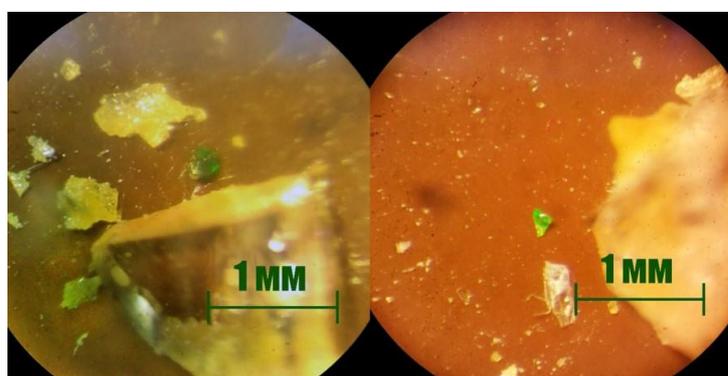


Fig. 2. Crystals from druse with new phase

1. Meng Jian-Xin, Yang Chuang-Tao, Chen Qing-Qing, J. Lumin. **130** (7), 1320-1323, (2010).
2. V.A. Ivanov, M.O. Marychev, P.V. Andreev et al, Journal of Crystal Growth **426**, 25–32 (2015).

STRUCTURE AND SPECTRAL-LUMINESCENT PROPERTIES OF $\text{Tm}_2\text{Te}_5\text{O}_{13}$ CRYSTALS

N.A. Sakharova¹, P.A. Ryabochkina¹, V.A. Lomonov², V.M. Kyashkin¹
¹*National Research Ogarev Mordovian State University, Saransk, Russia*
²*A.V. Shubnikov Institute of Crystallography, RAS, Moscow, Russia*
E-mail: sakharova.1996@mail.ru

This paper presents the results studies of phase composition and spectral-luminescent properties of new $\text{Tm}_2\text{Te}_5\text{O}_{13}$ crystals which were grown by the flux method in the A.V. Shubnikov Institute of Crystallography, RAS.

The phase composition of crystal was refined by X-ray phase analysis. The diffractogram shown in Fig. 1 evidence that samples of $\text{Tm}_2\text{Te}_5\text{O}_{13}$ crystals correspond to the structure of thulium pentatellurate. The unit cell parameters were refined by the Rietveld method and respectively: $a = 6,9014 \text{ \AA}$, $b = 8,6047 \text{ \AA}$, $c = 10,5277 \text{ \AA}$; $\alpha = 88,825^\circ$, $\beta = 86,750^\circ$, $\gamma = 74,944^\circ$. Also was recorded intensities of reflections from a set of the planes (00L). This XRD pattern is shown in fig. 2.

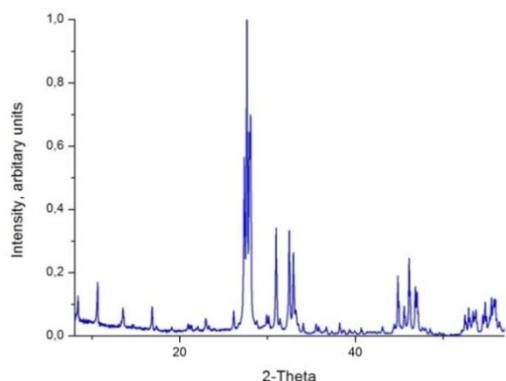


Fig.1. Diffractogram of a polycrystalline sample of $\text{Tm}_2\text{Te}_5\text{O}_{13}$ crystal

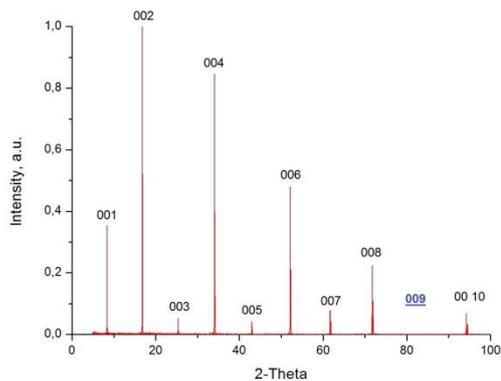


Fig. 2. XRD pattern of reflections from set of the planes (00L) of $\text{Tm}_2\text{Te}_5\text{O}_{13}$ single crystal

In the course of studies of the spectral-luminescent characteristics of $\text{Tm}_2\text{Te}_5\text{O}_{13}$ crystals, the absorption and luminescence spectra of Tm^{3+} ions were recorded upon excitation by the radiation of the solid-state laser ($\lambda_{\text{exc}} = 457 \text{ nm}$). All optical transitions have been identified.

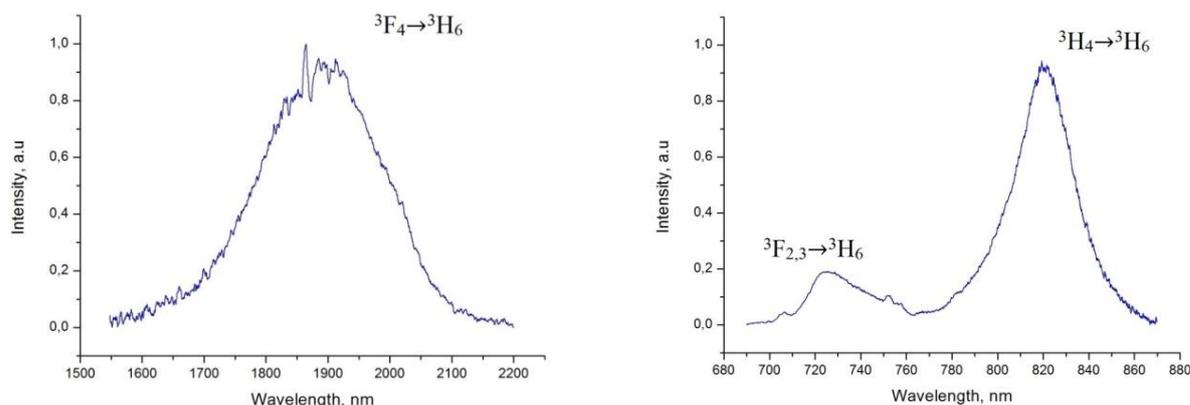


Fig. 3. Luminescence spectra of Tm^{3+} ions in $\text{Tm}_2\text{Te}_5\text{O}_{13}$ crystal

THE DEFECTS FORMATION PROBLEMS IN SrMoO₄:RE³⁺ CRYSTALS

E.E. Dunaeva, T.V. Chukhlovina, L.I. Ivleva
Prokhorov General Physics Institute RAS, Moscow
E-mail: chukhlovina@gmail.com

The development of new laser media for producing compact effective spectrally positioned solid state laser sources for near and middle IR spectral region is an actual problem. Recently, multifunctional oxide media which combine laser and nonlinear-optical (Raman) properties were proposed.

In this work we have developed the growth technology of high optical quality SrMoO₄ crystals doped with Pr³⁺, Ho³⁺, Tm³⁺ ions basis on Czochralski method. The concentration series of Pr³⁺:SrMoO₄, Ho³⁺:SrMoO₄, Tm³⁺:SrMoO₄ crystals have been obtained from the melt in the air. Typical dimensions of the crystals were 20×15×50 mm.

SrMoO₄ has scheelite type structure (space group *I4₁/a*): the Sr atoms are located in SrO₈ dodecahedra, the Mo⁶⁺ atoms are in MoO₄ tetrahedra. Dopant ions were added into the melt in the form of RE³⁺Nb⁵⁺O₄ (RE³⁺ = Pr³⁺, Tm³⁺, Ho³⁺) which has a distorted scheelite-type structure. Simultaneous incorporation of heterovalent impurities (RE³⁺, Nb⁵⁺) into the scheelite structure is favourable for isomorphous substitution and electroneutrality of the system. The results of XRD investigation of SrMoO₄ crystals indicate the vacancy in Sr position ((Sr_{0.988(6)}□_{0.012})MoO₄), it explains the yellowish color due to the F-center (V_{Sr}'', 2h[•])^x formation. For Ho³⁺ and Tm³⁺ systems the different point defects are formed: 0 → Ho_{Sr}[•]+Nb_{Mo}' and 0 → Tm_i^{n•} + V_{Sr}^{m'} + Nb_i^{p•} + V_{Mo}^{q'}. It is most likely due to large differences of Sr²⁺ and Tm³⁺ ions radii (r_{Sr} = 1,26 Å, r_{Tm} = 0,99 Å) in comparison with Ho³⁺ (r_{Ho} = 1,02 Å). It can be expected, that the proximity of Sr²⁺ and RE³⁺ ion radii will lead to extension of the boundaries of isomorphous heterovalent substitution in SrMoO₄:RE³⁺; strong difference of ions radii – to formation of a limited solid solution. The effective segregation coefficients of dopants were determined: K_{eff}(Pr³⁺) = 0,8; K_{eff}(Ho³⁺) = 0,4 and K_{eff}(Tm³⁺) = 0,25.

Spectral luminescent and laser characteristics of as-grown crystals were investigated. Efficient room temperature lasing under 1700 nm laser diode pumping was obtained in the Tm³⁺:SrMoO₄ crystal with slope efficiency up to 18 %. Broad oscillation wavelength tuning within 1840-1980 nm spectral range was obtained.

This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research, project no. 16-32-00423.

AMPLIFICATION AND COLOR CENTER EFFECT OF Ce:BaF₂ CRYSTAL

A.V. Lovchev, A.K. Naumov, O.A. Morozov, R.D. Aglyamov
Kazan Federal University, Kazan
E-mail: alovchev@kpfu.ru

We study the amplification properties of the Ce³⁺:BaF₂ crystals with high intensity UV irradiation. Samples were synthesized by radio frequency heating in vacuum by thermal gradient technique.

Fig. 1 presents the absorption and luminescence spectra of the Ce:BaF₂ crystal. Pump source was Ce³⁺:LiCaAlF₆ (Ce:LiCAF) based laser with non-selectivity cavity and lasing wavelength 287 nm. And the same figure presents luminescence spectra of Ce:LiCAF crystal, pumped by 266 nm laser.

Ce:LiCAF luminescence spectra is very close to the Ce:BaF₂ absorption, so we can consider a possibility of multi-step pump. But non-zero absorption of Ce:BaF₂ crystal in 266 nm range is useful for pumping with 4h harmonics of neodymium lasers.

We studied the Ce:BaF₂ material color center effect with the high intensity prolonged irradiation by UV laser with wavelength 266 and 287 nm. We presented experimental and theoretical analysis of amplification properties and consider possibility to create a new amplification medium.

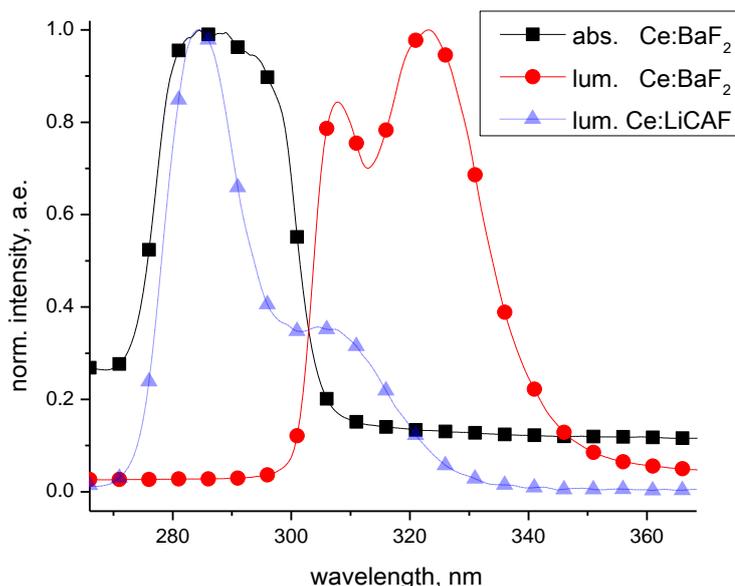


Fig. 1. Ce:BaF₂ crystal absorption and luminescence spectra and luminescence spectra of Ce:LiCAF crystal

INVESTIGATION THE SPECTRUM OF CERTIFICATION IN THE PROCESS OF DENYING OF SUPERHONE LAYERS OF LYUMINOPHORES AT FIELD EXCITATION

B.N. Denisov, Y.A. Zazulin, E.A. Fedoseev
 Ogarev Mordovia State University, Saransk
 E-mail: yaroslav.zazulin@mail.ru

The results of modeling the luminescence spectra of ultrathin (200 nm) phosphor layers containing two luminescence centers in the process of damping when excited by a field. The calculation was carried out under the condition of uniform excitation over the entire thickness of the layer [1], which makes it possible to simplify the calculation sharply in the case of recombination luminescence kinetics. In the calculations it was assumed that the phosphor has n luminescence centers with different recombination rates, the spectra of which are described by the Gaussian curve. In this case, the luminescence kinetics at a given wavelength for the luminescence center is described by a differential equation of the form:

$$d\Delta n_i(\lambda)/dt = -\alpha_{oi}\Delta n_i + \gamma_i\Delta n_i(\lambda), \quad (1)$$

which $\alpha_{oi} = 2\gamma_i n_0$ - recombination rate at i center of glow at low illumination level, γ_i coefficient of recombination at i center of glow, n_0 - concentration of equilibrium free carriers in the conduction band. In the case of a low excitation level, in the presence of two luminescence centers with different recombination rates, the ratio between the luminescence intensities of the first and second centers at the maximum is equal to:

$$n = (I_1/I_2)\exp-(\alpha_{o1} - \alpha_{o2}) \cdot t. \quad (2)$$

If $\alpha_{o1} > \alpha_{o2}$, then over time the relationship between the intensities of the luminescence of the centers changes in favor of the second peak and the resulting emission spectrum will shift toward the second peak. If $\alpha_{o1} < \alpha_{o2}$ the resulting spectrum of emission will shift towards the first peak. Figure 1 shows the emission spectrum for the case $\alpha_{o1} > \alpha_{o2}$.

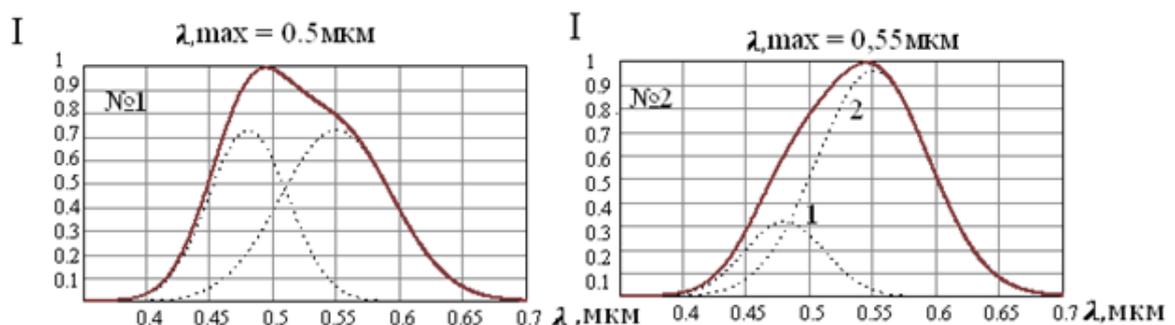


Fig.

1. Spectra of luminescence $\alpha_1 = 2\alpha_2$. No. 1 to attenuation, No. 2 is the damping $t = 1/2\alpha_2$

1. B.N. Denisov, N.V. Moiseyev, V.S. Hramov, The 14th International Conference. "Materials of nano-, micro-, optoelectronics and fiber optics: physical properties and applications", 35 (2015).

ЛАЗЕРНЫЕ МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИИ

КОМПАКТНЫЕ ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ЛАЗЕРЫ СРЕДНЕГО ИК-ДИАПАЗОНА

М.Е. Дорошенко¹, В.В. Осико¹

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

E-mail: dorosh@lst.gpi.ru

В последние несколько лет возросший интерес к практическому применению твердотельных лазеров поднял проблему продвижения излучения в средний ИК диапазон длин волн (2-6 мкм). Этот диапазон представляет интерес благодаря наличию в этом диапазоне длин волн т.н. «окон прозрачности» земной атмосферы, что позволяет использовать ИК излучение таких лазеров в системах с открытым трактом луча. Дополнительно это излучение из-за своей длины волны менее чувствительно к различным атмосферным помехам по сравнению с системами, работающими в ближнем ИК диапазоне. Также, наличие большого количества интенсивных линий поглощения различных молекулярных газов в спектральном диапазоне 2-6 мкм позволяет создавать на основе таких лазеров высокочувствительные системы дистанционного детектирования.

Разработка твердотельных лазеров среднего ИК диапазона длин волн требует решения целого ряда фундаментальных проблем. Во-первых, кристаллическая или стеклянная матрица не должна иметь поглощения на длине волны излучения, т.е. полоса пропускания таких матриц должна быть очень широкой. Во-вторых, даже в случае высокой прозрачности матрицы лазерные переходы, соответствующие среднему ИК диапазону, могут быть существенно потушены вследствие процессов многофоновой безызлучательной релаксации. С этой точки зрения большой класс оксидных материалов оказывается малоперспективным для создания лазеров среднего ИК диапазона длин волн. Наиболее длинноволновый из известных лазеров на основе оксидных кристаллов – кристалле алюмо-иттриевого граната, активированного ионами трехвалентного эрбия, позволяет получить излучение на длине волны 2,94 мкм. Помимо поиска новых активных сред, возникает серьезная проблема с источниками накачки таких лазеров. В настоящее время высокоэффективные полупроводниковые лазеры работают в основном в видимом и ближнем ИК спектральном диапазоне, что позволяет накачивать только высоколежащие энергетические уровни лазерных ионов, что приводит к существенным стоксовым потерям и низкой эффективности лазерной генерации на переходах, соответствующих среднему ИК диапазону спектра.

В докладе основное внимание будет уделено халькогенидным матрицам (т.е. составам, основанным на сульфидах, селенидах и теллуридах) в качестве основы активных элементов лазеров среднего ИК диапазона. Будут рассмотрены двойные составы группы $A^{II}B^{IV}$, которые наиболее интенсивно разрабатывались в последнее десятилетие, и показано, что твердые растворы на их основе являются перспективным материалом для смещения генерируемого лазерного излучения дальше в средний ИК диапазон длин волн. Будут представлены результаты для активации ионами переходных металлов, таких

как двухвалентные хром и железо, для составов группы $A^{II}B^{VI}$, и редкоземельными ионами в случае сульфидов.

В результате будут продемонстрированы длины волн излучения лазеров вплоть до 5,5 мкм в кристаллах тиогаллата свинца (сульфид), активированного ионами диспрозия, и центральные длины волн генерации вплоть до 5,7 мкм (при 220 К) в твердом растворе $ZnMnSe$ и до 5,8 мкм в твердом растворе $CdMnTe$.

НОВЫЙ ПОДХОД К ИССЛЕДОВАНИЮ УСИЛИТЕЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК АКТИВНЫХ СРЕД С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТЕХНИКИ Z-СКАНИРОВАНИЯ

В.В. Семашко, О.Р. Ахтямов, А.А. Шавельев, В.А. Остаточников
Казанский федеральный университет, Казань
E-mail: ua4pcy@mail.ru

Спектральные и энергетические характеристики активных сред (АС) определяются такими параметрами как: сечение поглощения на частоте накачки, сечение стимулированного излучения, сечение поглощения из возбужденного состояния (ПВС) как на частоте накачки, так и на частоте лазерной генерации, а также процессами, индуцируемыми в активных средах в результате воздействия интенсивных излучений [1, 2]. Обычно для таких исследований используют технику «pump-probe» спектроскопии, которая предполагает наличие накачки для создания в среде инверсной населенности, и зондирующего излучения для исследования отклика возбужденной среды. Именно потребность нескольких источников излучения и связанные с этим проблемы пространственного и временного согласования пучков накачки и зондирования внутри образца являются основными недостатками этой методики. В то же время, для исследования усилительных характеристик АС в качестве пробного излучения можно использовать собственную люминесценцию образца (явление усиленного спонтанного излучения). При этом необходим только источник накачки, а варьируя длину возбужденной части образца и измеряя интенсивность усиленного излучения люминесценции, удастся определить оптический коэффициент усиления малого сигнала или, например, коэффициент поглощения из возбужденного состояния [3, 4].

В данной работе мы демонстрируем возможность применения метода z-сканирования с открытой апертурой для одновременного исследования характеристик насыщения поглощения и усиления оптически толстых АС. При этом изучается зависимость коэффициента поглощения или пропускания образца на длине волны возбуждения от положения перетяжки фокусируемого излучения накачки относительно его передней поверхности. При увеличении длины области образца, в которой достигнута эта инверсная населенность, эффект усиления спонтанного излучения (УСИ) приводит к ее снижению и восстановлению населенности на основном состоянии. В результате, коэффициент поглощения исследуемого образца на частоте накачки зависит от вероятностей соответствующих переходов, плотности мощности излучения возбуждения и геометрии эксперимента (пространственном распределении области в образце, обладающей с инверсной населенностью).

На рис. 1 приводятся результаты z-сканирования кристаллов Ce:LiCaAlF_6 с использованием излучения четвертой гармоники лазера на Nd:YAG ($\lambda=266$ нм) в качестве излучения накачки. Эти экспериментальные зависимости удастся интерпретировать методом балансных уравнений и, применяя фитинговые процедуры, определять весь набор параметров, характеризующих данную активную среду [5].

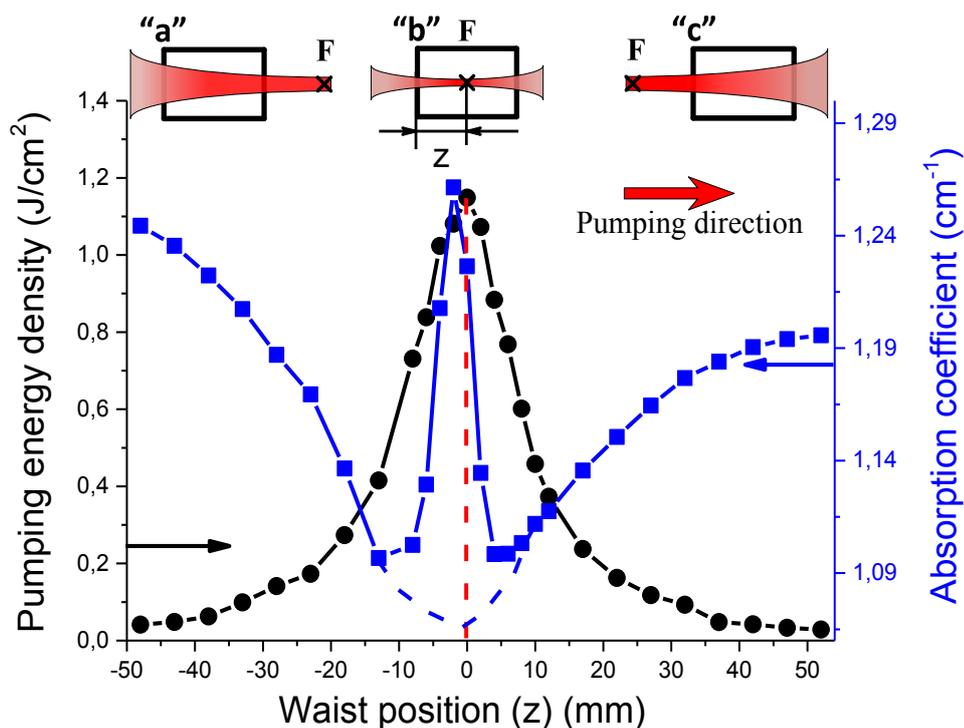


Рис. 1. Зависимости плотности энергии излучения накачки на передней поверхности кристалла (черная кривая) и коэффициента поглощения кристалла Ce:LiCAF на длине волны 266 нм от расстояния от центра перетяжки излучения до его передней поверхности (синяя кривая). Пунктирной линией показан ожидаемый ход кривой при отсутствии влияния эффекта УСИ. Координата «0» соответствует положению центра перетяжки на передней поверхности образца. Сверху схематически показана каустика излучения накачки внутри образца: а – перетяжка расположена позади образца, б – перетяжка внутри него, с – перетяжка расположена до передней поверхности образца

Работа выполнена за счет средств субсидии, выделенной Казанскому федеральному университету для выполнения государственного задания в сфере научной деятельности [соглашение № 3.1156.2017/4.6], а также в рамках Программы повышения конкурентоспособности Казанского федерального университета среди лидирующих мировых академических центров [соглашение № 02.A03.21.0002].

1. B. Denker and E. Shklovsky, *Handbook of solid-state lasers. Materials, systems and applications*, Woodhead Publish., 2013.
2. V.V. Semashko, *Phys. of Solid State* **47**, 1507 (2005).
3. P. Fabeni, R. Linari, G.P. Pazzi et.al., *Appl.Opt.* **26**, 537 (1987).
4. V.V. Semashko, R.Yu. Abdulsabirov, S.L. Korableva et al., *SPIE Proc.* **3239**, 240 (1997).
5. A.I. Galiev, V.V. Semashko, O.R. Akhtyamov et al., *J. of Phys.:CS.* **560**, 012014 (2014)

АКТИВИРОВАННЫЕ ХАНТИТОПОДОБНЫЕ СТЕКЛА: ДОСТИЖЕНИЯ И ПЕРСПЕКТИВЫ

Г.Е. Малашкевич¹, В.В. Ковгар¹, Т.Г. Хотченкова¹, А.Н. Шимко¹,
В.Н. Сигаев², Н.В. Голубев², Е.С. Игнатьева², М.З. Зиятдинова²,
Е.В. Пестряков³

¹*Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск*

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

³*Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск*

E-mail: g.malashkevich@ifanbel.bas-net.by

Как известно, большинство «лазерных» редкоземельных ионов в диэлектрических средах подвержено кросс-релаксационным взаимодействиям, которые являются основной причиной концентрационного тушения люминесценции и источником проблем при создании активных сред с высоким удельным съёмом энергии излучения. Эффективность этих взаимодействий при прочих равных условиях находится в обратной степенной зависимости от расстояния между донором и акцептором возбуждений в случае мультipoльного взаимодействия и убывает экспоненциально с показателем порядка размера их электронных оболочек в случае обменного взаимодействия [1]. Хорошо известно также, что с повышением концентрации Ln среднестатистическое расстояние Ln–Ln снижается до минимально возможного (R_{\min}) для данной матрицы, определяемого особенностями её строения, а при дальнейшем повышении лишь увеличивается число ионов, находящихся на таком расстоянии. Поэтому поиск матриц, обеспечивающих большое R_{\min} , является приоритетным при создании высоколегированных лазерных сред с большим удельным энергосъёмом.

Наиболее известными примерами оксидных матриц, удовлетворяющих этому условию, являются хантитоподобные кристаллы $YAl_3(VO_3)_4$ с $R_{\min} \approx 6,0 \text{ \AA}$ [2] и Li–Ln-фосфатное стекло с $R_{\min} \approx 5,6 \text{ \AA}$ [3]. Основным недостатком первых является относительно высокая частота валентных колебаний группировок VO_3 ($\nu_k \sim 1300 \text{ см}^{-1}$ [4]), что ведёт к существенному внутрицентровому тушению люминесценции Ln^{3+} с небольшой энергетической щелью между метастабильным состоянием и ближайшим нижним, а вторых – низкие физико-химические характеристики. Поэтому предпринимаются многочисленные попытки получения матриц, лишённых указанных недостатков. Одним из перспективных вариантов решения такой задачи представляется получение иттрий-алюмоборатных стекол с составом вблизи стехиометрии хантита, учитывая высокую концентрацию в последнем стеклообразующих оксидов и возможность превращения при переходе в стеклообразное состояние некоторой части группировок VO_3 в VO_4 с $\nu_k \sim 1100 \text{ см}^{-1}$ [4].

В настоящей работе излагаются результаты исследования основных структурных, спектрально-люминесцентных, теплофизических и генерационных параметров стекол системы $(Ln_x Y_{1-x})_2O_3-Al_2O_3-B_2O_3$, где Ln = Ce, Sm, Tb и Yb.

Опытные образцы стекол были получены методом плавления в платиновых тиглях на воздухе при $T = 1250\text{--}1550$ °С в электрической печи сопротивления. В качестве исходных компонентов использовались Ln_2O_3 (осч), Y_2O_3 (осч), $\text{Al}(\text{OH})_3$ (чда), H_3BO_3 (хч). Расплав выливали на металлическую плиту и прессовали другой до толщины $\approx 2\text{--}5$ мм. Для сравнения были синтезированы твердофазным методом при 1160 °С хантитоподобные поликристаллы. Структура полученных образцов исследовалась с помощью рентгеновского дифрактометра ДРОН 3М (излучение CuK_α , Ni-фильтр), ИК-Фурье спектрометра Nexus и КР-спектрометра Spectra Pro-500i с геометрией под 180° при лазерном возбуждении с $\lambda = 532$ нм. Спектры поглощения регистрировались спектрометром Cary-500. Для исследования спектров люминесценции и её возбуждения использовался спектрофлуориметр СДЛ-2. Кинетика затухания люминесценции исследовалась с помощью цифрового осциллографа Tektronix TDS3032B при возбуждении излучением моноимпульсного лазера на сапфире с титаном ($\lambda = 890\text{--}920$ нм, длительность импульса по полуширине ~ 10 нс) и его гармониками, а также лазера на молекулярном азоте Nitromite Laser LN-100 (337 нм и 0,3 нс).

Используя применительно к стеклу системы $(\text{Sm}_x\text{Y}_{1-x})_2\text{O}_3\text{--Al}_2\text{O}_3\text{--B}_2\text{O}_3$ метод кинетической люминесцентной спектроскопии были определены микропараметр донор-акцепторного взаимодействия ионов Sm^{3+} ($C_{\text{Д-А}} = 4,2\div 4,5 \cdot 10^{-54}$ см⁸с⁻¹) и значение R_{min} , которое составило $6,7 \pm 0,5$ Å [5]. Рекордное для оксидных материалов значение R_{min} при близости состава к стехиометрии хантита и дало нам основание назвать эти стёкла хантитоподобными. При этом было установлено, что предельный квантовый выход люминесценции ионов Sm^{3+} в таком стекле примерно на 15 % выше, чем в поликристаллах хантита (рис. 1). Данный факт объясняется ослаблением внутрицентрового тушения люминесценции из-за трансформации в стекле части группировок VO_3 в группировки VO_4 , доля которых существенно возрастает при понижении температуры синтеза (рис. 2). При накачке данных стекол светодиодом с $\lambda \approx 402$ нм и мощностью ≈ 200 мВт получена усиленная люминесценция [6].

Опосредованно высокое значение R_{min} в хантитоподобном стекле подтверждается и отсутствием концентрационного тушения люминесценции ионов Tb^{3+} [7], которое в большинстве матриц осуществляется по схеме $\text{Tb}^{3+}({}^5D_4 \rightarrow {}^7F_{0-2}) : 3\text{Tb}^{3+}({}^7F_6 \rightarrow {}^7F_{0-2})$. Данный факт сулит определённые перспективы использованию таких стекол в качестве визуализаторов УФ изображений. Однако из-за относительно высокочастотного положения интенсивных межконфигурационных полос поглощения ионов Tb^{3+} в тонком слое может поглотиться лишь излучение с $\lambda \leq 250$ нм, а более длинноволновое УФ-излучение не может создать в стекле чёткого изображения.

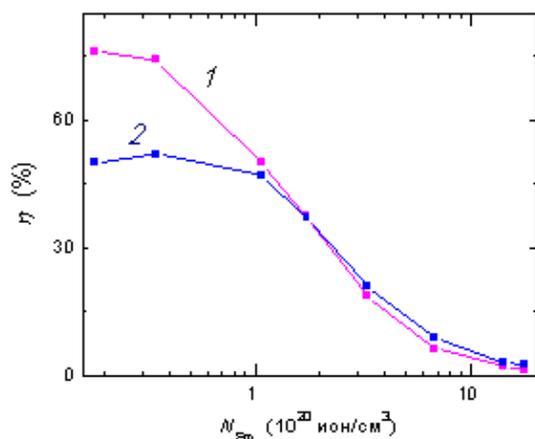


Рис. 1. Концентрационная зависимость квантового выхода люминесценции ионов Sm^{3+} в хантитоподобных стеклах (1) и поликристаллах (2)

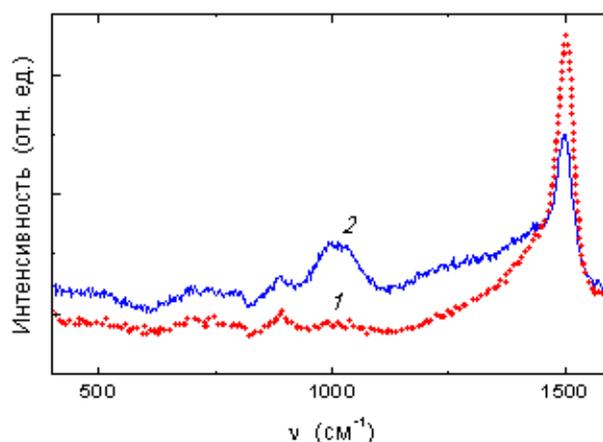


Рис. 2. Спектры комбинационного рассеяния стекол системы $\text{La}_2\text{O}_3\text{--Y}_2\text{O}_3\text{--Al}_2\text{O}_3\text{--B}_2\text{O}_3$, синтезированных при 1450 °C (1) и 1250 °C (2)

Поэтому в качестве сенсбилизатора люминесценции Tb^{3+} были использованы ионы Ce^{3+} . Оказалось, что церий, в отличие от тербия, в хантитоподобных стеклах реализуется в двух зарядовых состояниях +3 и +4. Для предотвращения появления последнего использовался оксид Sb_2O_3 , который в расплаве частично переходит в Sb_2O_5 , восстанавливая Ce^{4+} до Ce^{3+} . В результате были получены стекла, характеризующиеся спектрами поглощения, люминесценции и её возбуждения, представленными на рис. 3.

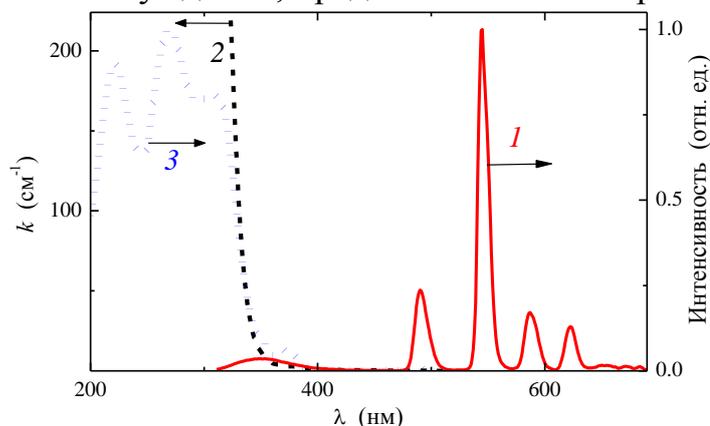


Рис. 3. Спектры люминесценции (1), поглощения (2) и возбуждения люминесценции (3). $\lambda_{\text{exc}} = (1) 300 \text{ нм}$, $\lambda_{\text{rec}} = (3) 545 \text{ нм}$

Видно, что они обеспечивают практически полное поглощение УФ-излучения с $\lambda \leq 315 \text{ нм}$ в слое толщиной $\approx 100 \text{ мкм}$, отсутствие значительных провалов в УФ-спектре возбуждения люминесценции Tb^{3+} , представленного абсорбционными полосами Sb^{3+} ($\lambda \approx 270 \text{ нм}$), Ce^{3+} ($\lambda \approx 310 \text{ нм}$) и Tb^{3+} ($\lambda \approx 220 \text{ нм}$), подавляющую долю квантов, испускаемых ионами Tb^{3+} (полосы при $\lambda \approx 490, 545, 587$ и 620 нм), и малую долю квантов, испускаемых ионами Ce^{3+} (полоса при $\lambda \approx 350 \text{ нм}$). Квантовый выход сенсбилизированной люминесценции ионов Tb^{3+} в этих стеклах η при варьировании концентрации соактиваторов изменяется в соответствии с рис. 4. Как видно, максимальное значение данного параметра ($\approx 80 \%$) реализуется при концентрации $\text{Ce}_2\text{O}_3 \leq 1 \text{ мол. \%}$ и концентрации $\text{Tb}_2\text{O}_3 \geq 5 \text{ мол. \%}$. Более низкие значения η

при концентрации Ce_2O_3 равной 2 и 5 мол. % и пренебрежимо малой доле Ce(IV) можно объяснить тушением люминесценции Ce^{3+} ионами Sb^{5+} и экранированием полосы возбуждения люминесценции первых абсорбционной полосой вторых. В пользу такого объяснения свидетельствует значительно большее ослабление интенсивности люминесценции Ce^{3+} по сравнению с сокращением её средней длительности при увеличении концентрации сурьмы. Свою лепту в снижение η при высоких концентрациях соактиваторов может вносить и тушение люминесценции по схеме $\text{Tb}^{3+} ({}^5D_4 \rightarrow {}^7F_1): 6\text{Ce}^{3+} ({}^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2})$. Что касается люминесценции ионов Sb^{3+} , то она оказывается полностью потушенной путём переноса возбуждений на ионы Ce^{3+} и Tb^{3+} .

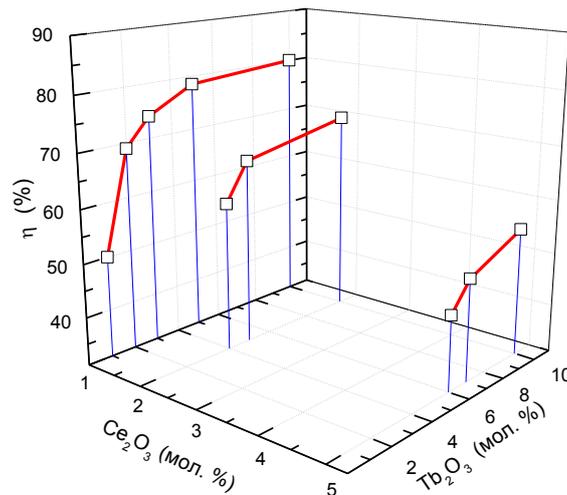


Рис. 4. Зависимость квантового выхода сенсibilизированной люминесценции ионов Tb^{3+} от концентрации Ce_2O_3 и Tb_2O_3 . Концентрация Sb_2O_3 , мол. %: (1) 1,0; (2) 2,0; (3) 5,0. $\lambda_{\text{exc}} = 320$ нм

Представляется, что большое значение R_{min} может сыграть положительную роль и в реализации максимальной эффективности лазеров на стёклах, активированных ионами Yb^{3+} , поскольку такой реализации мешают фотозатемнение и кооперативная люминесценция. Первый эффект обусловлен фотовосстановлением Yb^{3+} до Yb^{2+} в $\text{Yb}-\text{Yb}$ кластерах [8], а второй – сверхобменным взаимодействием между ионами Yb^{3+} , которое имеет место при их кластеризации. Дополнительным стимулом исследования таких стекол является отсутствие данных об эффективности внутрицентрового тушения люминесценции Yb^{3+} .

На рис. 5 приведены спектры люминесценции и поглощения стекла состава (мол. %) $1,5\text{Yb}_2\text{O}_3-8,5\text{Y}_2\text{O}_3-30\text{Al}_2\text{O}_3-60\text{B}_2\text{O}_3$. Определяя через интеграл Кравца [5] для этого стекла значение радиационной длительности распада метастабильного состояния Yb^{3+} получаем величину $\tau_{\text{rad}} = 890 \pm 40$ мкс. Данная величина в пределах ошибки эксперимента остаётся постоянной при варьировании концентрации Yb_2O_3 в пределах 0,5–10 мол. %. При этом кинетика затухания люминесценции ионов Yb^{3+} сохраняет практически экспоненциальный характер независимо от используемой концентрации активатора и примесных ОН-групп. Аппроксимация для малолегированного стекла

(0,5 мол. % Yb_2O_3) вероятности тушения ОН-группами люминесценции Yb^{3+} , определяемой как $W = 1/\tau_{\text{exp}} - 1/\tau_{\text{rad}}$, в область нулевого показателя пикового поглощения этих групп при $\lambda \approx 2820$ нм показывает в соответствии с рис. 6, что внутрицентровым тушением люминесценции можно пренебречь.

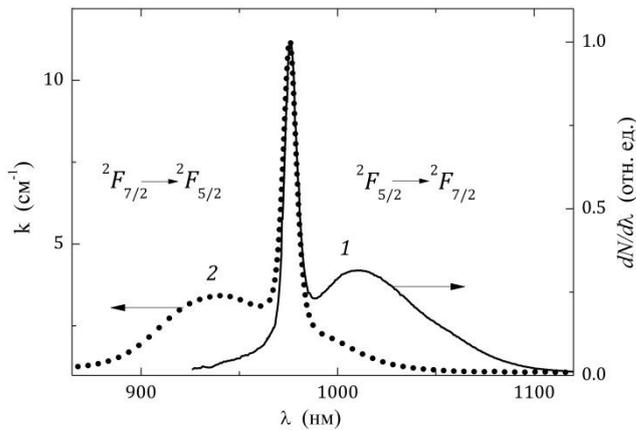


Рис. 5. Спектры люминесценции (1) и светоослабления (2) стекла $1,5\text{Yb}_2\text{O}_3-8,5\text{Y}_2\text{O}_3-30\text{Al}_2\text{O}_3-60\text{B}_2\text{O}_3$. $\lambda_{\text{exc}} = 910$ нм. $\Delta\lambda_{\text{exc}} = 2$ нм, $\Delta\lambda_{\text{rec}} = 1$ нм

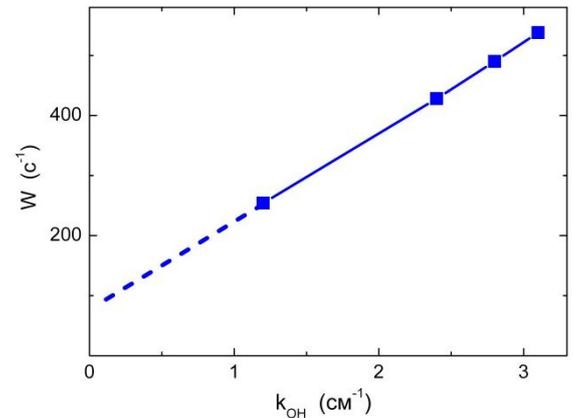


Рис. 6. Зависимость вероятности тушения люминесценции Yb^{3+} в стекле $0,5\text{Yb}_2\text{O}_3-9,5\text{Y}_2\text{O}_3-30\text{Al}_2\text{O}_3-60\text{B}_2\text{O}_3$ от концентрации ОН-групп

Здесь следует отметить, что интенсивность люминесценции Yb – Yb -центров в хантитоподобном стекле примерно на два порядка ниже чем в кварцевом гель-стекле при идентичных условиях возбуждения и вдвое меньшей концентрации иттербия. Кроме того, в широком диапазоне накачек отсутствует люминесценция фотовосстановленных ионов Yb^{2+} , опосредованно свидетельствующая об отсутствии значительного фотозатемнения. Эти факты с учётом пренебрежимо низкого внутрицентрового тушения люминесценции Yb^{3+} и относительно высокими эффективными значениями полуширины полосы ${}^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2}$ (≈ 33 нм) и сечения индуцированного излучения ($0,5 \cdot 10^{-20}$ см^2 при 1040 нм) позволяют рассматривать дегидроксилированные стекла системы $\text{Yb}_2\text{O}_3-\text{Y}_2\text{O}_3-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{B}_2\text{O}_3$ в качестве перспективного лазерного материала. Дополнительным преимуществом таких стекол является относительно высокая температуропроводность ($\approx 3,25 \cdot 10^{-3}$ $\text{см}^2/\text{с}$ [9]).

Для получения генерации использовался продольный вариант накачки излучением лазерного светодиода с $\lambda \approx 965$ нм. Активный элемент изготавливался в виде пластинки толщиной 2 мм из стекла, спектры которого изображены на рис. 5. Резонатор был образован дихроичным зеркалом с потерями при длине волны накачки и в области усиления соответственно 3 % и 0,3 % и сферическим с пропусканием 0,3 %. Излучение накачки с торца волокна передавалось в центр активного элемента без потери плотности мощности с помощью линзового телескопа с согласованием перетяжек накачки и резонатора. Средняя мощность накачки, падающей на образец, формировалась прерывателем с уменьшением в 12 раз мощности лазера накачки (длительность окна прерывателя $\approx 1,5$ мс).

В результате проведенного эксперимента была получена генерация оптического излучения при $\lambda \approx 1062$ нм (рис. 7) с порогом по удельной погло-

щённой мощности 130 Вт/мм^2 . Низкоинтенсивный сигнал на этом рисунке при $\lambda \approx 965 \text{ нм}$ – излучение накачки.

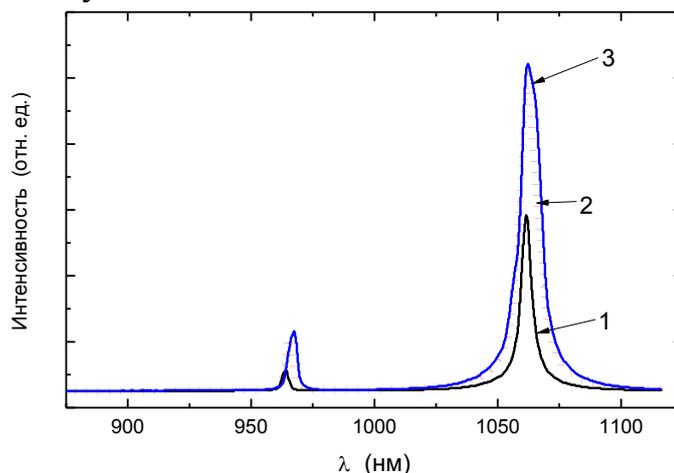


Рис. 7. Спектры генерации лазера с активным элементом из стекла $1,5\text{Yb}_2\text{O}_3\text{--}8,5\text{Y}_2\text{O}_3\text{--}30\text{Al}_2\text{O}_3\text{--}60\text{B}_2\text{O}_3$ при мощности накачки (Вт/мм^2) 300 (1), 850 (2) и 1000 (3)

Таким образом, синтезированные методом плавления иттрий-алюмоборатные стекла с составом вблизи стехиометрии хантита характеризуются (1) рекордным для оксидных материалов значением минимального расстояния Ln–Ln, (2) более высоким по сравнению с хантитоподобными кристаллами квантовым выходом люминесценции активаторов с энергетической щелью $\leq 10000 \text{ см}^{-1}$ между метастабильным и ближайшим нижележащим уровнями, (3) при соактивации ионами Ce^{3+} , Tb^{3+} и Sb^{3+} могут использоваться для визуализации УФ-изображений и (4) при активации ионами Yb^{3+} перспективны в качестве активного материала фемтосекундных микрочип-лазеров.

Работа частично поддержана БР ФФИ (грант Ф15СО-028) и РФ ФФИ (гранты 16-03-00541 и 16-53-00157).

1. Н.Е. Алексеев, В.П. Гапонцев, М.Е. Жаботинский и др., *Лазерные фосфатные стекла*, М.: Наука, 1980.
2. Н.У.-Р. Hong, K. Dwight, *Mater. Res. Bull.* **9**, 1661 (1974).
3. А.Г. Аванесов, Т.Т. Басиев, Ю.К. Воронько и др., *ЖЭТФ* **77**, 1771 (1979).
4. R.K. Brow, D.R. Tallant, *J. Am. Ceram. Soc.* **80**, 1239 (1997).
5. G.E. Malashkevich, V.N. Sigaev, N.V. Golubev, et al., *Mater. Chem. Phys.* **137**, 48 (2012).
6. Г.Е. Малашкевич, В.Н. Сигаев, Е.Х. Мамаджанова и др., *Материалы IX междуна. науч. конф. “Лазерная физика и оптич. технологии”*, Гродно, Беларусь **1**, 168 (2012).
7. Г.Е. Малашкевич, Н.В. Голубев, Е.Х. Мамаджанова, и др., *Стекло и керамика* **4**, 33 (2013).
8. A.D. Guzman Chavez, A.V. Kir'yanov, Yu.O. Barmenkov et al., *Laser Phys. Lett.* **4**, 734 (2007).
9. G. Malashkevich, V. Kouhar, E. Ivakin et al., *Abstracts 1st Int. Sympos. on Advanced Photonic Materials*, S.-Petersburg, Russia, 16 (2016).

АНТИСТОКСОВА ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ФТОРИДНЫХ
МАТЕРИАЛОВ СО СТРУКТУРОЙ ФЛЮОРИТА, ЛЕГИРОВАННЫХ
ИОНАМИ Er^{3+} И Ho^{3+}

А.А. Ляпин¹, П.А. Рябочкина¹, М.В. Чернов¹,
С.В. Кузнецов², П.П. Федоров²

¹ *Национальный исследовательский Мордовский государственный
университет им. Н. П. Огарёва, Саранск*

² *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва*
E-mail: andrei_lyapin@mail.ru

Анализ публикаций, индексируемых базами данных Web of Science и Scopus свидетельствует о том, что количество работ, посвященных синтезу и исследованию апконверсионных материалов (кристаллов, керамики, порошков и т.д.), увеличивается с каждым годом. Интерес к данным материалам вызван их широким применением в различных областях науки и техники [1, 2].

В настоящей работе представлен обзор ряда применений апконверсионных материалов в солнечных батареях, лазерах видимого диапазона спектра, визуализаторах излучения.

Также приводятся результаты исследования апконверсионной люминесценции в легированных ионами Ho^{3+} и Er^{3+} фторидных кристаллах, керамиках и порошках со структурой флюорита при возбуждении различными лазерными источниками инфракрасного излучения.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №17-72-10163).

1. J.C. Goldschmidt, S. Fischer, *Advanced Optical Materials* **3**, 11 (2015).
2. R. Scheps, *Progress in Quantum Electronics* **20**, 4, 271 (1996).
3. А.А. Lyapin, P.A. Ryabochkina, A.N. Chabushkin et al., *Journal of Luminescence* **167**, 120 (2015).
4. А.А. Lyapin, S.V. Kuznetsov, P.A. Ryabochkina et al., *Laser Physics Letters* **14**, 7 (2017).

ОСОБЕННОСТИ РАЗМЕРНОЙ ОБРАБОТКИ МАТЕРИАЛОВ МОДУЛИРОВАННЫМ ЛАЗЕРНЫМ ЛУЧОМ

С.В. Усов¹, А.В. Жданов²

¹ООО Технологические системы защитных покрытий, Щербинка

²Владимирский государственный университет им. А.Г. и Н.Г. Столетовых,
Владимир

E-mail: zhdanov@vlsu.ru

К наиболее ответственным техническим задачам в разработке размерных технологий обработки материалов относят: (1) разработка научного обоснования по созданию и внедрению конкурентоспособных, мощных лазеров, технологий и оборудования для изготовления изделий гражданского назначения; (3) создание лазерного технологического метода для высокопроизводительного качественного изготовления деталей из труднообрабатываемых материалов сложных деталей; разработка лазерных методов для динамичного освоения различных листовых сложноконтурных профилей изделий. Недостатком известных лазеров является низкая надежность работы в условиях производственных помещений на операции резки, сварки и термоупрочнения, т.к. при работе лазера материальные частицы, попадая в зону мощного светового потока, поглощают энергию луча и, сгорая, выделяют тепло. Лазер состоит из герметичного излучателя, оптической схемы, трубчатого фильтра тонкой очистки, компрессора, оптической системы сведения луча, блока охлаждения, системы питания, управления и контроля. Лазер работает следующим образом. Перед поджогом ламп накачки, входящих в состав элементов оптической схемы, в момент включения блока охлаждения и подачи напряжения на систему питания, управления и контроля включается компрессор, который начинает нагнетать атмосферный воздух в герметичный корпус излучателя. Воздух, проходя через селикагель, расположенный в трубчатом фильтре тонкой очистки, через его стенки попадает в корпус излучателя с элементами оптической схемы. Для обеспечения надежной работы лазера необходимо определить величину внутреннего объема корпуса излучателя, выбираемого исходя из оптимальных значений давлений, которые создаются очищенным воздухом во внутреннем объеме корпуса излучателя под действием компрессора при работе лазера в режиме генерации энергии. При давлении свыше 106,3 кПа наблюдались следующие явления: трещины на трубках, разъюстировка оптической схемы, разгерметизация резиновых уплотнений оптических элементов; при давлении ниже 101,3 кПа - подгары на зеркалах и торцах оптических элементов, падение мощности лазера.

Предлагаемое устройство лазера за счет постоянной диффузии очищенного воздуха устраняет застойные зоны и обеспечивает замедление процесса разрушения элементов оптической системы. Кроме того, выбранные значения давлений не создают напряжений в элементах конструкции.

ЛАЗЕРНЫЕ КРИСТАЛЛЫ С МИКРОТЕКСТУРИРОВАННЫМ ПРОСВЕТЛЯЮЩИМ ПОКРЫТИЕМ ДЛЯ СРЕДНЕГО ИК-ДИАПАЗОНА

А. А. Бушунов, М. К. Тарабрин, С. М. Томилов

*Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана,
Москва*

E-mail: zendel@yandex.ru

Источники лазерного излучения среднего ИК-диапазона являются востребованными в различных областях науки и техники. Актуальной является проблема разработки эффективных источников излучения в диапазоне 2-3 мкм, так как именно в данной области расположено множество линий поглощения колебательных переходов молекул, что позволяет использовать подобные источники в медицинской диагностике и спектроскопии. Для приложений такого рода необходимо создание мощных и перестраиваемых по частоте источников лазерного излучения, одним из перспективных типов которых являются лазеры на основе кристаллов халькогенидов, легированных ионами переходных металлов (например, $\text{Cr}^{2+}:\text{CdSe}$ и $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$) [1].

Однако использование таких активных сред сопряжено с рядом недостатков. Одним из них является большой коэффициент отражения от рабочей поверхности кристалла, так как халькогениды обладают высоким показателем преломления (около 2,4) на рабочей длине волны 2 мкм, что приводит к 30-процентным потерям на отражение от граней кристалла, которые необходимо минимизировать. Однако традиционные просветляющие диэлектрические покрытия обладают низкой лучевой прочностью, что не позволяет использовать их в высокомошных лазерах. Альтернативой тонкопленочным просветляющим покрытиям являются микротекстурированные просветляющие покрытия, лучевая прочность которых равна прочности самого кристалла активной среды [2]. Цель работы состоит в создании эффективного микротекстурированного просветляющего покрытия для среднего ИК-диапазона и метода его нанесения на кристаллы халькогенидов.

Разработан метод нанесения микротекстурированных просветляющих покрытий с помощью технологической установки FemtoLab в НОЦ «Фотоника и ИК-техника». Эффективность метода оценивалась посредством исследования геометрических и спектральных характеристик полученных текстур. Просветляющие покрытия, полученные таким методом, позволили снизить коэффициент отражения от одной поверхности для кристалла ZnSe с 16 % до 7 %. Таким образом, показано, что подобные просветляющие покрытия являются возможной альтернативой традиционным диэлектрическим тонкопленочным просветляющим покрытиям.

1. I.S. Mirov et al., Journal of Luminescence **133**, 268–275 (2013).
2. Sean McDaniel et al., Opt. Mater. Express **4**, 2225-2232 (2014).

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНО-КИНЕТИЧЕСКИХ
И УСИЛИТЕЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЕРСПЕКТИВНОЙ АКТИВНОЙ
СРЕДЫ УФ ДИАПАЗОНА $\text{Ce}^{3+}:\text{LiSr}_{0,8}\text{Ca}_{0,2}\text{AlF}_6$

А.А. Шавельев, А.С. Низамутдинов, В.В. Семашко,
М.А. Марисов, А.А. Шакиров
Казанский федеральный университет, Казань
E-mail: alexey.shavelev@gmail.com

Фторидные кристаллы применяют в качестве активных сред для получения лазерного излучения [1, 2]. В нашем случае это кристалл со структурой кольквириита, активированный ионами церия. Эти соединения имеют ряд преимуществ по отношению к оксидным соединениям: невысокая температура плавления и широкая запрещенная зона. Значительное неоднородное колебательное уширение рабочих лазерных переходов этих ионов обуславливает широкую полосу перестройки лазерной генерации, а также возможность генерации импульсов ультракороткой длительности [3, 4].

Целью настоящей работы является исследование спектроскопических свойств образцов LiCAF и $\text{LiSr}_{0,8}\text{Ca}_{0,2}\text{AlF}_6$, активированных ионами трехвалентного церия при различных температурах, а именно комнатной, температуре жидкого азота и жидкого гелия, а также исследование спектров усиления в исследуемых образцах на межконфигурационных $5d-4f$ переходах ионов Ce^{3+} .

В результате исследования в смешанном кристалле $\text{LiSr}_{0,8}\text{Ca}_{0,2}\text{AlF}_6:\text{Ce}^{3+}$ были идентифицированы три типа примесных центров ионов Ce^{3+} . Также установлено, что в смешанном кристалле $\text{LiSr}_{0,8}\text{Ca}_{0,2}\text{AlF}_6:\text{Ce}^{3+}$ (18 см^{-1} в области 270 нм) коэффициент поглощения ионов Ce^{3+} в УФ диапазоне спектра примерно в 6 раз превосходит коэффициент поглощения в несмешанном кристалле $\text{LiCaAlF}_6:\text{Ce}^{3+}$ (3 см^{-1} в области 270 нм), что лишней раз доказывает перспективность выбранного материала.

1. W.H. Lee et.al., Physical Review B **39** (13), 8907 (1989).
2. M.A. Dubinskii et.al., Journal of Modern Optics **40** (1), 1-5 (1993).
3. N. Sarukura, Z. Lie, H. Ohtake, Optics letters **22** (13), 994-996 (1997).
4. M.H. Pham et.al., Japanese Journal of Applied Physics **53**, 062701 (2014).

СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ И КОЭФФИЦИЕНТЫ
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИОНОВ Pr^{3+} , Y^{3+} И Lu^{3+} В СМЕШАННЫХ
КРИСТАЛЛАХ $\text{LiY}_{1-x}\text{Lu}_x\text{F}_4$

В.Г. Гориева¹, А.А. Ляпин^{1,2}, С.Л. Кораблева¹, Б.Н. Казаков¹, В.В. Павлов¹,
В.М. Кяшкин², В.П. Мишкин², П.А. Рябочкина², В.В. Семашко¹

¹ Казанский федеральный университет, Казань

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

E-mail: ekorre_v@mail.ru

Широкозонные диэлектрические кристаллы, допированные ионами празеодима хорошо известны как люминофоры УФ и видимой области, излучающие от 220 до 730 нм. Широко используемые для генерации в видимом диапазоне LiLuF_4 и LiYF_4 лазерные кристаллы являются изоструктурными по отношению друг к другу и проявляют аналогичные оптические и кинетические свойства. В то же время оптическое качество LiLuF_4 лучше, чем LiYF_4 кристаллов из – за конгруэнтного плавления [1]. С другой стороны, LiLuF_4 кристаллы используются реже для лазерных приложений из – за высокой стоимости соединений лютеция и более низкого коэффициента распределения ионов Pr^{3+} чем в LiYF_4 [2]. Для достижения баланса между этими двумя параметрами могут быть использованы твердые растворы $\text{LiY}_{1-x}\text{Lu}_x\text{F}_4$.

В настоящей работе представлены результаты исследований девяти образцов смешанных кристаллов $\text{LiY}_{1-x}\text{Lu}_x\text{F}_4$ ($x = 0; 0,3; 0,5; 0,6; 0,7; 0,8; 1$), допированных 1 ат% ионов Pr^{3+} по шихте и чистых $\text{LiY}_{0,3}\text{Lu}_{0,7}\text{F}_4$ и LiYF_4 кристаллов. Обсуждаются результаты спектрально – кинетических исследований, энерго – дисперсионной рентгеновской спектроскопии и рентгенодифракционного анализа этих образцов вдоль направления их роста. Определены коэффициенты распределения ионов Pr^{3+} , Y^{3+} и Lu^{3+} . Обсуждаются исследования кристаллической структуры допированных и недопированных кристаллов.

Работа была поддержана грантами РФФИ [15-02-05309, 53/15-15] и субсидией Правительства Российской Федерации [соглашение номер 02.А03.21.0002] для поддержки Программы конкурентоспособности Казанского федерального университета среди ведущих научно-образовательных центров мира и субсидии, выделенной Казанскому федеральному университету для государственного задания в сфере научной деятельности [номер 3.1156.2017 / 4.6]. Модернизация оборудования для выращивания кристаллов и разработка соответствующих методов была выполнена в рамках и финансовой поддержки Российского научного фонда [грант № 15-12-10026].

1. F. Cornacchia, A. Richter, E. Neumann, et al., *Optic Express* **15**, 992 (2007).
2. A. Richter, E. Neuman, G. Huber, et al., *Opt. Express* **15**, 5172 (2007).

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ ФАКТОРОВ НА ФОТОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ И ПАРАМЕТРЫ ЛАЗЕРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ В АКТИВНОЙ СРЕДЕ $\text{LiLu}_{0,7}\text{Y}_{0,3}\text{F}_4:\text{Ce}^{3+}$

И.И. Фарухшин, А.С. Низамутдинов, В.В. Семашко,
С.Л. Кораблева, М.А. Марисов
Казанский федеральный университет, Казань
E-mail: burusha16@gmail.com

Сегодня развитие технологий требует применения оптических квантовых генераторов в ультрафиолетовом (УФ) диапазоне спектра с импульсами короткой и ультракороткой длительности [1]. Одним из перспективных методов получения УФ излучения с короткой длительностью импульса является использование фторидных кристаллов, активированных ионами Ce^{3+} , в качестве активной среды.

При взаимодействии активной среды с УФ излучением происходит образование центров окраски (ЦО) за счет фотодинамических процессов. Величина потерь на ЦО зависит от плотности излучения внутри активной среды и не является постоянной во время эксперимента [2]. Данный факт дает возможность использовать поглощение ЦО для пассивной модуляции добротности или возможной синхронизации мод.

В результате экспериментов была получена лазерная генерация с $\text{LiLu}_{0,7}\text{Y}_{0,3}\text{F}_4:\text{Ce}^{3+}$ (Ce:LLYF) получена на длине волны 311 нм с длительностью импульсов 400 пс. В работе [3] показано, что увеличение плотности лазерной генерации в активной среде приводит к обесцвечиванию ЦО. Известно, что внешняя подсветка на длине волны 532 нм, обесцвечивая ЦО, повышает дифференциальный КПД активной среды. Таким образом, уровень потерь ЦО определяется обесцвечивающими факторами: дополнительная внешняя подсветка и изменение температуры.

Действительно, в результате экспериментов в настоящей работе показано, что при внешней подсветке наблюдается увеличение дифференциального КПД и уменьшение порога лазерной генерации, а в форме импульса появляется второй стабилизированный пик. Уменьшение температуры активной среды приводит к значительному изменению дифференциального КПД и порога лазерной генерации. Для интерпретации результатов была разработана модель динамических процессов в Ce:LLYF. Путем вариации неизвестных параметров модели было достигнуто совпадение результатов экспериментальных данных с моделированием по форме импульсов и энергетическим параметрам.

Мы предполагаем, что укорочение импульса лазерной генерации связано с пассивной модуляцией добротности за счет обесцвечивания центров окраски, поглощающих импульс накачки.

1. A. Saliminia, et al., Optics Communications **333**, 133-138 (2014).
2. V.V. Semashko et.al., Proceedings of SPIE **4766**, 119-126 (2002).
3. L.A. Nurtdinova et.al., Las. Phys. Lett. **11** (12), 12580 (2014).

ВЫРАЩИВАНИЕ И СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $\text{CaF}_2\text{--SrF}_2\text{--YbF}_3$

С.Н. Ушаков^{1,2}, М.А. Усламина¹, П.П. Федоров^{1,2}, В.В. Осико²,
К.Н. Нищев¹, С.В. Кузнецов²

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

² *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва
E-mail: uslaminam@mail.ru*

Перспективность использования кристаллов твердых растворов $\text{CaF}_2\text{--SrF}_2$, активированных РЗ ионами, в качестве активных элементов твердотельных лазеров с полупроводниковой накачкой, обусловлена, в том числе, технологическими преимуществами выращивания кристаллов высокого оптического качества. На ростовой установке НИКА-3 с индукционным нагревом, выращены концентрационные серии кристаллов, активированных Yb, с различным соотношением Ca/Sr.

Известно, что кристаллы фторидов со структурой флюорита, активированные РЗ ионами, имеют широкий набор оптических центров. Их можно условно поделить на изолированные (кубические), тетрагональные, тригональные и кластеры. При этом соотношение концентраций этих оптических центров и структура кластеров зависит как от типа РЗ иона, его концентрации, так и от состава матрицы (CaF_2 , SrF_2 или BaF_2). Для лазеров на ионах Yb^{3+} с полупроводниковой накачкой характерны концентрации Yb более 1 ат%. При этом доминирующий вклад в спектроскопические свойства вносят оптические центры кластеров и, частично, тетрагональные центры.

Исследования спектров поглощения концентрационной серии позволило выделить линии поглощения этих центров.

Оценка соотношения спектральных линий кластеров к спектральным линиям тетрагональных центров в концентрационной серии $\text{Ca}_x\text{Sr}_{1-x}\text{F}_2$ при изменении x от 0 до 1, выявила нелинейную зависимость. В определенной степени соотношение спектральных линий коррелирует с температурой кристаллизации и функцией устойчивости фронта кристаллизации.

Исследование контура линии поглощения оптических центров кластеров ионов в кристаллах твердых растворов показало, что вплоть до концентрации $\text{Ca}_{0,7}\text{Sr}_{0,26}\text{Yb}_{0,04}\text{F}_{2,04}$ сохраняется форма линии, характерная для $\text{Sr}_{0,96}\text{Yb}_{0,04}\text{F}_{2,04}$. При этом минимальная ширина на полувысоте линии поглощения с максимумом 975 нм наблюдается для состава $\text{Ca}_{0,56}\text{Sr}_{0,4}\text{Yb}_{0,04}\text{F}_{2,04}$ (вблизи точки конгруэнтного плавления) и составляет 6,7 нм.

Проведенные исследования позволяют сделать вывод о том что в кристаллах твердых растворов $(\text{Ca}_x\text{Sr}_{1-x})\text{Yb}_{0,04}\text{F}_{2,04}$ нарушается не только простая равновероятная статистика распределения ионов Yb^{3+} по объему кристалла, но и статистика распределения ионов Ca^{2+} и Sr^{2+} в ближайшем окружении кластеров Yb.

ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЙ ДВУХМИКРОННЫЙ ЛАЗЕР НА КРИСТАЛЛАХ YSZ:Ho

К.В.Воронцов¹, Н.Г. Захаров¹, Е.Е. Ломонова², А.А. Ляпин³,
П.А. Рябочкина³, А.Н. Чабушкин³

¹ *Российский Федеральный ядерный центр Всероссийский НИИ
экспериментальной физики, Саров*

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

³ *Национальный исследовательский Мордовский государственный
университет им. Н.П. Огарева, Саранск*

E-mail: chabushkin@mail.ru

Лазеры, генерирующие излучение в двухмикронном диапазоне спектра, находят широкое применение в медицине, в технологии обработки пластиков, а также для накачки лазерных источников среднего ИК-диапазона. Для создания лазерных источников, генерирующих излучение с длиной волны $\lambda > 2$ мкм, используют твердотельные среды, легированные ионами Ho^{3+} .

В настоящей работе был реализован непрерывный лазер на кристаллах стабилизированного иттрием диоксида циркония, легированных ионами Ho^{3+} (YSZ:Ho). Максимальная выходная мощность составила $P=5$ Вт на длине волны излучения $\lambda_r = 2130$ нм. КПД лазерной генерации при этом составил $\eta = 37\%$ по падающей мощности лазера накачки. Также была получена перестройка длины волны генерации в спектральном диапазоне 2056-2168 нм.

В качестве источника накачки использовался лазер на кристалле YLF:Tm с максимальной выходной мощностью $P=16,5$ Вт на длине волны $\lambda = 1910$ нм. Диаметр прокачиваемой области в активном элементе из кристаллов YSZ:Ho (0,8 ат.%) составил $d = 300$ мкм. Активный элемент был вырезан в форме параллелепипеда размером $3 \times 3 \times 20$ мм. Резонатор лазера на кристаллах YSZ:Ho был образован входным плоским зеркалом, с коэффициентом пропускания на длине волны накачки $T(\lambda = 1910 \text{ нм}) = 90\%$ и выходным сферическим зеркалом с радиусом кривизны рабочей поверхности $R = 150$ мм и коэффициентом пропускания на длине волны генерации $T(\lambda = 2130 \text{ нм}) = 6\%$. Порог генерации составил $P_{th} = 1$ Вт.

График зависимости выходной мощности лазера на кристаллах YSZ:Ho от падающей мощности лазера накачки показан на рис. 1.

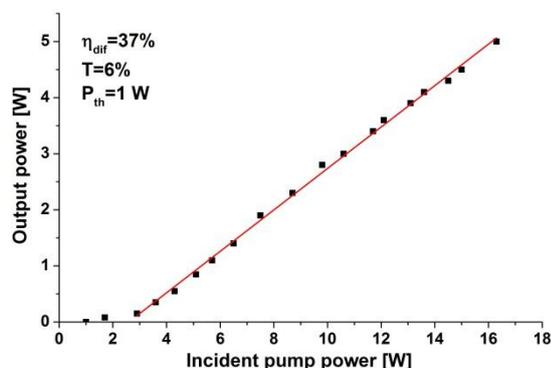


Рис. 1. График выходной мощности лазера на кристаллах YSZ:Ho от мощности лазера накачки

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДВУХМИКРОННОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ПРОЦЕССА ЭНДОВАЗАЛЬНОЙ ЛАЗЕРНОЙ КОАГУЛЯЦИИ ВАРИКОЗНЫХ ВЕН

А.Н. Беляев, О.А. Кузнецова, А.А. Ляпин, С.А. Артемов,
П.А. Рябочкина, А.Н. Чабушкин, С.А. Хрущалина
*Национальный исследовательский Мордовский государственный
университет им. Н.П. Огарёва, Саранск*
E-mail: sergey560113@gmail.com

В настоящее время для лазерной коагуляции варикозно расширенных вен применяются лазеры, генерирующие излучение на длинах волн 0,81 мкм, 0,97 мкм с мощностью излучения 15-20 Вт и излучающие на длинах волн 1,47 мкм и 1,56 мкм. Излучение последних попадает в полосу поглощения воды, благодаря чему процесс коагуляции варикозных вен при их использовании осуществляется при меньших значениях мощности лазерного излучения, составляющих 10-12 Вт.

Следует заметить, что решение задач направленных на достижение эффекта коагуляции варикозных вен при меньших значениях мощности излучения являются актуальными, так как это приведёт к меньшим повреждениям прилегающих тканей и нервов и ускорит процесс реабилитации.

В настоящей работе представлены результаты экспериментов *in-vitro* и *in-vivo* по использованию лазерного излучения с длинной волны 1,885 мкм для эндовазальной лазерной коагуляции варикозных вен.

Эксперименты *in-vitro* проводились на сегментах вен человека, извлечённых интроскопически. Эксперименты *in-vivo* выполнены на венах собаки.

В результате проведённых экспериментов показано, что эффект коагуляции варикозных вен при использовании излучения с длиной волны 1,885 мкм обеспечивается при значении мощности излучения 4-5 Вт.

ШИРОКОАПЕРТУРНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ ДЛЯ МОЩНЫХ ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМ

А.П. Прохоров, М.А. Новиков, А.Н. Севрюкова,
В.В. Грибко, Ал. П. Прохоров

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

E-mail: prokhorov.artem@appl.sci-nnov.ru

В работе представлены результаты выращивания крупногабаритных профилированных монокристаллов KDP [1] и DKDP [2] (процент дейтерирования составлял не менее 97,6 %) методом скоростного выращивания моносекториальных профилированных кристаллов [3]. Исследуемые образцы были выращены в форме размером $320 \times 320 \times 70$ мм³, в кристаллизаторе объемом 150 литров. Рост осуществлялся в термостатированных условиях при абсолютных пересыщениях не превышающих 3°C и уровню pH раствора равным ~ 2,7. Кристаллы росли гранью бипирамиды (101). Для приготовления раствора использовалась соль KDP Prochem inc. с содержанием примесей Fe 50 ppb, Mg 50 ppb, Si 100 ppb, Al 50 ppb, Cr 89 ppb. Скорость роста монокристаллов составляла ~ 15 мм/сутки. Были получены кристаллические булы размерами $307 \times 320 \times 70$ мм³ (KDP), $303 \times 320 \times 70$ мм³ (DKDP).

С помощью тераомметра Metrel TeraOhmXA 10 kV MI 3210 (погрешность прибора не превышает 5 %), проводились измерения сопротивления образцов. Измерения сопротивления проводилось по трех электродной схеме (основной, измерительный и охранный электроды) при напряжении до 10 кВ. В ходе работы были получены карты распределения удельного сопротивления в исследуемых образцах. По итогам измерений были получены вольт-амперные характеристики исследуемых образцов близкие к линейным, что соответствует высокому качеству выращенных образцов. Так же были измерены карты распределения величины удельного сопротивления для образца размерами $325 \times 330 \times 13$ мм³. Неоднородности на картах распределения удельного сопротивления обусловлены наличием дефектов роста, которые в свою очередь являются следствием высоких скоростей роста и морфологической неустойчивости растущей грани монокристалла.

1. В.М. Пузиков, В.И. Сало, М.И. Колыбаева, *Институт монокристаллов*, Харьков : НТК, 2004.
2. D.M. Pennington, D.E. Milam, I.D. Eimer, Report at the II Annual Int. Conf. "Solid-State Lasers for Application to Inertial Confinement Fusion (ICF)", 17 (1996).
3. В.П. Ершов, Дис. Скоростной рост моносекториальных профилированных кристаллов группы KDP, Н.Н.: ИПФРАН, (2007).

КИНЕТИКА НАРАСТАНИЯ АП-КОНВЕРСИОННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

А.В. Михеев^{1,2}, Б.Н. Казаков²

¹ Казанский национальный исследовательский технологический университет, Казань

² Казанский федеральный университет, Казань
E-mail: veehima@gmail.com

Предложена вероятностная модель кинетики нарастания ап-конверсионной люминесценции в системах, состоящих из частиц двух видов: доноров, непосредственно взаимодействующих с излучением накачки, и акцепторов, получающих энергию возбуждения от доноров. Определена зависимость интенсивности люминесценции от частоты ν и времени t при прямоугольной модуляции излучения накачки и $t \rightarrow +0$:

$$J(\nu, t) = k\nu \varphi(\nu) \cdot t^{n+1}. \quad (1)$$

Здесь k - масштабный множитель; $\varphi(\nu)$ - плотность распределения вероятности частот фотонов; n - количество последовательных процессов передачи энергии, предшествующих переходу излучающих частиц в возбуждённое состояние. Установлено, что для излучения доноров, при отсутствии миграции энергии: $n = 0$. В случае излучения акцепторов значение $n \geq 1$ и зависит от механизма передачи энергии из подсистемы доноров. В частности, $n = 1$ означает одноквантовую передачу энергии в результате взаимодействия возбуждённого донора с невозбуждённым акцептором. Если $n = 2$, то происходит процесс двухквантовой ап-конверсионной передачи энергии, за счёт вынужденного излучения [1].

С помощью (1) проведён регрессионный анализ кинетики нарастания ап-конверсионной люминесценции кристалла $\text{Y}_{0.8}\text{Yb}_{0.2}\text{F}_3:\text{Tm}^{3+}$ (1 ат.%). Люминесценция возбуждалась ИК излучением лазерного диода ($\lambda_{\text{ex}} = 933$ нм; 1,5 Вт). Использовалась прямоугольная модуляция излучения накачки с длительностью импульса 0,2–25 мс и периодом модуляции 15–50 мс. В результате были получены следующие значения параметра n для основных спектральных линий этого кристалла.

| | | | | | | |
|----------------------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|
| λ_{em} , нм | 1700 | 1030 | 824 | 479 | 363 | 290 |
| n | ≈ 2 | ≈ 0 | ≈ 1 | ≈ 2 | ≈ 3 | ≈ 4 |

Обнаружено существование двух параллельно протекающих процессов передачи энергии от ионов Yb^{3+} (доноры) к ионам Tm^{3+} (акцепторы):

1) одноквантовая передача энергии, вызывающая переход невозбуждённого иона Tm^{3+} в состояние $^3\text{H}_4$ ($\lambda_{\text{em}} = 824$ нм);

2) двухквантовая ап-конверсионная передача энергии за счёт вынужденного излучения, приводящая к переходу невозбуждённого иона Tm^{3+} в состояние $^1\text{G}_4$ ($\lambda_{\text{em}} = 479$ нм).

1. А.В. Михеев, Б.Н. Казаков, Письма в ЖЭТФ **102**, 311 (2015).

ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ И МОРФОЛОГИИ РОСТА ВОДОРАСТВОРИМЫХ КРИСТАЛЛОВ

А.Н. Севрюкова, В.И. Рубаха, А.П. Прохоров
Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород
E-mail: anna_13.08@mail.ru

Водорастворимые кристаллы типа KDP, α -LiIO₃, Ba(NO₃)₂ и т.д. используются в оптике и лазерной физике на протяжении многих лет. Данные кристаллы являются наиболее подходящими нелинейно-оптическими материалами, применяемые для эффективного преобразования лазерного излучения в видимом и ближнем ИК-диапазонах.

Технология выращивания и совершенство получаемых кристаллов зависят от качества сырья. Это объясняется тем, что наличие в сырье и соответственно в приготавливаемом растворе микроконцентраций определенных примесей влияет на кинетику роста граней (100) и (101) [1]. Так, некоторые примеси приводят к заметному снижению скорости роста граней призмы и межсекториальным напряжениям, что неприемлемо для скоростных способов выращивания крупных кристаллов. Величина «мертвой зоны» ($\Delta T_{мз}$), определяющая пригодность растворов для выращивания монокристаллов, является интегральным параметром, характеризующим содержание примесей в растворе, искажающих грань призмы (100). Эта задача стала особенно актуальна в связи с работами по скоростному росту кристаллов α -LiIO₃, KDP и их дейтерированных аналогов, ведущимися в ИПФРАН. Так по аналогии со способом скоростного роста кристалла KDP [2] для скоростного роста кристаллов α -LiIO₃ [3] также важно соотношение скоростей роста граней (100) и (101). Таким образом, в исследовании представлены данные по влиянию Fe(IO₃)₂, AgIO₃, CsOH, H₃PO₄, метилметакрилата на рост грани (100) кристаллов α -LiIO₃, разработана методика измерения «мертвой зоны» растворов α -LiIO₃, проведено сравнение результатов измерений скорости роста граней и движения ступеней для KDP и α -LiIO₃.

1. Д.А. Воронцов, В.П. Ершов, *Вестн. ННГУ* **1(9)**, 132 (2006).
2. В.П. Ершов *Дис. «Скоростной рост моносекториальных профилированных кристаллов группы KDP»*, Н.Н.: ИПФРАН, (2007).
3. В.И. Рубаха, А.А. Бабин, М.А. Котова, *Тез. докл. НКРК-XI*, Москва, (2004).

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ДВУХМИКРОННОГО ИК-ИЗЛУЧЕНИЯ В ВИДИМЫЙ ДИАПАЗОН КЕРАМИКОЙ НА ОСНОВЕ PbF_2 , ЛЕГИРОВАННОЙ ИОНАМИ Ho^{3+}

А.П. Савикин, А.С. Егоров, А.В. Будруев, И.Ю. Перунин, И.А. Гришин
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
Нижний Новгород
E-mail: iperunin@mail.ru

При работе с лазерами двухмикронного ИК диапазона для визуализации излучения можно использовать явление антистоксовой люминесценции (АСЛ). Большим потенциалом для этого обладает ион Ho^{3+} , имеющий полосу поглощения в области 1870–2150 нм на переходе из основного состояния. Интенсивность АСЛ значительно зависит от матрицы, в которую внедрён ион Ho^{3+} . Малая величина энергии высокочастотных фононов в PbF_2 , равная 257 см^{-1} , делает этот материал перспективной матрицей для эффективного преобразования двухмикронного ИК излучения в видимый диапазон спектра.

Цель исследования – выяснение механизмов преобразования ИК излучения источника в видимый диапазон в керамике $\text{PbF}_2:\text{Ho}^{3+}$ и оценка вероятностей многофононного стоксова и антистоксова возбуждения и межионного переноса энергии.

Для проведения эксперимента были изготовлены образцы керамики состава $\text{PbF}_2:1\% \text{ Ho}^{3+}$. При построении диаграммы энергетических уровней ионов Ho^{3+} в PbF_2 использованы спектры пропускания образцов стёкол $60\text{TeO}_2-40\text{PbF}_2:1\% \text{ Ho}^{3+}$, полученные в видимом и ближнем ИК диапазонах на спектрофотометре СФ-56 и Фурье-спектрометре Varian 660-IR.

АСЛ образцов возбуждалась излучением лазера Tm:YLF на длине волны 1908 нм в импульсном режиме и режиме свободной генерации с интенсивностью $I \approx 15 \text{ W/cm}^2$.

Получена АСЛ на длине волны 650 нм. Измерены пороговая интенсивность излучения Tm:YLF лазера необходимая для визуального наблюдения АСЛ. Получена диаграмма затухания АСЛ, измерено излучательное время жизни ионов Ho^{3+} на уровне $^5\text{I}_7$. Произведена оценка вероятностей переходов. Для стационарного режима АСЛ была составлена и решена идеализированная система балансных уравнений и получены оценки населённостей уровней $^5\text{I}_8$, $^5\text{I}_7$, $^5\text{I}_5$, $^5\text{F}_5$ иона Ho^{3+} , на основании этих данных оценена мощность свечения.

По итогам измерений и оценок можно сделать следующие выводы: АСЛ наблюдается даже при небольших интенсивностях лазерного излучения, уровень $^5\text{F}_5$ заселяется в основном за счёт межионного переноса энергии.

РОСТ И СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ $\text{Ca}_{2-x}\text{Li}_x\text{GeO}_4$

Д.В.Симановский, В.А. Иванов, М.О. Марычев, В.С. Николов
Национальный исследовательский Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород
E-mail: egick1993@mail.ru

Известно, что кристаллы $\text{Li}_2\text{CaGeO}_4$ в настоящее время являются одними из наиболее перспективных соединений для использования в LED устройствах. Эмиссионный спектр кристаллов $\text{Li}_2\text{CaGeO}_4$, допированных некоторыми редкоземельными ионами, характеризуется яркими линиями на длинах волн 473 нм, 485 нм и 575 нм [1, 2, 3]. Целью нашей работы является выращивание монокристаллов $\text{Ca}_{2-x}\text{Li}_x\text{GeO}_4$, пригодных для изучения их оптических свойств.

Кристаллы $\text{Ca}_{2-x}\text{Li}_x\text{GeO}_4$ выращивались из высокотемпературного раствора (flux-метод) методом спонтанной кристаллизации на узкой платиновой палочке в цилиндрическом тигле диаметром 5 см и высотой 5 см. В течение всего времени роста (6 суток) происходило равномерное вращение платиновой палочки. В процессе роста температура нелинейно снижалась с 952 °С до 932 °С. По прошествии указанного времени на палочке образовалась друза, состоящая из нескольких кристаллов с размерами около 1 см (см. рис. 1). Полученные кристаллы были использованы впоследствии как затравочные.

Максимум измеренного спектра фотолюминесценции расположен на длине волны 1222 нм, что соответствует ионам Cr^{4+} . Таким образом, полученный кристалл представляется перспективным для использования в твердотельных лазерах диапазона 1,1–1,6 мкм.

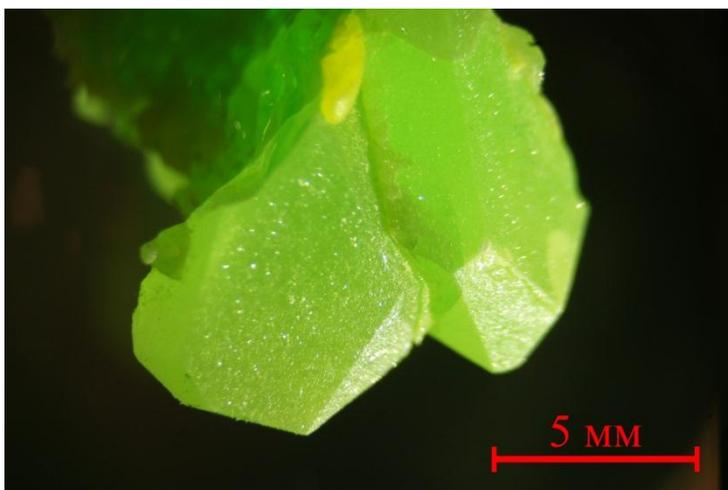


Рис. 1. Фотография выращенных кристаллов $\text{Ca}_{2-x}\text{Li}_x\text{GeO}_4$.

1. Meng Jian-Xin, Yang Chuang-Tao, Chen Qing-Qing, J. Lumin. **130** (7), 1320-1323 (2010).
2. I.V. Berezovskaya et al., Ceram. Int. **39** (6), 6835-6840 (2013).
3. V.A. Ivanov, D.V. Simanovskiy, M.O. Marychev et al., J. Non-Cryst. Solids **456**, 76–82(2017).

ИССЛЕДОВАНИЕ ТРОЙНОЙ ДИАГРАММЫ ZN-SE-FE

М.П. Зыкова¹, К.Ю. Кролевецкая¹, Е.Н. Можевитина^{1,2}, И.Х. Аветисов¹

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

²Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девятовых РАН,
Нижний Новгород

E-mail: zykova_mp@inbox.ru

Проблема легирования ZnSe элементы группы железа для получения лазерных материалов с характеристиками в широком ИК-диапазоне не может быть успешно решена без достоверных данных о возможных фазовых равновесиях и растворимостях компонентов. В работе проведен детальный анализ трёхкомпонентной системы Zn – Se – Fe для получения новых фундаментальных сведений о фазовых равновесиях в исследуемой системе при помощи рентгеновских методов исследования. На основе существующих литературных данных о Т-х проекциях бинарных систем Zn – Se [1], Fe – Se [2] и Zn – Fe [3] был проведен теоретический анализ фазовой диаграммы трехкомпонентной системы Zn-Se-Fe в диапазоне температур от 450-1850 К, в результате чего построено 42 изотермических сечения. Фазовые исследования отожженных образцов в изотермических условиях при температурах 730 К (I, II) и 814 К (III, IV) показали наличие существования следующих фаз: $\text{Fe}_3\text{Zn}_{10}$ - $\text{Fe}_{11}\text{Zn}_{40}$ -Zn-ZnSe (I), ZnSe- FeSe_2 - Fe_7Se_8 (II), ZnSe- $\text{Fe}_3\text{Zn}_{10}$ -Fe (III), FeSe_2 - Fe_7Se_8 -Se и подтвердили достоверность теоретических изотермических сечений.

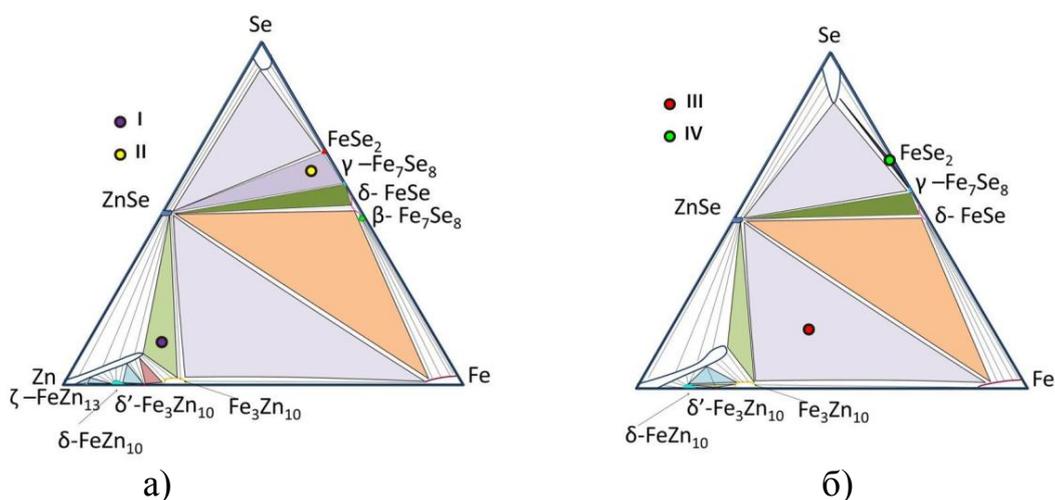


Рис. 1. Изображение изотермического сечения проекции Т-х-у проекции Р-Т-х-у диаграммы системы Zn-Se-Fe при: а) 730 К; б) 814 К

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ №15-13-100028.

1. Л. А Сысоев, В. М Андреев, Э.К. Райскин и др., Монокристаллы, сцинтилляторы и органические люминофоры **3**, 135-136 (1968).
2. Н. Okamoto, *Phase Diagrams of Binary Iron Alloys*, Materials Park, 1993.
3. О. Кубашевски, *Диаграммы состояния двойных систем на основе железа*, М.: Металлургия, 1985.

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРИСТАЛЛОВ
LiYF₄ И KY₃F₁₀, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ Gd³⁺

А.С. Низамутдинов¹, В.В. Семашко¹, С.Л. Кораблева¹, Э.И. Мадиров¹

¹ *Казанский федеральный университет, Казань*

E-mail: ed.madirov@gmail.com

Развитие современных технологий неразрывно связано с возможностью получать и работать с излучением с все более короткими длинами волн. Однако на сегодняшний день число пригодных для использования в ультрафиолетовом диапазоне сред является довольно малым. Основной целью, которая преследуется при разработке новых сред, является возможность работы на новых, до этого недоступных длинах волн.

Перспективными представляются широкозонные диэлектрики, допированные ионами Gd³⁺. Такие материалы широко исследуются для целей создания эффективных люминофоров из-за богатой схемы энергетических уровней этих ионов, обуславливающей излучательные переходы в видимой и УФ областях спектра. На сегодняшний день существует информация об оптических свойствах ионов гадолиния во фторидных матрицах в УФ диапазоне. Было определено, что в спектре возбуждения присутствуют линии в районе 240 нм (переход ⁸S_{7/2} - ⁶D), 275 нм (переход ⁸S_{7/2} - ⁶I). Люминесценция наблюдалась на длинах волн 275 нм, 311 нм [1, 2, 3]. Представляется перспективным использовать эти переходы для наблюдения оптического усиления и лазерной генерации в УФ области. Большое время жизни возбужденных состояний дают перспективы получения низких порогов при получении лазерной генерации в непрерывном режиме, а эффект самоограничения переходов позволяет предложить эффективные схемы получения импульсов короткой длительности при импульсной накачке.

Нами были исследованы спектры поглощения этих внутриконтинуальных 4f - 4f переходов, а также спектрально-кинетические характеристики люминесценции при возбуждении в переход ⁶I - ⁸S_{7/2} (около 275 нм) в кристаллах LiYF₄ и KY₃F₁₀. Также в работе обсуждаются эксперименты по наблюдению оптического усиления в этих кристаллах при накачке около 275 нм.

1. Guoxian Zhua, Mubiao Xiea, Rongkai Pana et al., Journal of Fluorine Chemistry **188**, 28–32 (2016).
2. A.J. de Vries, M.F. Hazenkamp, G. Blasse, Journal of Luminescence **42**, 275-282 (1988).
3. R. T. Wegh, H. Donker, A. Meijerink, Phys. Rev. B **56**, 13841-13848 (1997).

СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
КРИСТАЛЛОВ $\text{Ca}_3(\text{NbGa})_5\text{O}_{12}$ И LiYF_4 , ЛЕГИРОВАННЫХ ИОНАМИ Dy^{3+}

И.Д. Аршинова¹, П.А. Рябочкина¹, С.Л. Кораблева², В.В. Семашко²

¹*Национальный исследовательский Мордовский государственный
университет им. Н.П. Огарёва, Саранск*

²*Казанский федеральный университет, Казань*

E-mail: i.arshi88@gmail.com

Интерес к изучению ионов диспрозия как легирующих элементов для лазерных сред возник еще в 70-х годах прошлого века. На сегодняшний день генерация на ионах диспрозия была получена в ряде кристаллических матриц [1, 2, 3] преимущественно в средней ИК-области спектра.

Разработанные к настоящему времени коммерчески доступные лазерные диоды, излучающие в синей области спектра, обеспечивают принципиальную возможность получения лазерной генерации на ионах Dy^{3+} в видимой области спектра, благодаря эффективной накачке на уровень $^4\text{F}_{9/2}$. Это возобновило интерес исследователей, работающих в области лазерной физики к кристаллам, легированным ионами Dy^{3+} .

В настоящей работе выполнены исследования спектрально-люминесцентных свойств кристаллов $\text{LiYF}_4:\text{Dy}$; $\text{LiYF}_4:\text{Dy},\text{Tb}$; $\text{LiYF}_4:\text{Dy},\text{Tm}$ и $\text{Ca}_3(\text{NbGa})_5\text{O}_{12}:\text{Dy}$ и выполнен их сравнительный анализ.

Из интегральных коэффициентов поглощения переходов с основного состояния $^6\text{H}_{15/2}$ на возбужденные мультиплеты ионов Dy^{3+} для кристаллов $\text{LiYF}_4:\text{Dy}$ и $\text{Ca}_3(\text{NbGa})_5\text{O}_{12}:\text{Dy}$ определены значения сил осцилляторов данных переходов и рассчитаны значения параметров интенсивности Ω_t ($t = 2, 4, 6$). С использованием полученных значений параметров интенсивности определены значения излучательных вероятностей переходов ионов Dy^{3+} , представляющих интерес для получения на них лазерной генерации.

1. N.P. Barnes, R.E. Allen, IEEE J. Quantum Electron. **27**, 277-282 (1991).
2. H. Jelinkova, M.E. Doroshenko, et al., Appl. Phys. A **122**, 738-745 (2016).
3. S.R. Bowman, S.O'Connor et al., Opt. Express **20**, 12906-12911 (2012).

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ОПТИЧЕСКИХ ЦЕНТРОВ ИОНА ТУЛИЯ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ $\text{CaF}_2\text{-YF}_3\text{:Tm}$

К.А. Мартынова, О.К. Алимов, М.Е. Дорошенко,
В.А. Конюшкин, В.В. Осико

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

E-mail: kmartynova19@gmail.com

Исследования современной лазерной физики направлены на поиск новых активных сред для твердотельных лазеров ИК-диапазона, находящих широкое применение в различных областях медицины, науки, экологии и т.д. Фторидные материалы (кристаллы и керамики), активированные ионами тулия являются одними из перспективных в разработке высокоэффективных лазеров с диодной накачкой, работающих на длине волны 2 мкм. Однако, как известно, редкоземельные ионы во фторидах могут иметь различное локальное окружение, которое влияет на его спектроскопические и генерационные свойства.

Ранее нашей научной группой были выделены индивидуальные спектры кластеризованных, тетрагональных и долгоживущих оптических центров ионов тулия в кристаллах CaF_2 [1, 2]. В твердых растворах $\text{CaF}_2\text{:Tm}^{3+}$ со фторидами неактивных редкоземельных элементов (YF_3 , LaF_3 , LuF_3) часть ионов тулия в кластеризованных центрах заменяется ионами иттрия, образуя новые Tm-Y центры, динамика формирования которых представляет большой интерес.

В данной работе приведены результаты исследования спектроскопических свойств кластеризованных оптических центров в кристаллах $\text{CaF}_2\text{-YF}_3\text{:Tm}^{3+}$. Методами низкотемпературной селективной время-разрешенной лазерной спектроскопии были исследованы спектроскопические свойства ионов тулия в кристаллах с различным содержанием фторидов тулия и иттрия. Анализ полученных данных и сравнение их с результатами, полученными для кристалла CaF_2 позволило выделить в кристаллах $\text{CaF}_2\text{-YF}_3\text{:Tm}^{3+}$ четыре различных типа кластеризованных оптических центров, модели которых обсуждаются.

Установление закономерностей влияния неактивной примеси на концентрацию Tm-Y центров и их свойства будет способствовать разработке оптимального состава активированных кристаллов для получения эффективной лазерной генерации области 2 мкм.

1. O.K. Alimov, M.E. Doroshenko, K.A. Martynova et al. *J. of Lumin.* **167**, 16 (2015).
2. M.E. Doroshenko, A.G. Papashvili, K.A. Martynova et al., *Laser Phys. Lett.* **12**, 125701 (2015).

LASER MATERIALS AND TECHNOLOGY

COMPACT MID-IR SOLID-STATE LASERS

M.E. Doroshenko¹, V.V. Osiko¹

¹*A.M. Prokhorov General Physics Institute RAS, Moscow*

E-mail: dorosh@lst.gpi.ru

During last several years a growing interest in the solid-state lasers practical application faced the problem of extension of laser radiation further to mid-IR spectral region (2–6 mkm). The need in mid-IR lasers is caused by the existence of transparency windows in the atmosphere and thus by the possibility of using IR laser radiation in open-beam optical systems. This radiation is additionally less sensitive to atmospheric noise compared to systems using near-IR laser radiation. Also, the presence of a large number of intense absorption bands of molecular gases in the 2–6 mkm spectral range makes it possible to use tuneable mid-IR lasers in highly sensitive detection systems.

The development of solid-state mid-IR lasers requires a solution of a number of fundamental problems. First, the laser radiation must not be absorbed by crystalline or glassy host which should have a broad transparency window. Second, even in the case of a sufficient transparency of the matrix at the laser wavelength, mid-IR transitions can be efficiently quenched due to multiphonon relaxation. From this point of view, the wide class of oxide matrices turns out to be out of interest for development of mid-IR lasers. The longest-wavelength known laser based on an oxide crystal is the erbium doped yttrium aluminium garnet laser ($\lambda = 2,94$ mkm). Next, there appear problems with pumping. At present state highly efficient semiconductor visible and near-IR lasers are mostly suitable for excitation of only high-energy states of laser ions, which leads to high Stokes losses and, as a result, to low lasing efficiency when mid-IR lasing is required.

In the report most attention will be paid for chalcogenide matrixes (i.e., compounds based on sulphides, selenides, and tellurides) as hosts for active elements of mid-IR laser. Binary compounds which were mainly developed during the last decade will be discussed and solid solution approach to these type of compounds will be demonstrated to be a perspective way to shift laser radiation further to mid-IR spectral range. The results on transition metal elements, such as divalent chromium and iron active ion doping in case of $A^{II}B^{VI}$ compounds, or rare earth ions doping in case of sulphides will be presented.

As a result oscillation wavelengths up to 5,5 mkm in Dy^{3+} doped lead thyoallate (sulfide) crystal and central oscillation wavelengths up to 5,7 mkm (at 220 K) in and up to 5,8 mkm (at 240 K) in CdMnTe solid solutions will be demonstrated.

NEW APPROACH OF STUDYING OF ACTIVE MEDIA GAIN PROPERTIES
USING Z-SCAN TECHNIQUE

V.V. Semashko, O.R. Akhtaymov, A.A. Shavelev, V.A. Ostatochnikov

Kazan Federal University, Kazan

E-mail: ua4pcy@mail.ru

An opportunity of studying of optical gain properties of active media using the open aperture z-scan technique without any additional probe beam is demonstrated for the first time. It is shown that, the method allows evaluating pump induced photodynamic processes parameters in UV solid-state active media on the pumping and lasing wavelengths: excited-state absorption and photoionization cross-sections of active ions, effective absorption and ionization cross-sections of color centers and recombination rates.

ACTIVATED HUNTITE-LIKE GLASSES: ACHIEVEMENTS AND PROSPECTS

G.E. Malashkevich¹, V.V. Kouhar¹, T.G. Khottchenkova¹,
A.N. Shimko¹, V.N. Sigaev², N.V. Golubev², E.S. Ignat'eva²,
M.Z. Ziyatdinova², E.V. Pestryakov³

¹*B.I. Stepanov Institute of Physics, NAS of Belarus, Minsk*

²*D.I. Mendeleev University of Chemical Technology, Moscow*

³*Institute of Laser Physics SB RAS, Novosibirsk*

E-mail: g.malashkevich@ifanbel.bas-net.by

It is known that the most of the «laser» rare-earth ions in dielectric media undergo cross-relaxation interactions which are the major cause of concentration quenching of luminescence and the source of problems during the creation of active media with high radiation energy specific volume. Effectiveness of such interactions, all other things being equal, is in inverse power dependence on distance between the donor and the acceptor in case of multipole interaction and decreases exponentially with the index of size order of their electron shells in case of exchange interaction [1]. It is also well known that at the increase in Ln concentration average Ln–Ln distance decreases down to minimally possible (R_{\min}) for given matrix, which is defined by its structural features. While its further increase just increases the number of ions at such distance. That is why the search of matrixes, which provide high R_{\min} , is prior at creation of highly-doped laser media with high specific energy extraction.

The most known examples of oxide matrixes satisfying this condition are huntite-like crystals $YAl_3(BO_3)_4$ with $R_{\min} \approx 6,0 \text{ \AA}$ [2] and Li–Ln-phosphate glass with $R_{\min} \approx 5,6 \text{ \AA}$ [3]. The basic shortcoming of the former is relatively high frequency of valent vibrations of BO_3 groupings ($\nu_v \sim 1300 \text{ cm}^{-1}$ [4]), which leads to considerable intracenter quenching of Ln^{3+} luminescence with low energy gap between metastable and nearest lower state, and of the latter – low physico-chemical characteristics. Therefore, numerous attempts are made to obtain matrixes that are devoid of these shortcomings. One of the promising options for solving such problem is the production of yttrium-aluminoborate glasses with composition close to the stoichiometry of huntite, taking into account high concentration of glass-forming oxides in the latter and the possibility of their transformation into a vitreous state of some of BO_3 groupings in BO_4 with $\nu_v \sim 1100 \text{ cm}^{-1}$ [4].

In present work the results of research of main structural, spectral-luminescent, thermophysical and lasing parameters of the $(Ln_x Y_{1-x})_2O_3-Al_2O_3-B_2O_3$ glasses, where Ln = Ce, Sm, Tb and Yb, are stated.

Experimental samples of glasses were obtained by melting in platinum crucible in air at the temperature $T = 1250-1550 \text{ }^\circ\text{C}$ in electric resistance furnace. As initial components Ln_2O_3 (high pure), Y_2O_3 (high pure), $Al(OH)_3$ (analytical grade), H_3BO_3 (chemically pure) were used. Melt was cast on a metal plate and pressed by another metal plate till 2–5 mm thickness. Huntite-like polycrystals were synthesized at $1160 \text{ }^\circ\text{C}$ for comparison.

The structure of samples obtained was investigated using X-ray diffractometer DRON 3M (CuK $_{\alpha}$ radiation, Ni-filter), FTIR spectrometer Nexus and Raman spectrometer Spectra Pro-500i with 180° geometry and laser excitation at $\lambda = 532$ nm.

Absorption spectra were recorded using a Cary-500 spectrophotometer. For the investigation of luminescence spectra and luminescence excitation spectra, an SDL-2 spectrofluorimeter was used. Luminescence decay kinetics was investigated using Tektronix TDS3032B oscillograph at excitation by monopulse laser on sapphire with titanium ($\lambda = 890\text{--}920$ nm, pulse duration at half-width ~ 10 ns) and its harmonics, as well as laser on molecular nitrogen Nitromite Laser LN-100 (337 nm and 0.3 ns).

Microparameters of donor-acceptor interaction of Sm $^{3+}$ ions ($C_{D-A} = 4,2\div 4,5 \cdot 10^{-54}$ cm 8 s $^{-1}$) and $R_{\min} = 6,7 \pm 0,5$ Å were defined by applying luminescence kinetic technique to the (Sm $_x$ Y $_{1-x}$) $_2$ O $_3$ –Al $_2$ O $_3$ –B $_2$ O $_3$ glass system [5]. Record for oxide materials R_{\min} value, having composition close to huntite stoichiometry, gave us the possibility to call these glasses huntite-like. It was established that ultimate luminescence quantum yield of Sm $^{3+}$ ions in such glass is about 15% higher than in huntite polycrystals (fig. 1). This fact can be explained by the weakening of intra-center luminescence quenching due to transformation of the part of BO $_3$ -groups into BO $_4$ -groups, which part significantly rises at reduction of synthesis temperature (fig. 2). At pumping of these glasses by light-emitting diode with $\lambda \approx 402$ nm and power about 200 mW, a heightened luminescence was obtained [6].

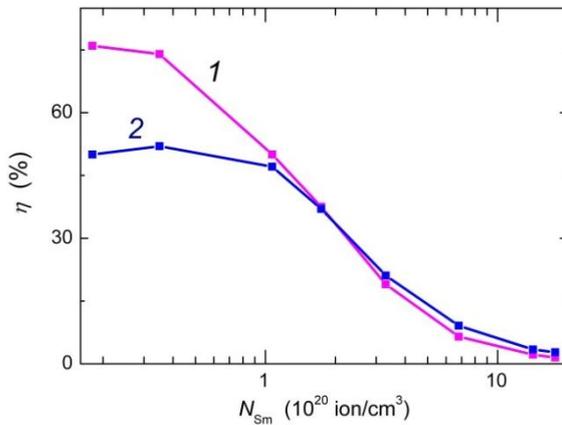


Fig. 1. Concentrational dependence of quantum yield of Sm $^{3+}$ ions luminescence in huntite-like glasses (1) and polycrystals (2)

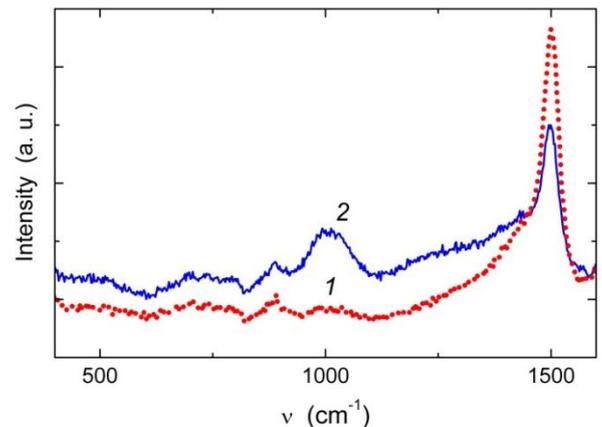


Fig. 2. Raman spectra of La $_2$ O $_3$ –Y $_2$ O $_3$ –Al $_2$ O $_3$ –B $_2$ O $_3$ glasses obtained at 1450°C (1) and 1250°C (2)

Indirectly high R_{\min} value in huntite-like glass is also proved by the absence of concentration quenching of Tb $^{3+}$ ions luminescence [7], which in majority matrixes is realized by the Tb $^{3+}$ ($^5D_4 \rightarrow ^7F_{0-2}$) : 3Tb $^{3+}$ ($^7F_6 \rightarrow ^7F_{0-2}$) pattern. This fact promises definite prospects for the use of such glasses as UV image visualizers. However due to relatively high-frequency position of the intensive inter-configurational absorption bands of Tb $^{3+}$ ions, only radiation with $\lambda \leq 250$ nm can be absorbed in thin layer, and more long-wave UV-radiation cannot create a sharp image in glass. That is why Ce $^{3+}$ ions were used as Tb $^{3+}$ -ions luminescence sensi-

tizer. It was found out that cerium in contrast to terbium in huntite-like glasses is realized in two charge states: +3 and +4. To prevent the appearance of the latter, Sb_2O_3 oxide was used, which partially changes to Sb_2O_5 in the melt, reducing Ce^{4+} to Ce^{3+} . As a result, glasses characterized by absorption, luminescence and excitation spectra shown in fig. 3, were obtained. It can be seen that they provide almost complete absorption of UV radiation with $\lambda \leq 315$ nm in ≈ 100 μm thickness, the absence of considerable gaps in UV luminescence excitation spectrum of Tb^{3+} , expressed by Sb^{3+} ($\lambda \approx 270$ nm), Ce^{3+} ($\lambda \approx 310$ nm) and Tb^{3+} ($\lambda \approx 220$ nm) absorption bands, overwhelming share of the quanta emitted by Tb^{3+} ions ($\lambda \approx 490, 545, 587$ and 620 nm) and minor share of quanta emitted by Ce^{3+} -ions ($\lambda \approx 350$ nm).

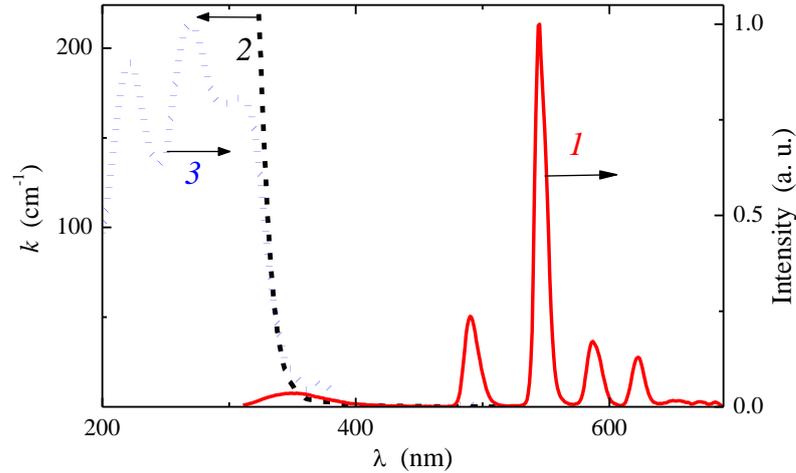


Fig. 3. Luminescence (*I*), absorption (2) and luminescence excitation (3) spectra
 $\lambda_{\text{exc}} = (1) 300$ nm, $\lambda_{\text{rec}} = (3) 545$ nm

Quantum yield of sensitized luminescence of Tb^{3+} ions in such glasses η at variation of co-activators concentrations is changed according to fig. 4. It can be seen that maximum value of this parameter (≈ 80 %) is realized at Ce_2O_3 concentration ≤ 1 mol. % and Tb_2O_3 concentration ≥ 5 mol. %. Lower η values at Ce_2O_3 concentration equal to 2 and 5 mol. % and negligibly low Ce(IV) part can be explained by the quenching of Ce^{3+} luminescence by Sb^{5+} ions and shielding of luminescence excitation band of the former by the absorption band of the latter. This explanation is supported by much greater weakening of Ce^{3+} luminescence intensity in comparison with the reduction in its mean duration with the increase in the concentration of antimony. Quenching of luminescence by $\text{Tb}^{3+}({}^5D_4 \rightarrow {}^7F_1) : 6\text{Ce}^{3+}({}^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2})$ scheme can give contribution to η reduction at high concentrations of coactivators. As concerns Sb^{3+} ions luminescence, it turns out completely quenched by the transfer of excitations on Ce^{3+} and Tb^{3+} ions.

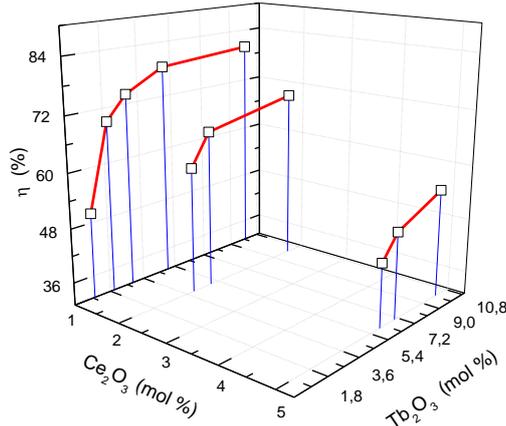


Fig. 4. The dependence of quantum yield of sensitized luminescence of Tb^{3+} ions on Ce_2O_3 and Tb_2O_3 concentrations. Sb_2O_3 concentration, mol. %: (1) 1.0; (2) 2.0; (3) 5.0. $\lambda_{\text{exc}} = 320 \text{ nm}$

It seems that the large value of R_{min} can play the positive role in realization of maximum efficiency of lasers on glasses activated by Yb^{3+} ions, because such an implementation is hampered by photoshading and cooperative luminescence. The first effect is due to photoreduction of Yb^{3+} to Yb^{2+} in Yb – Yb cluster [8], and the second is due to superexchange interaction among Yb^{3+} ions, which takes place at their clustering. Extra incentive for investigation of such glasses is the absence of data about effectivity of intracenter quenching of Yb^{3+} luminescence.

Luminescence and absorption spectra of glasses of (mol. %) $1,5\text{Yb}_2\text{O}_3$ – $8,5\text{Y}_2\text{O}_3$ – $30\text{Al}_2\text{O}_3$ – $60\text{B}_2\text{O}_3$ composition are shown in fig. 5. Determining the value of the radiative decay duration of the metastable state Yb^{3+} for this glass in terms of the Kravets integral [5] we obtain $\tau_{\text{rad}} = 890 \pm 40 \mu\text{s}$. This value in the range of experimental mistake stays constant at Yb_2O_3 concentration variation in the limits of 0,5–10 mol. %. The kinetics of Yb^{3+} ions decay retains almost exponential independently on activator concentration and impurity OH^- -groups. Approximation of probability of Yb^{3+} luminescence quenching by OH^- -groups for low-doped glass (0,5 mol. % Yb_2O_3), being defined as $W = 1/\tau_{\text{exp}} - 1/\tau_{\text{rad}}$, to the region of zero index of peak absorption of these groups at $\lambda \approx 2820 \text{ nm}$ shows in correspondence with Fig. 6, that intracenter quenching of luminescence can be neglected.

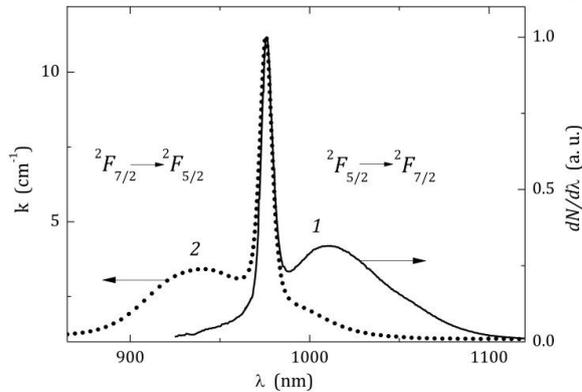


Fig. 5. Luminescence (1) and light attenuation (2) spectra of $1,5\text{Yb}_2\text{O}_3$ – $8,5\text{Y}_2\text{O}_3$ – $30\text{Al}_2\text{O}_3$ – $60\text{B}_2\text{O}_3$ glass. $\lambda_{\text{exc}} = 910 \text{ nm}$. $\Delta\lambda_{\text{exc}} = 2 \text{ nm}$, $\Delta\lambda_{\text{rec}} = 1 \text{ nm}$

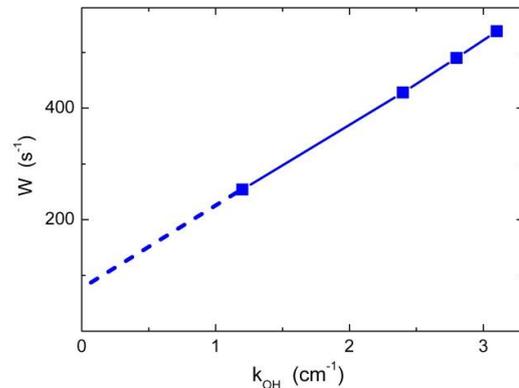


Fig. 6. The dependence of quenching probability of Yb^{3+} luminescence in $0,5\text{Yb}_2\text{O}_3$ – $9,5\text{Y}_2\text{O}_3$ – $30\text{Al}_2\text{O}_3$ – $60\text{B}_2\text{O}_3$ glass on OH^- -groups concentration

Here it should be noted that the intensity of Yb–Yb-centers luminescence in huntite-like glass is approximately two orders lower than in silicon gel-glass at identical excitation conditions and twice-lower ytterbium concentration. In addition, photoreduced Yb²⁺ ions luminescence, which indirectly testifies to the absence of considerable shading, is absent in large range of pumpings. These facts, taking into account negligibly low intracenter quenching of Yb³⁺ luminescence and relatively high effective values of the band ${}^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2}$ half-width (≈ 33 nm) and induced radiation cross-section ($0,5 \cdot 10^{-20}$ cm² at 1040 nm), allow to consider glasses of the Yb₂O₃–Y₂O₃–Al₂O₃–B₂O₃ system as promising laser materials. The additional advantage of such glasses is their relatively high thermoconductivity ($\approx 3,25 \cdot 10^{-3}$ cm²/s [9]).

To obtain laser action, we used a longitudinal pump model with a laser light emitting diode with $\lambda \approx 965$ nm. Active element was designed as 2 mm glass plate. Its glass spectra are given in fig. 5. A dichroic mirror with losses at a pump wavelength and in the region of amplification of 3% and 0,3%, respectively, and a spherical mirror with transmission of 0,3% formed the resonator. Pumping radiation was transmitted from the end of the fiber to the center of the active element without the loss of power density by means of a lens telescope with matching of waists of pump and of resonator. The average pump power incident on the sample was formed by a chopper with a 12-fold decrease in the power of the pump laser (the duration of the chopper window was $\approx 1,5$ ms).

As a result of the carried out experiment, laser action of optical radiation at $\lambda \approx 1062$ nm (fig. 7) with threshold for specific absorbed power 130 W/mm² was obtained. Low-intensity signal in this fig. at $\lambda \approx 965$ nm is the radiation of pumping.

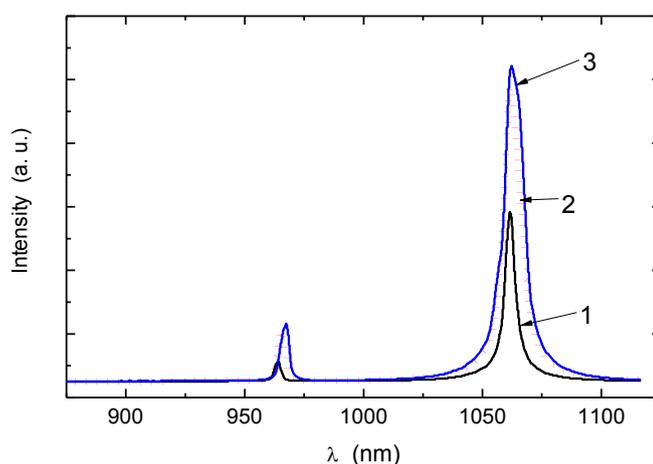


Fig. 7. Laser action spectra of laser with 1,5Yb₂O₃–8,5Y₂O₃–30Al₂O₃–60B₂O₃ glass active element at pumping power (W/mm²) 300 (1), 850 (2) and 1000 (3)

Thus yttrium-alumoborate glasses with composition close to huntite stoichiometry synthesized by melting technique are characterized by (1) record for oxide materials value of minimal Ln–Ln distance, (2) higher in comparison with huntite-like crystals luminescence quantum yield of activators with energy gap ≤ 10000 cm⁻¹ between metastable and the nearest underlying levels, (3) at coacti-

vation by Ce^{3+} , Tb^{3+} and Sb^{3+} ions, they can be used for UV-images visualization and (4) at activation by Yb^{3+} ions, they are promising as active materials of femto-second microchip lasers.

This work was partly supported by BR FBR (grant no. F15SB-028) and RF FBR (grants no. 16-03-00541 and no. 16-53-00157).

1. N.E. Alekseev, V.P. Gapontsev, M.E. Zhabotinskii et al., *Lazernye fosfatnye stekla*, M.: Nauka, 1980.
2. H.Y.-P. Hong, K. Dwight, Mater. Res. Bull. **9**, 1661 (1974).
3. A.G. Avanesov, T.T. Basiev, Yu.K. Voron'ko, et. al., ZhETPh **77**, 1771 (1979).
4. R.K. Brow, D.R. Tallant, J. Am. Ceram. Soc. **80**, 1239 (1997).
5. G.E. Malashkevich, V.N. Sigaev, N.V. Golubev et al., Mater. Chem. Phys. **137**, 48 (2012).
6. G.E. Malashkevich, V.N. Sigaev, E.Kh. Mamadzhanova, et al., Proc. IX Int. Sci. Conf. "Laser physics and optical technologies" **1**, 168 (2012).
7. G.E. Malashkevich, N.V. Golubev, E.Kh. Mamadzhanova et al., Steklo i keramika **4**, 33 (2013).
8. A.D. Guzman Chavez, A.V. Kir'yanov, Yu.O. Barmenkov et al., Laser Phys. Lett. **4**, 734 (2007).
9. G. Malashkevich, V. Kouhar, E. Ivakin, et al., Abstracts, 1st Int. Sympos. on Advanced Photonic Materials, St.-Petersburg, Russia, 16 (2016).

ANTI-STOKES LUMINESCENCE OF FLUORIDE MATERIALS
WITH FLUORITE-TYPE STRUCTURE DOPED Er^{3+} AND Ho^{3+} IONS

A.A. Lyapin¹, P. A. Ryabochkina¹, M.V. Chernov¹, S.V. Kuznetsov,
P.P. Fedorov

¹*National Research Mordovia State University, Saransk*

²*Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow*

E-mail: andrei_lyapin@mail.ru

An analysis of the articles included in the Web of Science and Scopus databases shows that the number of publications devoted to studying of the upconversion materials is increasing every year. Interest in these materials is due to their wide application in various fields of science and technology [1, 2].

In this paper we present a review of a number of applications of upconversion materials in solar batteries, visible lasers, visualizers of laser radiation.

Also, the results of an investigation of the upconversion luminescence in fluoride crystals, ceramics and powders with the fluorite structure doped Ho^{3+} and Er^{3+} ions under excitation by various infrared laser are presented [3, 4].

This work is supported by the Russian Science Foundation under grant 17-72-10163.

1. J.C. Goldschmidt, S. Fischer, *Advanced Optical Materials* **3**, 11 (2015).
2. R. Scheps, *Progress in Quantum Electronics* **20** (4), 271 (1996).
3. A.A. Lyapin, P.A. Ryabochkina, A.N. Chabushkin et al., *Journal of Luminescence* **167**, 120 (2015).
4. A.A. Lyapin, S.V. Kuznetsov, P.A. Ryabochkina et al., *Laser Physics Letters* **14**, 7 (2017).

FEATURES DIMENSIONAL MATERIAL PROCESSING WITH A LASER BEAM MODULATED

S.V. Usov¹, A. V. Zhdanov²

¹ *LLC Technological system of protective coatings, Shcherbinka*

² *Vladimir State University named after A. G. and N. G. Stoletovs, Vladimir*
E-mail: zhdanov@vlsu.ru

The most critical technical challenges in the development of the dimensional processing technologies include: (1) development of scientific basis for creation and implementation of competitive, powerful lasers, technology and equipment for the manufacture of products for civilian use; (3) creating a laser processing method for high quality manufacturing parts from difficult to machine materials complex parts; development of laser methods for the dynamic exploration of different sheet profiles complex products. The disadvantage of lasers is the low reliability in terms of production facilities for the operation cutting, welding and strengthening, because when the laser material particles, falling into the powerful area of the luminous flux absorb the energy of the beam and burned, produce heat. The laser consists of a sealed transmitter optical design, tubular filter, the compressor, the optical system of the information beam, the cooling unit of the power system management and control. The laser works in the following way. Before the burning of the pump lamps is included in the optical circuit, at the time of switching of the cooling unit and the supply voltage system power management and control switches on the compressor, which begins to pump atmospheric air into the sealed housing of the emitter. The air passing through silicagel located in a tubular filter through its walls enters the body of the radiator elements of the optical scheme. To ensure reliable laser operation, you must determine the amount of the internal volume of the housing of the emitter is selected based on the optimal pressure values, which are created with purified air in the internal volume of the radiator under the action of the compressor during operation of the laser in the mode of generation of energy. At pressures above 106,3 kPa was observed the following phenomena: cracks in the tubes, misalignment of the optical scheme, the depressurization of the rubber seals optical elements; when the pressure is below 101,3 kPa - podgey on the mirrors and the end faces of the optical elements, the drop in laser power.

The proposed device of the laser due to the constant diffusion of purified air eliminates stagnant areas and creates a slow process of destruction of elements of the optical system. In addition, selected values of pressure does not create stresses in the structural members.

LASER CRYSTALS WITH MICROTTEXTURED ANTIREFLECTIVE COATING FOR MID-IR

A. A. Bushunov M. K. Tarabrin, S. M. Tomilov
Bauman Moscow State Technical University, Moscow
E-mail: zendel@yandex.ru

Mid-IR lasers are widely used in various fields of science and technology. Development of the coherent sources in range of 2-3 μm is important and actual task, because there are many absorption lines of molecules, which makes it possible to use such lasers in medical diagnostics and spectroscopy. Lasers for such applications must have high average output power and wide frequency tunability range. Lasers based on chalcogenide crystals doped with transition metal ions ($\text{Cr}^{2+}:\text{CdSe}$ and $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$) have shown promising performance. [1].

However, there are some issues with using of these materials as active media. One of the problems is the high reflection coefficient from a surface of the crystal, since the chalcogenides have a high refractive index of 2,4 at operating wavelength of 2 μm . That results in a 30 % of reflection losses, which could be minimized with traditional antireflection thin-film dielectric coatings. But these coatings have low optical damage threshold, which makes their application in high-power lasers impractical. An alternative to thin-film dielectric antireflection coatings are microtextured antireflection coatings which optical damage threshold is same as of active medium [2]. The aim of the work is to design of an effective microtextured antireflection coating for the mid-IR region and the method of its formation.

At Science and Education Center for Photonics and IR technology we developed the method for producing microtextured antireflection coatings with FemtoLab laser micromachining system. The efficiency of the method was estimated by measuring geometric and spectral characteristics of the crystals with microtextured faces. By using our method it's possible to reduce the reflection coefficient of ZnSe crystal from 16 % to 7 %. Thus, it is shown that it's possible to use such antireflection coatings instead of conventional dielectric thin-film antireflection coatings.

1. 1.S. Mirov et al., Journal of Luminescence **133**, 268–275 (2013).
2. 2.Sean McDaniel et al., Opt. Mater. Express **4**, 2225-2232 (2014).

INVESTIGATION OF THE SPECTRAL-KINETIC AND AMPLIFYING
CHARACTERISTICS OF THE PERSPECTIVE ACTIVE MEDIUM
OF THE UV RANGE $\text{LiSr}_{0,8}\text{Ca}_{0,2}\text{AlF}_6: \text{Ce}^{3+}$

A.A. Shavelev, A.S. Nizamutdinov, V.V. Semashko,
M.A. Marisov, A.A. Shakirov
Kazan Federal University, Kazan
E-mail: alexey.shavelev@gmail.com

Fluoride crystals are used as active media for obtaining laser radiation [1, 2]. In our case, this is a crystal with cloquiumite structure, activated by cerium ions. These compounds have a number of advantages with respect to oxide compounds: a low melting point and a wide band gap. A Significant inhomogeneous broadening of the vibrational laser transitions of these ions causes a broad amplification band which gives ability to wavelength tuning and ultrashort pulses generation [3, 4].

The aim of this work is investigation of the spectroscopic properties of LiCAF and $\text{LiSr}_{0,8}\text{Ca}_{0,2}\text{AlF}_6$ samples activated by trivalent cerium ions at various temperatures, namely, the room temperature, the temperature of liquid nitrogen and liquid helium, and the study of optical gain spectra in the samples under study by the interconfigurational 5d-4f ion transitions Ce^{3+} .

As a result of experiments, three types of impurity centers of Ce^{3+} ions were identified in the mixed $\text{LiSr}_{0,8}\text{Ca}_{0,2}\text{AlF}_6$ crystal. It was also found that in the mixed crystal $\text{LiSr}_{0,8}\text{Ca}_{0,2}\text{AlF}_6: \text{Ce}^{3+}$ (18 cm^{-1} in the region of 270 nm) the absorption coefficient of Ce^{3+} ions in the UV range of the spectrum is approximately 6 times greater than the absorption coefficient in an unmixed LiCAF: Ce^{3+} (3 cm^{-1} In the region of 270 nm), which once again proves the perspective of the selected material.

1. W.H. Lee et.al., Physical Review B **39** (13), 8907 (1989).
2. M.A. Dubinskii et.al., Journal of Modern Optics **40** (1), 1-5 (1993).
3. N. Sarukura, Z. Lie, H. Ohtake, Optics Letters **22** (13), 994-996 (1997).
4. M.H. Pham et.al., Japanese Journal of Applied Physics **53**, 062701 (2014).

STRUCTURAL FEATURES AND DISTRIBUTION COEFFICIENTS OF Pr³⁺, Y³⁺ AND Lu³⁺ IONS IN LiY_{1-x}Lu_xF₄ MIXTURE CRYSTALS

V.G. Gorieva¹, A.A. Lyapin^{1,2}, S.L. Korableva¹, B.N. Kazakov¹, V.V. Pavlov¹,
V. M. Kyashkin², V.P. Mishkin², P.A. Ryabochkina², V.V. Semashko¹

¹ Kazan Federal University, Kazan

² Ogarev Mordovia State University, Saransk,

E-mail: ekorre_v@mail.ru

The praseodymium doped wide-band gap dielectric crystals are well known UV and visible phosphors emitting from 220 nm to 730 nm. Widely used for visible lasing LiLuF₄ and LiYF₄ crystals are isostructural to each other and demonstrate similar optical and kinetic properties. At the same time LiLuF₄ exhibit better optical quality than LiYF₄ crystals due to its congruent melting behavior [1]. From the other hand LiLuF₄ crystals are used rarer for laser implementations due to high cost of the lutetium compounds and lower distribution coefficient of Pr³⁺ ions than LiYF₄ [2]. To reach balance between these two parameters the solid solutions of LiY_{1-x}Lu_xF₄ can be used.

The nine samples of LiY_{1-x}Lu_xF₄ (x=0; 0,3; 0,5; 0,6; 0,7; 0,8; 1) mixture crystals doped by 1 at% of Pr³⁺ ions in the melt and pure LiY_{0,3}Lu_{0,7}F₄ and LiYF₄ crystals were studied in the present search. Here we present the results of spectral-kinetic investigations, energy-dispersive x-ray spectroscopy (EDS) and x-ray diffraction (XRD) analysis of these crystals along their growth direction. The distribution coefficient of Pr³⁺, Y³⁺ and Lu³⁺ ions dependences along crystalline bulk are discussed. The crystal structure investigations of the doped and the undoped crystals are presented.

This work was funded by Russian Foundation for Basic Research [grant numbers 15-02-05309, 53/15-15] and the subsidy of the Russian Government [agreement number 02.A03.21.0002] to support the Program of Competitive Growth of Kazan Federal University among World's Leading Academic Centers and the subsidy allocated to Kazan Federal University for the state assignment in the sphere of scientific activities [number 3.1156.2017/4.6]. Modernization of the equipment for crystal growth and development of corresponding methods were performed under the framework and the financial support of Russian Scientific Foundation [grant number 15-12-10026].

1. F. Cornacchia, A. Richter, E. Heumann et al., Optic Express **15**, 992 (2007).
2. A. Richter, E. Heuman, G. Huber et al., Opt. Express **15**, 5172 (2007).

INFLUENCE OF EXTERNAL FACTORS ON PHOTODYNAMIC PROCESSES AND PARAMETERS OF LASER GENERATION IN ACTIVE MIDEIA



I.I. Farukhshin, A.S. Nizamutdinov, V.V. Semashko,
S.L. Korableva, M.A. Marisov
Kazan Federal University, Kazan
E-mail: burusha16@gmail.com

Today new technologies express demand on lasers oscillating in ultraviolet (UV) spectral range and having short pulse duration [1]. One of perspective methods of obtaining UV lasing is using of fluoride crystals doped by Ce^{3+} ions as active media. Fluoride crystals doped by ions Ce^{3+} allow us to obtain short pulses with duration from several to tens of nanoseconds and even in subnanosecond time domain.

There are photodynamic processes in UV active medium resulting in formation of color centers (CC). Level of losses due to CC depends on amount of laser radiation inside the cavity and doesn't remain constant during experiment [2]. This gives an opportunity to utilize the CC losses for arrangement the modulation of Q-factor of the cavity or even mode-locking.

Laser oscillation from $\text{LiLu}_{0,7}\text{Y}_{0,3}\text{F}_4:\text{Ce}^{3+}$ (Ce:LLYF) was obtained in pulse mode at the wavelength 311 nm and with pulse duration 400 ps. As it was investigated earlier [2] increase of laser radiation intensity inside the cavity leads to bleaching of CC. Level of losses due to CC depends on bleaching factors i.e. the external additional irradiation and temperature [3]. This opens the way to manage the amount of CC and saturable absorber contrast ratio.

We have developed the model of dynamic processes in Ce:LLYF which includes 5d-4f laser transitions of Ce^{3+} ion, excited-state absorption, photoionization processes and color centers formation. From work [3] it is known that lasing of Ce:LLYF active medium under additional irradiation by 532 nm light increases in intensity and slope efficiency which is apparently due to CC bleaching. Moreover, with temperature decreasing slope efficiency also increase and threshold is decrease. We have modelled the laser output of Ce:LLYF active medium. By varying the parameters of dynamic processes, we have achieved agreement of experimental results and calculation and we were able to calculate parameters.

We expect that shortening of the pulse duration was achieved by passive Q-switch, which is caused by bleaching of CC in the volume of the active medium absorbing the laser radiation.

1. A. Saliminia et al., Optics Communications **333**, 133-138 (2014).
2. V.V. Semashko et.al., Proceedings of SPIE **4766**, 119-126 (2002).
3. L.A. Nurtdinova et.al., Las. Phys. Lett. **11** (12), 12580 (2014).

CRYSTAL GROWTH OF $\text{CaF}_2\text{--SrF}_2\text{--YbF}_3$ SOLID SOLUTIONS AND THEIR SPECTROSCOPIC PROPERTIES

S.N. Ushakov^{1,2}, M.A. Uslamina¹, P.P. Fedorov^{1,2}, V.V. Osiko²,
K.N. Nishchev¹, S.V. Kuznetsov²

¹ National Research Mordovia State University, Saransk,

² Prokhorov General Physics Institute RAS, Moscow

E-mail: uslaminam@mail.ru

The prospects of using crystals of $\text{CaF}_2\text{--SrF}_2$ solid solutions doped by rare-earth ions as active elements of solid-state lasers with semiconductor pumping are due, among other things, to the technological advantages of growing crystals of high optical quality. Concentration series of Yb-activated crystals with different Ca/Sr ratios have been grown on the NIKA-3 induction heating set-up.

It is known that crystals of fluorides with a fluorite structure, activated by RE ions, have a large set of optical centers. They can be conditionally divided into isolated (cubic), tetragonal, trigonal, and clusters. The ratio of these optical centers and the structure of the clusters depends both on the type of the RE ion, its concentration, and on the composition of the matrix (CaF_2 , SrF_2 or BaF_2). For Yb^{3+} lasers with semiconductor pumping, concentrations of Yb are more than 1 at%. In this case, the dominant contribution to the spectroscopic properties is made by the optical centers of the clusters and, in part, by the tetragonal centers.

Studies of the absorption spectra of the concentration series made it possible to identify the absorption lines of these centers.

An estimate of the ratio of the spectral lines of clusters to the spectral lines of the tetragonal centers in the concentration series $(\text{Ca}_x\text{Sr}_{1-x})\text{F}_2$ with a change in x from 0 to 1 revealed a nonlinear dependence. To a certain extent, the ratio of the spectral lines correlates with the crystallization temperature and the stability of the crystallization front.

The study of the absorption line contour of the optical centers of Yb^{3+} -clusters in crystals of $\text{Ca}_x\text{Sr}_{1-x}\text{F}_2$ solid solutions showed the same line shape take place from $\text{Sr}_{0,96}\text{Yb}_{0,04}\text{F}_{2,04}$ up to $\text{Ca}_{0,7}\text{Sr}_{0,26}\text{Yb}_{0,04}\text{F}_{2,04}$. The minimum width at half-height (6,7 nm) of the absorption line with a maximum at 975 nm is observed for the composition of $\text{Ca}_{0,56}\text{Sr}_{0,4}\text{Yb}_{0,04}\text{F}_{2,04}$ (near the point of congruent melting of solid solution).

The conducted research allows us to conclude that in crystals of solid solutions $(\text{Ca}_x\text{Sr}_{1-x})\text{Yb}_{0,04}\text{F}_{2,04}$ disturbed not only simple equiprobable distribution statistics of the ions Yb^{3+} in the crystal volume, but also the distribution statistics of Ca^{2+} and Sr^{2+} in the immediate vicinity of Yb clusters.

TUNABLE 2 μm YSZ:Ho SOLID-STATE LASER

N.G. Zakharov¹, K. V. Vorontsov¹, E.E. Lomonova², A. A. Lyapin³,
P.A Ryabochkina³, A.N. Chabushkin³

¹ *Russian Federal Nuclear Center All Russian Research
Institute of Experimental Physics, Sarov*

² *A.M. Prokhorov General Physics Institute, Moscow*

³ *National Research Mordovia State University, Saransk
E-mail: chabushkin@mail.ru*

Solid-state lasers, which operate at the $\lambda > 2 \mu\text{m}$ spectral range are of great interest for a variety of practical applications in medicine, lidar systems, the pumping sources of mid-infrared lasers.

In the present paper YSZ:Ho continuous wave laser at 2130 nm was developed. The maximum output power of 5 W with a slope efficiency of 37 % for continuous-wave operation was achieved. A tunable laser operating in the spectral range 2056–2168 nm on the YSZ:Ho crystals was demonstrated.

The maximum power of pumping laser based on YLF:Tm crystal was 16,5 W at the wavelength 2130 nm.

The pump light was focused on the YSZ:Ho in spot diameter $d=300 \text{ mkm}$. The active element of the YSZ:Ho crystal has the size $3 \times 3 \times 20 \text{ mm}$. The laser cavity was formed by the flat input mirror with 90 % transmission at the pump wavelength 1910 nm and a spherical output mirror with radius of curvature 150 mm with 6 % transmission at the lasing wavelength 2130 nm. Pump threshold of 1 W was achieved.

Figure 1 shows the output power of YSZ:Ho laser as a function of incident pump laser power.

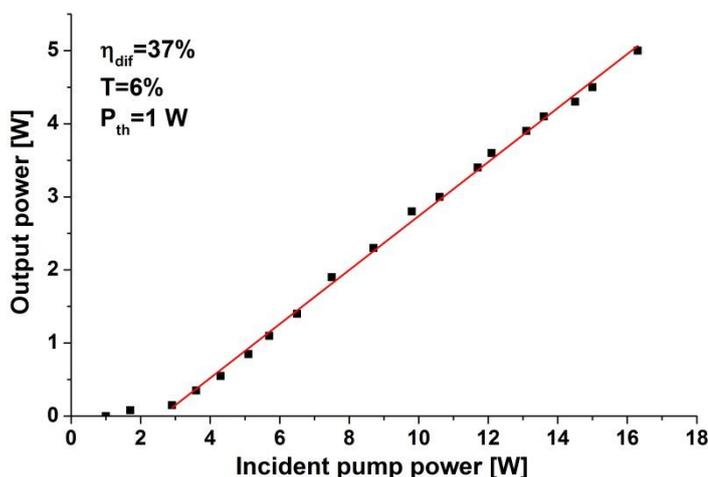


Fig. 1. Output power of YSZ:Ho laser

USE OF TWO-MICROWAVE LASER RADIATION FOR THE PROCESS OF ENDOVASAL LASER COAGULATION OF VARICOSE VEINS

A.N. Belyaev, O.A. Kuznetsova, A.A. Lyapin, S.A. Artemov, P.A. Ryabochkina,
A.N. Chabushkin, S.A. Khrushalina

National Research Mordovian State University. N.P. Ogaryova, Saransk

E-mail: sergey560113@gmail.com

In present time, laser coagulation of varicose veins uses lasers that generate radiation at wavelengths of 0,81 mkm, 0,97 mkm with a radiation power of 15-20 W and at wavelengths of 1,47 mkm and 1,56 mkm. Radiation of the latest is falling into the absorption band of water, whereby the process of coagulation of varicose veins occurs during their use is carried out at lower laser radiation power values of 10-12 W.

It should be noted that the solution of problems to achieve the effect of coagulation of varicose veins at lower values of power are topical, as this will lead to less damage to the adjoined tissues and nerves and will speed up the process of recovery.

In this paper, the results of in vitro and in vivo experiments on the use of laser radiation with a wavelength of 1,885 mkm for endovasal laser coagulation of varicose veins are presented.

In-vitro experiments were performed on human vein segments extracted interoperatively. In-vivo experiments were fulfilled on the dog's veins.

As a result of the conducted experiments it was shown that the effect of coagulation of varicose veins with the use of radiation with a wavelength of 1,885 mkm is provided at a radiation power value of 4-5 W.

LARGE-APERTURE OPTICAL ELEMENTS FOR HIGH-POWER LASER SYSTEMS

A.P. Prokhorov, M.A Novikov, A.N. Sevryukova, V.V. Gribko, Al.P. Prokhorov
Institute of Applied Physics of the RAS, Nizhny Novgorod
E-mail: prokhorov.artem@appl.sci-nnov.ru

The results of growing large-sized profiled single crystals of KDP [1] and DKDP [2] (the deuterium percentage was not less than 97,6 %) by the method of rapid growing of monosectorial profiled crystals [3] are presented in this work. The test samples were grown in the form of $320 \times 320 \times 70 \text{ mm}^3$ in a 150 l. crystallizer. The growth was carried out in thermostated conditions with absolute supersaturations not exceeding 3°C and a pH level of the solution equal to $\sim 2,7$. The crystals grew on the side of the bipyramid (101). For the preparation of the solution, KDP Prochem inc. salt was used. With an impurity content of Fe 50 ppb, Mg 50 ppb, Si 100 ppb, Al 50 ppb, Cr 89 ppb. The growth rate of single crystals was $\sim 15 \text{ mm / day}$. Crystalline boules with dimensions of $307 \times 320 \times 70 \text{ mm}^3$ (KDP), $303 \times 320 \times 70 \text{ mm}^3$ (DKDP) were obtained.

Using a Metrel TeraOhmXA tera-meter 10 kV MI 3210 (the error of the device does not exceed 5 %), the resistance of the samples was measured. Resistance measurements were carried out on three electrode scheme (primary, measuring and guard electrodes) with a voltage up to 10 kV. In the course of work we obtained maps of resistivity distribution in the studied samples. According to the results of the measurements current-voltage characteristics of the samples close to linear were obtained, which corresponds to the high quality of the grown samples. Also we measured the distribution maps of the magnitude of the resistivity for sample $325 \times 330 \times 13 \text{ mm}^3$. Heterogeneity on the resistivity distribution maps were caused by the presence of growth defects which in turn are the consequence of high growth rates and morphological instability of the growing face of the crystal.

1. V.M. Puzikov, V.I. Salo, M.I. Kolybaeva, ed. STC «Institute of Single Crystals», Kharkov, (2004)
2. D.M. Pennington, D.E. Milam, I.D. Eimer, Report at the II Annual Int. Conf. «Solid-State Lasers for Application to Inertial Confinement Fusion (ICF)», 17 (1996)
3. V.P. Ershov, Candidate's Dissertation in Physics and Mathematics (Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod), (2007)

GROWTH KINETICS OF PULSE-INDUCED UP-CONVERSION LUMINESCENCE

A.V. Mikheev^{1,2}, B.N. Kazakov²

¹ *Kazan National Research Technological University, Kazan*

² *Kazan Federal University, Kazan*

E-mail: veehima@gmail.com

A probabilistic model of growth kinetics of the up-conversion luminescence in the systems consisting of two types particles is proposed: donors that interact directly with pump radiation and acceptors that receive excitation energy from the donors. It is shown that with rectangular modulation of the pump radiation and $t \rightarrow +0$ the time dependence of the luminescence intensity at the frequency ν has the form:

$$J(\nu, t) = k\nu \varphi(\nu) \cdot t^{n+1} \quad (1)$$

Here k is a scale factor; $\varphi(\nu)$ is a probability density function of the photons frequencies; n is the number of successive energy transfer processes preceding the transition of the emitting particles to the excited state. It is established that for the donor radiation, in the absence of the energy migration: $n = 0$. In the case of the acceptor radiation, the value of $n \geq 1$ and depends on the energy transfer mechanism from the donors subsystem. In particular, $n = 1$ means a single-quantum energy transfer as a result of the interaction of the excited donor with the unexcited acceptor. If $n = 2$, then one process of two-quantum up-conversion energy transfer by stimulated emission occurs [1].

By dint of equation (1), a regression analysis of growth kinetics of the up-conversion luminescence of $Y_{0.8}Yb_{0.2}F_3:Tm^{3+}$ (1 at.%) crystal was carried out. The luminescence was excited by the near-infrared radiation of the laser diode at the wavelength of 933 nm (1,5 W). A rectangular modulation of the pump radiation with a pulse duration of 0,2–25 ms and a modulation period of 15-50 ms was used. As a result, the following values of the parameter n were obtained for the main spectral emission lines of this crystal.

| | | | | | | |
|----------------------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|
| $\lambda_{em}, \text{ nm}$ | 1700 | 1030 | 824 | 479 | 363 | 290 |
| n | ≈ 2 | ≈ 0 | ≈ 1 | ≈ 2 | ≈ 3 | ≈ 4 |

The existence of two parallel processes of the energy transfer from Yb^{3+} ions (donors) to Tm^{3+} ions (acceptors) has been discovered: 1) a single-quantum energy transfer, leading to transition of the unexcited Tm^{3+} ion to the 3H_4 ($\lambda_{em} = 824$ nm) state; 2) a two-quantum up-conversion energy transfer by stimulated emission, causing the transition of the unexcited Tm^{3+} ion to the 1G_4 ($\lambda_{em} = 479$ nm) state.

1. A.V. Mikheev, B.N. Kazakov, JETP Lett. **102**, 279 (2015).

INVESTIGATION OF KINETICS AND MORPHOLOGY OF GROWTH OF WATER-SOLUBLE CRYSTAL

A.N. Sevryukova, V.I. Rubakha, A.P. Prokhorov
Institute of Applied Physics of the RAS, Nizhny Novgorod, Russia
E-mail: anna_13.08@mail.ru

Water-soluble crystals such as KDP, α -LiIO₃, Ba(NO₃)₂, etc. Have been used in optics and laser physics for many years. These crystals are the most suitable nonlinear optical materials used to effectively convert laser radiation in the visible and near IR ranges.

The growth technology and structural quality of crystals depend on the quality of raw material. The reason is that the presence of trace amounts of certain impurities in the raw material and, correspondingly, in the solution affects the growth kinetics of the (100) and (101) faces [1]. In particular, some impurities significantly slow down the growth rate of prism faces and cause intersectorial stress, which is unacceptable for the production of large crystals using high-rate growth techniques. The ΔT_{dz} value («dead zone»), which determines the validity of solutions for growing single crystals, is an integral parameter of solution, characterizing the content of impurities distorting the (100) prism face. This problem has become especially urgent in view of the studies on rapid growth of α -LiIO₃, KDP crystals and their deuterated analogs (which are under way at the Institute of Applied Physics (Nizhny Novgorod) [2]). So, by analogy with the rapid growth of KDP crystal [2], the ratio of the growth rates of (100) and (101) faces determines to a great extent the rapid growth of α -LiIO₃ crystals [3].

Thus, the study presents data on the effect of Fe(IO₃)₂, AgIO₃, CsOH, H₃PO₄, methyl methacrylate on the growth of the (100) face of α -LiIO₃ crystals, a method for measuring the «dead zone» of α -LiIO₃ solutions was developed, and the step motion for KDP and α -LiIO₃.

1. D.A. Vorontsov, V.P. Ershov, Vestn. Nizhegorod. Univ. **1**(9), 132 (2006).
2. V.P. Ershov, Candidate's Dissertation in Physics and Mathematics (Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod), (2007).
3. V.I. Rubakha, A.A. Babin, M.A. Kotova, Proc. 11th Int. Conf. on Crystal Growth NKRK-XI, Moscow, (2004).

TWO MICRON INFRA-RED TO VISIBLE CONVERSION IN HOLMIUM-DOPED PbF₂ CERAMIC

A.P. Savikin, A.S. Egorov, A.V. Budruev, I.Y. Perunin, I.A. Grishin
Lobachevsky State University, Nizhni Novgorod
E-mail: iperunin@mail.ru

The phenomenon of anti-Stokes luminescence (ASL) is used for conversion infra-red to visible range. The Ho³⁺ ion (absorption band at the ground state transition 1870-2150 nm) has a great potential for 2-um IR to visible conversion. The intensity of ASL largely depends from the Ho³⁺ ion matrix. A small value of high-frequency PbF₂ phonons energy, equal 257 cm⁻¹, makes this material a promising matrix for the efficient 2 um IR to visible conversion.

The goal of the experiment is to research the IR to visible conversion mechanics in PbF₂:Ho³⁺ ceramics and the quantitative assessments of the multiphonon excitation and interionic energy transfer probabilities.

Samples of PbF₂:1%Ho³⁺ ceramic were prepared for the experiment. The transmission spectra of 60TeO₂-40PbF₂:1% Ho³⁺ glass samples were used to construct the diagram of Ho³⁺ energy levels in PbF₂. The spectrums were obtained in the visible and near-IR ranges in spectrophotometer SF-56 and the Fourier-spectrometer Varian 660-IR.

ASL of the samples was excited by Tm:YLF laser radiation at the 1908 nm wavelength in pulsed and free running modes with intensity level $I \approx 15 \text{ W/cm}^2$. In the experiment was obtained the ASL at 650 nm wavelength. The threshold power intensity of Tm:YLF laser required for visual observation of luminescence was measured. The graph of ASL decay was obtained and the radiative lifetime of the Ho³⁺ ions on ⁵I₇ level were measured. The probability of resonance absorption and probability of cooperation was estimated.

An idealized system of balanced equations was formulated and solved for stationary ASL condition. The estimations of populations at ⁵I₈, ⁵I₇, ⁵I₅, ⁵F₅ Ho³⁺ levels were obtained and the emission power was roughly calculated based on the results from equation systems solution.

According to the measurements and assessments performed the ASL is observed even at low intensities of laser radiation, ⁵F₅ level is populated mainly by ion-ion energy transfer.

THE GROWTH AND PROPERTIES OF $\text{Ca}_{2-x}\text{Li}_{2x}\text{GeO}_4$ SINGLE CRYSTALS

D.V.Simanovsky, V.A. Ivanov, M.O. Marychev, V.S. Nikolov
Lobachevsky State University of Nizhni Novgorod, Nizhni Novgorod
E-mail: egick1993@mail.ru

It is known that $\text{Li}_2\text{CaGeO}_4$ is among of the most perspective phosphors for LED (light emitting diode) applications. It is shown that $\text{Li}_2\text{CaGeO}_4$ doped with different rare earth element emits intensely at 473 nm, at 485 nm and at 575 nm [1, 2, 3]. The main aim of this work is the growth of $\text{Ca}_{2-x}\text{Li}_{2x}\text{GeO}_4$ monocrystals suitable for studying of their optical properties.

High temperature solutions (flux-method) were used for $\text{Ca}_{2-x}\text{Li}_{2x}\text{GeO}_4$ crystal growth by spontaneous crystallization on a narrow platinum stick in a cylindrical crucible with a diameter of 5 cm and a height of 5 cm. During the whole time of growth (6 days) there was a uniform rotation of a platinum stick. Temperature was changing from 952 °C to 932 °C. After the expiration of the specified time it was formed the druse on a stick, that consist of a several crystals with sizes about 1 cm (see fig. 1). These crystals were used as seed crystals in other growths. The measured spectrum of photoluminescence has maximum at wavelength 1222 nm. It's mean that crystals are doped with ions Cr^{4+} . So crystals $\text{Ca}_{2-x}\text{Li}_{2x}\text{GeO}_4$ are perspective for using them in solid-state lasers in spectral region 1,1-1,6 mkm.

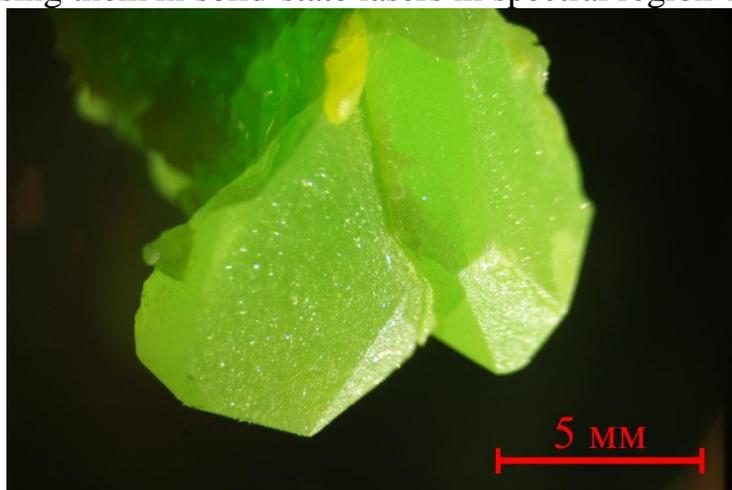


Fig. 1. Photo of grown crystals of $\text{Ca}_{2-x}\text{Li}_{2-x}\text{GeO}_4$

1. Meng Jian-Xin, Yang Chuang-Tao, Chen Qing-Qing, *J. Lumin.* **130** (7), 1320-1323 (2010).
2. I.V. Berezovskaya et al., *Ceram. Int.* **39** (6), 6835-6840 (2013).
3. V.A. Ivanov, D.V. Simanovskiy, M.O. Marychev et al., *J. Non-Cryst. Solids* **456**, 76–82(2017).

STUDY OF THE TERNARY DIAGRAM ZN-SE-FE

M.P. Zykova¹, V.U. Kroveletskaya¹, E.N. Mozhevitina^{1,2}, I.Ch. Avetissov¹

¹ D. Mendeleev University of Chemical Technology of Russia, Moscow

² G.G. Devyatykh Institute of Chemistry of High-Purity Substances,
RAS, Nizhny Novgorod

E-mail: zykova_mp@inbox.ru

The problem of doping of crystals ZnSe with d-elements for obtaining laser materials of a wide IR range is not possible to successfully solve without reliable data on phase equilibrium and solubility of d-elements in ternary system. To obtain new fundamental information on phase equilibria in the system by using X-ray methods and a detailed analysis of the ternary system Zn – Se - Fe was carried out in the paper.

Based on the literature data on the T-x diagram of the Zn - Se [1], Fe - Se [2], and Zn - Fe [3] binary systems, we simulated T-x-y diagram of Zn – Se - Fe ternary system as a consequence of isothermal sections in the 450-1850 K temperature range. The result was the construction of 42 isothermal cross-sections. Phase studies by annealed samples under isothermal conditions at temperatures of 730 K (I, II) and 814 K (III, IV) have shown the existence of phases: Fe₃Zn₁₀-Fe₁₁Zn₄₀-Zn-ZnSe (I), ZnSe-FeSe₂-Fe₇Se₈ (II), ZnSe-Fe₃Zn₁₀-Fe (III) and FeSe₂-Fe₇Se₈-Se.

The results were confirmed by theoretical isothermal cross-sections.

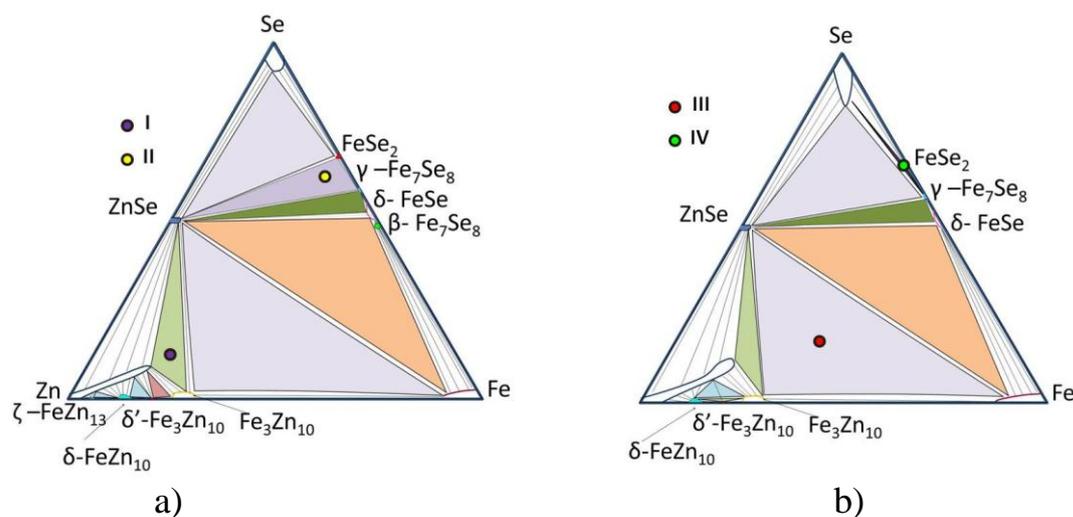


Fig. 1. T-x-y isothermal cross-section of ternary Zn-Fe-Se system
at a) T=730 K; b) T=814 K

The research was financially supported by Russian Science Foundation (grant N 15-13-100028)

1. L.A. Sysoev, V. M. Andreev, E.K. Rayskin et al., *Monocrystals, scintillators and organic phosphors* **3**, 135-136 (1968).
2. H. Okamoto, *Phase Diagrams of Binary Iron Alloys*, Materials Park, 1993.
3. O. Kubashevski, *Diagrams of the state of binary systems based on iron*, M.Metallurgy, 1985.

THE SPECTROSCOPIC CHARACTERISTICS
OF LiYF₄ AND KY₃F₁₀ CRYSTALS DOPED BY Gd³⁺ IONS

A.S. Nizamutdinov¹, V.V. Semashko¹, S.L. Korableva¹, E.I. Madirov¹

¹ *Kazan Federal University, Kazan*

E-mail: ed.madirov@gmail.com

The development of modern technologies is inextricably linked with the ability to obtain and work with short wavelength radiation.

However, to date, the number of media suitable for use in the ultraviolet spectral range is quite small. The main goal, which is pursued during the development of new media, is the possibility of working on new, previously inaccessible wavelengths.

Wide-zone dielectrics doped with Gd³⁺ ions seem to be perspective. Such materials are widely studied as effective luminophores, because of the rich energy level diagram of these ions, which determines radiative transitions in the visible and UV regions of the spectrum. Today, there is some information concerning optical properties in the UV range of the gadolinium ions in the fluoride matrix. It was determined that in the excitation spectrum there are lines around 240 nm (S_{7/2} - ⁶D transition), 275 nm (⁸S_{7/2} - ⁶I transition). The luminescence was observed at 275 nm, 311 nm [1, 2, 3]. It seems promising to use these transitions to observe optical amplification and laser generation in the UV region. The long excited state lifetime gives the prospects of low laser generation thresholds in a continuous mode, and the effect of self-limiting transitions allows us to propose effective schemes for short pulse generation using pulse pumping.

We investigated the absorption spectra of these intraconfigurational 4f-4f transitions, as well as the spectral-kinetic characteristics of luminescence upon 6I-⁸S_{7/2} transition excitation (around 275 nm) in LiYF₄ and KY₃F₁₀ crystals. We also discuss optical amplification experiments in these crystals using pumping at 275 nm.

1. Guoxian Zhua, Mubiao Xiea, Rongkai Pana et al., *Journal of Fluorine Chemistry* **188**, 28–32 (2016).
2. A.J. de Vries, M.F. Hazenkamp, G. Blasse, *Journal of Luminescence* **42**, 275-282 (1988).
3. R.T. Wegh, H. Donker, Meijerink, *Phys. Rev. B* **56**, 13841-13848 (1997).

SPECTRAL-LUMINESCENT CHARACTERISTICS OF Dy³⁺ IONS DOPED IN Ca₃(NbGa)₅O₁₂ AND LiYF₄ CRYSTALS

I.D. Arshinova¹, P.A. Ryabochkina¹, S.L. Korableva²

¹*Ogarev Mordovia State University, Saransk*

²*Kazan State University, Kazan*

E-mail: i.arshi88@gmail.com

Interest in the study of dysprosium ions as alloying elements for laser media began in the 1970s. Today, the generation on dysprosium ions has been obtained in a number of crystalline matrices [1, 2, 3], mainly in the middle of the IR region of the spectrum.

Developed by nowadays the commercially available laser diodes emitting in the blue region of the spectrum provide the principle possibility of obtaining laser generation on Dy³⁺ ions in the visible spectral region, due to the effective pumping of the ⁴F_{9/2} level. This resumed the researchers' interest who work in the field of laser physics to crystals doped with Dy³⁺ ions.

In the present work, the spectral-luminescent properties of LiYF₄:Dy; LiYF₄:Dy,Tb; LiYF₄:Dy,Tm and Ca₃(NbGa)₅O₁₂:Dy crystals has been inquired and done their comparative analysis.

The values of the oscillator strengths are determined for the LiYF₄:Dy and Ca₃(NbGa)₅O₁₂:Dy crystals from the integrated absorption coefficients of the Dy³⁺ ion transitions from the ground state ⁶H_{15/2} to excited manifolds of these transitions. The values of the intensity parameters Ω_t (t=2, 4, 6) were also calculated. Using the obtained values of the intensity parameters, the values of radiative transitions probabilities of the Dy³⁺ ions has been determined, which are interesting for obtaining laser generation on them.

1. N.P. Barnes, R.E. Allen, IEEE J. Quantum Electron. **27**, 277-282 (1991).
2. H. Jelinkova, M.E. Doroshenko, et al., Appl. Phys. A. **122**, 738-745 (2016).
3. S.R. Bowman, S.O'Connor et al., Opt. Express. **20**, 12906-12911 (2012).

THE INVESTIGATION OF SPECTROSCOPIC PROPERTIES OF THULIUM IONS OPTICAL CENTERS IN SOLID SOLUTIONS $\text{CaF}_2\text{-YF}_3\text{:Tm}$

K.A. Martynova, O.K. Alimov, M.E. Doroshenko, V.A. Konushkin, V.V. Osiko
General Physics Institute of Russian academy of science, Moscow
E-mail: kmartynova19@gmail.com

The purpose of modern laser physics research is to find new active media for efficient solid-state infrared lasers which are widely applicable in medicine, science, ecology, etc. Fluoride materials (crystals and ceramics), activated with Thulium and Holmium ions are a promising candidate for the development of high-efficiency diode-pumped lasers operating at a wavelength of around 2 μm . However, as is known, rare-earth ions may have different local environment in fluoride materials, which affects their spectroscopic and laser properties.

Previously, our scientific group has identified the individual luminescence spectra of clustered, tetragonal and long-lifetime thulium ions optical centers in CaF_2 crystals [1, 2]. In $\text{CaF}_2\text{:Tm}^{3+}$ solid solutions with inactive rare-earth elements fluorides (YF_3 , LaF_3 , LuF_3), some thulium ions which form clustered centers are replaced by yttrium ions. It causes the formation of new Tm-Y centers, and the dynamics of their formation and their spectroscopic properties are of great interest.

In this paper, we present the results of the investigation of spectroscopic properties of clustered optical centers in $\text{CaF}_2\text{-YF}_3\text{:Tm}^{3+}$ crystals. With the methods of low-temperature selective time-resolved laser spectroscopy, the spectroscopic properties of thulium ions in crystals with different concentrations of thulium and yttrium fluorides were studied. The analysis of obtained results and the comparison with the results obtained earlier for CaF_2 crystals allowed us to identify four different types of clustered optical centers in the $\text{CaF}_2\text{-YF}_3\text{:Tm}^{3+}$ crystals, and their possible models are being discussed.

The establishment of regularities in the influence of the inactive impurity on the concentration of Tm-Y centers and their properties will help the development of an optimal composition for the activated crystals in order to obtain effective laser generation at the 2 μm wavelength.

1. O.K. Alimov, M.E. Doroshenko, K.A. Martynova et al., *J. of Lumin.* **167**, 16 (2015).
2. M.E. Doroshenko, A.G. Papashvili, K.A. Martynova at al., *Laser Phys. Lett.* **12**, 125701 (2015)

**ЭЛЕКТРОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ
В НАНОСТРУКТУРАХ**

ЭФФЕКТ ЯНА–ТЕЛЛЕРА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Н.С. Аверкиев, А.А. Гуткин

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

E-mail: averkiev@les.ioffe.ru

Эффект Яна-Теллера или теорема Яна-Теллера состоит в утверждении, что в результате взаимодействия с локальными колебаниями вырожденное электронное состояние неустойчиво, уровень расщепляется и система переходит в конфигурацию с более низкой симметрией. Для кубических кристаллов, содержащих примесные атомы, это приводит к возникновению анизотропных дефектов, которые могут изменять свою пространственную конфигурацию, т.е. переориентироваться при низких температурах [1]. Эта анизотропия будет проявляться, например, в необычной зависимости поляризационного отношения от направления внешней нагрузки при излучательных переходах, обусловленных такими дефектами. Примесные элементы первой группы Cu, Au, Ag в GaAs и шестой группы Cr в ZnSe являются ян-теллеровскими комплексами, и взаимодействие носителей заряда, локализованных на таких дефектах, с локальными колебаниями тетраэдрического комплекса (примесь + четыре атома основной решетки) приводит к возникновению нескольких эквивалентных конфигураций с пониженной симметрией, разделенных пространственными барьерами. Время переориентации таких комплексов, вовлекающей изменение положения атомов решетки, может составлять доли микросекунды, следовательно, оно может быть определено из экспериментов по поглощению и распространению ультразвука с диапазоном ультразвуковых частот порядка $10^6 - 10^9$ Гц.

В докладе будут представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований анизотропных ян-теллеровских центров в GaAs и ZnSe. Будут обсуждены изменения оптических свойств арсенида галлия, при легировании его Cu, Ag и Au, и результаты исследований поглощения ультразвука в кристаллах GaAs:Cu ($(\Gamma_8 + \Gamma_8) \otimes e$ -задача ЭЯТ) и ZnSe:Cr ($T \otimes e$ -задача) при низких температурах в магнитном поле и без поля. Наиболее ярким оказался эффект увеличения коэффициента поглощения поперечной звуковой волны в несколько раз в ZnSe:Cr в слабых магнитных полях, ориентированных параллельно направлениям [001] и [110]. В нулевом магнитном поле для данного центра туннельные переходы между эквивалентными конфигурациями запрещены из соображений симметрии, а поглощение обусловлено релаксационными переходами с участием фононов (время релаксации T_1). Для комплекса CuGa₄As туннельные переходы между конфигурациями разрешены и в отсутствие магнитного поля, что может приводить к релаксационному и резонансному поглощению звуковой волны соответствующей поляризации и направления распространения. Экспериментальные исследования [2] показывают, что в исследуемых образцах имеется место релаксационное поглощение, со временем релаксации слабо зависящим от температуры.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 15-02-02750)

1. А.А. Гуткин, Н.С. Аверкиев, Обзор, ФТП, в печати, 2017.
2. N.S. Averkiev et.al, J. of Appl. Phys. **116**, 103708 (2014).

СПЕКТРОСКОПИЯ ОДИНОЧНЫХ ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

П.В. Петров

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
E-mail: pavel.petrov@gmail.com

Изучение свойств одиночных примесных атомов в твёрдых телах в настоящее время является одним из бурно развивающихся направлений современной физики. С точки зрения фундаментальной науки такие эксперименты позволяют проверить и уточнить теоретические модели, разработанные на основании экспериментальных данных усреднённых по массиву примесей. В прикладном отношении такие исследования интересны, поскольку одиночный примесный атом является абсолютным пределом миниатюризации электронных приборов. Существует два основных экспериментальных подхода к изучению свойств одиночных примесей: оптическая спектроскопия и туннельная микроскопия. Оптическая спектроскопия предпочтительнее, так как исследуемая примесь не подвергается влиянию поверхности. Однако пространственное разрешение при этом ограничено дифракционным пределом. Для типичных полупроводников с шириной запрещённой зоны порядка 1 эВ среднее расстояние между примесями порядка длины волны межзонной рекомбинации соответствует концентрации примесей равной 10^{12} см⁻³, что технологически труднодостижимо. Для преодоления этого ограничения вместо объёмных легированных полупроводников изучаются легированные наноструктуры. В настоящее время хорошо развита спектроскопия таких одиночных полупроводниковых наноструктур, как квантовые точки. Реализованы эксперименты по оптическому исследованию квантовых точек легированных одиночной примесью марганца и хрома. При этом форма, размер и химический состав квантовой точки, а также расположение примеси внутри неё являются случайными. Это усложняет эксперимент и заставляет вводить в теоретическое описание экспериментальных результатов дополнительные параметры.

В докладе будет рассказано об оптических исследованиях одиночных атомов бериллия в матрице GaAs. В качестве полупроводниковых наноструктур, локализирующих рекомбинирующие носители, были использованы узкие квантовые ямы GaAs/AlGaAs легированные бериллием. Нам удалось экспериментально измерить спектры фотолюминесценции обусловленной рекомбинацией экситона, локализованного на одиночном примесном атоме. Построенная теоретическая модель позволила количественно описать тонкую структуру спектра фотолюминесценции экситонов локализованных на одиночном акцепторе бериллия.

1. P.V. Petrov, I.A. Kokurin, G.V. Klimko et al., Phys. Rev. B **94**, 115307 (2016).

СПЕКТРОСКОПИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ И ЯДЕРНЫХ СПИНОВЫХ ФЛУКТУАЦИЙ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Д.С. Смирнов

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

E-mail: smirnov@mail.ioffe.ru

Спектроскопия спинового шума основана на пропускании через образец линейно поляризованного света и измерении флуктуаций спинового сигнала Фарадея (поворота плоскости поляризации прошедшего света) [1, 2]. В равновесных условиях спиновая поляризация в среднем отсутствует и среднее значение фарадеевского вращения равно нулю. Однако в системе неизбежно присутствуют тепловые спиновые флуктуации, приводящие к флуктуациям поляризации прошедшего света. Фурье-образ корреляционной функции сигнала Фарадея напрямую отражает спектр спиновых флуктуаций в системе. Его изучение позволяет определить различные параметры спиновой динамики системы, не выводя её из состояния равновесия.

Этот метод наиболее удобен для изучения медленной спиновой динамики, поэтому основным объектом спектроскопии спинового шума являются электроны (и дырки), локализованные в квантовых точках, или на примесях в объёмных полупроводниках типа GaAs. Механизмы спиновой релаксации, связанные с орбитальным движением, в таких системах подавлены, так что определяющую роль в спиновой динамике играет сверхтонкое взаимодействие с ядрами кристаллической решётки.

Каждый резидентный носитель заряда взаимодействует с большим числом ядерных спинов $N \sim 10^5$ в силу чего характерные времена ядерной спиновой динамики оказываются значительно более долгими, чем времена релаксации и периоды прецессии спинов электронов. Таким образом оказывается возможным описывать спиновую динамику резидентных носителей заряда считая спины ядер неподвижными [3].

Спектры спиновых флуктуаций локализованных электронов в отсутствии внешнего магнитного поля состоят из двух пиков, см. чёрную сплошную кривую на рис. 1. Пик в спектре спинового шума, расположенный на частоте $\omega = 0$, соответствует релаксации компоненты спина, параллельной полю Оверхаузера, его ширина определяется продольным временем спиновой релаксации. Второй более широкий и низкий пик расположен на характерной частоте ларморовой прецессии в поле ядер δ , а его форма отражает функцию распределения абсолютной величины поля Оверхаузера, действующего на электрон [4, 5].

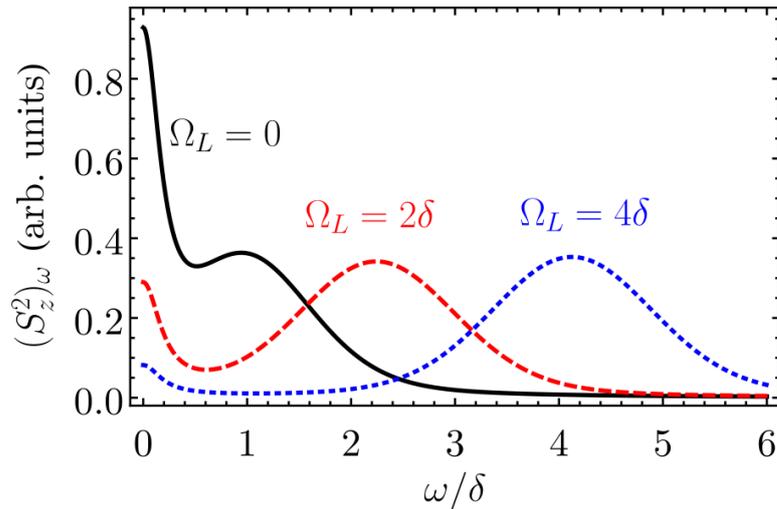


Рис. 1. Спектры спинового шума локализованных электронов, рассчитанные при различных частотах спиновой прецессии в поперечном магнитном поле, $\Omega_L = 0, 2\delta$ и 4δ

Приложение поперечного внешнего магнитного поля приводит к подавлению релаксационного пика и смещению прецессионного пика к более высокой частоте ларморовой прецессии Ω_L , см. красную штриховую и синюю пунктирную кривые на рис. 1. Таким образом, измерение спектров спиновых флуктуаций позволяет определять времена спиновой релаксации, g -факторы и константы сверхтонкого взаимодействия локализованных носителей заряда в полупроводниках [6].

Выведение системы из термодинамического равновесия качественно модифицирует спектры спиновых флуктуаций. При достаточно большой мощности зондирующего луча происходит генерация дополнительной электрон-дырочной пары и формирование локализованного триона (заряженного экситона). Вследствие этого спиновая прецессия электронов в сверхтонком поле ядер подавляется, а спиновая релаксация становится анизотропной. В результате прецессионный пик пропадает, а ширина релаксационного пика резко возрастает. Подгонка экспериментальных спектров позволяет определять соотношение темпов генерации и рекомбинации локализованных трионов [7].

Ядерная спиновая подсистема также может быть выведена из равновесия посредством динамической поляризации ядер. Поперечная ядерная поляризация приводит к смещению прецессионного пика в спектре спинового шума к более высоким частотам и его резкому сужению [8]. Так как время релаксации ядерной спиновой поляризации на много порядков превосходит характерные времена электронной спиновой динамики, то оказывается возможным измерять спектры спинового шума электронов с временным разрешением [9]. Такого рода эксперименты представляют собой альтернативный метод исследования ядерной спиновой подсистемы.

Таким образом, несмотря на относительную молодость методики спектроскопии спиновых флуктуаций, она является одним из наиболее мощных инструментов исследования спиновой динамики локализованных носителей заряда в условиях сверхтонкого взаимодействия с ядрами кристаллической решётки.

1. V.S. Zapasskii, *Adv. Opt. Photon.* **5**, 131 (2013).
2. N.A. Sinitsyn, Y.V. Pershin, *Rep. Prog. Phys.* **79**, 106501 (2016).
3. I.A. Merkulov, A.L. Efros, M. Rosen, *Phys. Rev. B* **65**, 205309 (2002).
4. M.M. Glazov, E.L. Ivchenko, *Phys. Rev. B* **86**, 115308 (2012).
5. J. Hackmann, D.S. Smirnov, M.M. Glazov et al., *Physica Status Solidi B* **251**, 1270 (2014).
6. Ph. Glasenapp, D.S. Smirnov, A. Greilich et al., *Phys. Rev. B* **93**, 205429 (2016).
7. S.V. Poltavtsev, I.I. Ryzhov, M.M. Glazov et al., *Phys. Rev. B* **89**, 081304(R) (2014).
8. D.S. Smirnov, *Phys. Rev. B* **91**, 205301 (2015).
9. I.I. Ryzhov, G.G. Kozlov, D.S. Smirnov et al., *Scientific Reports* **6**, 21062 (2016).

СПИНОВАЯ ДИНАМИКА МАГНИТНЫХ ПРИМЕСЕЙ Mn В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

И.В. Крайнов¹, Н.С. Аверкиев¹, А.П. Дмитриев¹, Г.С. Димитриев¹,
В.Ф. Сапега¹, М. Vladimirova², D. Scalbert²

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

²*Laboratoire Charles Coulomb, Universite de Montpellier, Montpellier*

E-mail: igor.kraynov@mail.ru

Одним из направлений современной физики конденсированного состояния является получение материалов, комбинирующих в себе магнитные и «классические» полупроводниковые свойства, и изучение способов управления ими. Одной из центральных характеристик магнитных материалов является время релаксации магнитной подсистемы и инжектированных носителей. В данной работе изучается объемный арсенид галлия легированный марганцем и магнитные квантовые ямы CdTe с примесью марганца.

Для разбавленного магнитного полупроводника $Ga_{1-x}Mn_xAs$ с $x = 1-8\%$ теоретически и экспериментально изучалось время поперечной спиновой релаксации марганца и величина g-фактора в ферромагнитном $(Ga,Mn)As$. Данные характеристики центров марганца исследовались методом Рамановского спин-флип рассеяния. По изменению ширины линии Рамановского спин-флип рассеяния дырок на центрах марганца от температуры была получена зависимость времени жизни спина марганца начиная от ферромагнитного состояния заканчивая парамагнитным. Зависимость положения центра линии Рамановского спин-флип рассеяния от магнитного поля позволяет экспериментально определить g-фактор марганца, таким образом была получена его температурную зависимость. Анализ экспериментальных данных в совокупности с предложенной теоретической моделью позволил выявить наличие двух основных механизмов спиновой релаксации связанных с дырками. Первый – это релаксация спина дырок не связанная с наличием магнитных ионов и, как следствие, последующая релаксация спина марганца из-за коллективного движения системы состоящей из ионов марганца и ансамбля дырок. Этот механизм является преобладающим в ферромагнитной фазе. Второй связан с флуктуациями спина дырок, создающих случайное эффективное поле для центров марганца. Этот механизм существует на всем диапазоне температур, однако преобладает в парамагнитной фазе.

Также представляет интерес исследование спиновой релаксации электронов в магнитных квантовых ямах. Стандартным механизмом электронной спиновой релаксации в квантовых ямах с магнитными примесями является рассеяние с переворотом спина на одиночном парамагнитном центре. Этот механизм не дает зависимости от температуры и концентрации электронов. В работе [1] была обнаружена необычная зависимость времени спиновой релаксации от температуры - скорость потери спина электронов уменьшалась при увеличении температуры образца. В докладе дается объяснение этого эффекта. Хорошо известно, что в разбавленных магнитных полупроводниковых структурах имеются сильные корреляции между магнитными примеся-

ми, как в ферромагнитной, так и в парамагнитной фазе. В данной работе изучена электронная спиновая релаксация в магнитных квантовых ямах с учетом корреляций магнитных центров, проанализирован случай косвенного обменного взаимодействия (РККИ) для вырожденных носителей и для носителей, подчиняющихся статистике Больцмана. Предлагаемая теория спиновой релаксации электронов описывает эксперимент для магнитных квантовых ям CdTe n-типа легированной марганцем и объясняет зависимость времени релаксации спина электрона от температуры и мощности оптической накачки при нулевом магнитном поле. Из-за наличия взаимодействия между спинами марганцев, электрон рассеивается на скоррелированной группе марганцев, что уменьшает время спиновой релаксации. Данные корреляции обусловлены косвенным обменным взаимодействием через электроны в квантовой яме и фото возбужденными электронами и дырками. С ростом температуры происходит разрушение данных корреляций, тем самым увеличивается время спиновой релаксации электронов. Увеличение мощности оптической накачки приводит к увеличению концентрации носителей, что усиливает спиновые корреляции марганцев, уменьшая время спиновой релаксации. Описанное полностью аналогично явлению критической опалесценции, которое заключается в том, что по мере приближения к критической температуре фазового перехода газ-жидкость рассеяние света на веществе усиливается вследствие роста флуктуаций плотности. В квантовой яме CdTe n-типа легированной марганцем при стремлении температуры к температуре перехода парамагнетик-ферромагнетик, обусловленного взаимодействием спинов марганца через носители в квантовой яме, увеличиваются флуктуации намагниченности, что приводит к увеличению рассеяния с переворотом спина, уменьшая время спиновой релаксации.

1. Z. Ben Cheikh, S. Cronenberger, M. Vladimirova et al., Phys. Rev. B **88**, 201306 (2013).

СПИН-ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ ТОКИ В АСИММЕТРИЧНОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ ААРОНОВА-БОМА

А.А. Григорькин

Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова

НИЦ «Курчатовский Институт», Санкт-Петербург

E-mail: Ale-Grig@yandex.ru

Интерес к квантовым кольцам обусловлен характерными для них эффектами, связанными с интерференцией электронных волновых функций. Интерференция при наличии спин-орбитального взаимодействия позволяет создавать эффективные спиновые фильтры на основе одиночных колец и их ансамблей. В работе рассматриваются спин-поляризованные токи, возникающие под действием циркулярно-поляризованного излучения в интерферометре Ааронова-Бома – системе, состоящей из квантового кольца с двумя присоединенными к нему одномерными проводниками.

В интерферометре, обладающем центром инверсии, под действием излучения в отсутствие разности потенциалов, возможно возникновение постоянного спинового тока – упорядоченного движения электронных спинов при отсутствии переноса заряда [1]. Центросимметричный интерферометр также может играть роль спинового фильтра в отношении протекающего через него баллистического тока. Недостаток этой системы связан с тем, что эффективная спиновая фильтрация возможна лишь при больших значениях магнитного потока через кольцо.

Показано, что для асимметричного интерферометра в общем случае на кольце существуют такие взаимные положения контактов, при которых одна из поляризованных компонент баллистического тока обращается в ноль при малых магнитных потоках.

Изменяя магнитный поток через кольцо, можно перевести асимметричный интерферометр из режима спинового фильтра в режим генератора спинового тока. В этом случае в проводниках, подключенных к кольцу, существуют компоненты тока, равные по величине и противоположные по направлению и ориентации спина. Таким образом, при наличии разности потенциалов перенос заряда через асимметричную систему отсутствует и происходит лишь перенос спиновой плотности.

1. А.А. Григорькин, С.М. Дунаевский, ФТТ **58**, 2014 (2016).

ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ В КВАЗИОДНОМЕРНЫХ ВОЛНОВОДАХ СО СПИН-ОРБИТАЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ: ПРОЯВЛЕНИЯ ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ СПИНОВОЙ СИММЕТРИИ

А.С. Козулин, А.И. Малышев, Н.Е. Кириллова
*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
Нижний Новгород*
E-mail: SashaKozulin@yandex.ru

В настоящее время активно обсуждаются различные варианты спин-полевого транзистора Датты-Даса [1]. В некоторых его модификациях предлагается управлять спином электрона посредством его прецессии в особом коллинеарном эффективном магнитном поле, генерируемом спин-орбитальным взаимодействием (далее СОВ). В ряде работ было продемонстрировано, что реализация такой конфигурации эффективного магнитного поля позволяет добиться подавления некоторых механизмов спиновой релаксации. Кроме того, в одной из наших предыдущих работ, посвященной изучению двумерных систем с СОВ, было показано, что коллинеарное эффективное магнитное поле может быть получено в широком классе квантовых ям с различными направлениями роста [2].

В первой части данной работы была исследована спиновая прецессия в квазиодномерных однородных волноводах с СОВ, сформированных в квантовых ямах с различными направлениями роста. Для случая, когда исследуемая система обладает дополнительной симметрией, связанной со спиновыми степенями свободы (гамильтониан коммутирует с оператором проекции спина на направление эффективного магнитного поля), получено аналитическое решение стационарного уравнения Шредингера. Показано, что только при наличии такой симметрии возможен кроссинг в дисперсионных кривых. Вторая часть данной работы посвящена изучению многомодового транспорта в квазиодномерных неоднородных волноводах с СОВ. С использованием формализма матрицы рассеяния были вычислены спинзависимые кондактансы, а также спиновая поляризация при различных значениях параметров системы. На зависимостях спинзависимых кондактансов от энергии носителей обнаружены провалы типа резонансов Фано. Численные расчеты показывают, что положения нулей спинзависимых кондактансов нетривиально зависят от соотношения между параметрами СОВ.

Работа частично поддержана РФФИ и Министерством образования и науки РФ в рамках выполнения проектной части госзадания № 3.3026.2017.

1. S. Datta, B. Das, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 665 (1990).
2. A.S. Kozulin, A.I. Malyshev, A.A. Konakov, *arXiv*: 1610.0521.

ФЕРМИ ПОВЕРХНОСТИ В ВЕЙЛЕВСКИХ ПОЛУМЕТАЛЛАХ ПЕРВОГО РОДА ВО ВНЕШНЕМ ПОСТОЯННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А.С. Рульков, А.А. Борис, А.А. Перов

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

E-mail: aleksrulkov@yandex.ru

Вейлевские фермионы как решение уравнения Дирака с нулевой массой обнаруживают себя в виде квазичастиц в полуметаллах, в которых нарушена симметрия состояний либо по отношению к инверсии координат, либо по отношению к инверсии времени. Примером таких материалов могут служить соединения семейства TaAs, относящиеся к вейлевским полуметаллам первого рода [1]. В окрестности четного числа точек в зоне Бриллюэна спектр носителей заряда в них линейен по всем трем проекциям квазиимпульса. Спин-поляризованные поверхностные состояния носителей образуют фермиевские дуги, соединяющие между собой два объёмных вейлевских узла противоположной киральности [2].

Во внешнем магнитном поле энергетический спектр электрона представляет собой спектр типа «бабочек Ховштадтера», разделённых между собой щелью в нуле энергии (рис. 1).

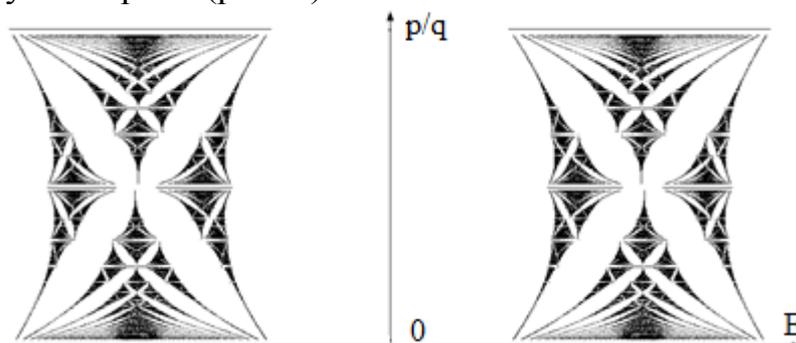


Рис. 1. Энергетический спектр полуметалла Вейля в магнитном поле в зависимости от числа квантов потока через элементарную ячейку решётки

Квантующее действие магнитного поля на электрон приводит к тому, что спектр разбивается на разрешенные и запрещенные подзоны, число которых в совокупности равно $2q$, где p/q – число квантов потока магнитного поля через элементарную ячейку решётки. Таким образом, имеет место нетривиальное влияние внешнего магнитного поля на изначально ультрарелятивистский спектр вейлевского фермиона, который теперь перестаёт быть безмассовым.

1. S. Huang et al., arXiv:1501.00755v1 (2015).
2. S. Xu et al., arXiv:1501.01249v3 (2015).

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ЭЛЕКТРОНАМИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ, ПОМЕЩЕННОЙ В МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

К.Р. Власов, М.А. Пятаев, А.В. Шорохов

*Национальный исследовательский Мордовский государственный
университет им. Н.П. Огарёва, Саранск*

E-mail: windsfoceans@gmail.com

Рассмотрено взаимодействие высокочастотного электромагнитного излучения со сверхрешеткой, помещенной в продольное постоянное электрическое поле E и постоянное магнитное поле H , направленное под произвольным углом к оси сверхрешетки. Изучена вольт-амперная характеристика (ВАХ) системы и коэффициент поглощения как функция частоты излучения и напряженности электрического поля. Показано, что ВАХ сверхрешетки в наклонном магнитном поле может иметь несколько максимумов и соответственно несколько участков с отрицательной дифференциальной проводимостью. В случаях продольного и перпендикулярного магнитного поля ВАХ имеет один максимум, определяемый условием $\omega_B \tau = 1$ в продольном поле и $\omega_B = 2\omega_c$ в поперечном поле. Здесь $\omega_B = eEd / \hbar$ – блоховская частота, τ – время релаксации, $\omega_c = eH / mc$ – циклотронная частота, d – период сверхрешетки, e – заряд электрона, m – эффективная масса. При увеличении угла наклона поля ВАХ сверхрешетки постепенно трансформируется, при этом на ней возникают дополнительные максимумы и минимумы.

Как показывают проведенные в работе расчеты, коэффициент поглощения сверхрешетки при некоторых значениях постоянных полей может принимать отрицательные значения, соответствующие усилению слабого пробного сигнала. При этом в областях полей, соответствующих отрицательной дифференциальной проводимости, низкочастотный коэффициент поглощения всегда отрицателен, кроме того, усиление может наблюдаться и в области высоких частот. Однако, такой режим непригоден для создания усилителя высокочастотного излучения на базе сверхрешетки, так как в этом случае система оказывается неустойчивой, и в ней возникают электрические домены, изменяющие все характеристики сверхрешетки [1]. В то же время, было обнаружено, что высокочастотный коэффициент поглощения может становиться отрицательным и при положительной дифференциальной проводимости в случае, когда электрическое поле соответствует возрастающему участку ВАХ вблизи локального максимума. При этом отсутствуют неустойчивости зарядовой плотности, препятствующие усилению высокочастотного поля.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 17-02-00969).

1. А.А. Игнатов, В.И. Шашкин, ЖЭТФ **93**, 935 (1987).

ЭЛЕКТРОННЫЕ СОСТОЯНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОПЕРЕХОДАХ С ОБОБЩЁННЫМ СПИН-ОРБИТАЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ ДРЕССЕЛЬХАУЗА

А.Р. Зайнагутдинов, А.В. Тележников

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,

Нижний Новгород

E-mail: telezhnikov@phys.unn.ru

В полупроводниках без центра инверсии в ряде задач необходимо учитывать спин-орбитальное взаимодействие (СОВ) Дрессельхауза. В случае когда квантовая яма (КЯ) выращена в направлении [100] вклад СОВ в гамильтониан двумерного электронного газа хорошо известен [1], а энергетические спектры носителей детально изучены. Оказывается актуальным исследование энергетического спектра в КЯ или серии из КЯ (мультибарьерной структуре), выращенной в произвольном кристаллографическом направлении. При этом вклад в гамильтониан, отвечающий обобщённому СОВ Дрессельхауза, по-прежнему оказывается линейным по волновому вектору k и имеет вид

$$\hat{H}_{SO} = (\alpha_{xx}\sigma_x + \alpha_{xy}\sigma_y + \alpha_{xz}\sigma_z)k_x + (\alpha_{yx}\sigma_x + \alpha_{yy}\sigma_y + \alpha_{yz}\sigma_z)k_y,$$

где $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ – матрицы Паули, α_{ij} ($i = x, y; j = x, y, z$) – постоянные, k_x, k_y – компоненты волнового вектора электрона. Исследованию особенностей спектра носителей в таких КЯ посвящена настоящая работа.

Был рассмотрен одиночный гетеропереход, представляющий собой две полубесконечные области 2D электронного газа с различными постоянными СОВ Дрессельхауза α_{ij} , разделёнными прямолинейной границей. Получено дисперсионное уравнение и выполнен расчёт энергетического спектра при различных комбинациях параметров α_{ij} (рис. 1). Обнаружено, что помимо области с непрерывным спектром могут существовать локализованные на границе интерфейсные состояния.

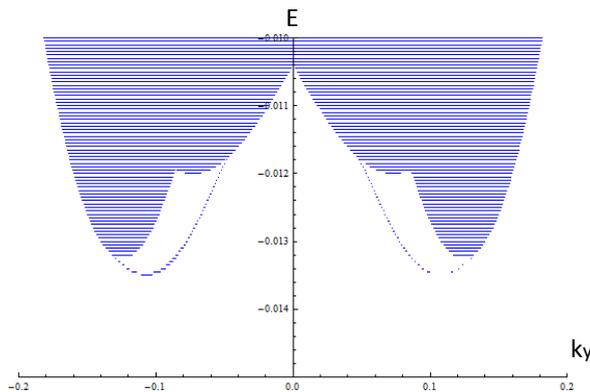


Рис. 1. Энергетический спектр одиночного гетероперехода

Работа была выполнена в рамках проектной части госзадания Минобрнауки РФ и поддержана грантом РФФИ № 16-32-00712.

1. G. Dresselhaus, Phys. Rev. **100**, 580 (1955).

ЭФФЕКТ ГУСА-ХЕНХЕН В УСЛОВИЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ В ДИРАКОВСКИХ МАТЕРИАЛАХ

Е.С. Азарова, Г.М. Максимова

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

E-mail: azarova.ekaterin@yandex.ru

Эффект Гуса-Хенхен (ГХ) состоит в том, что при падении линейно поляризованного света на границу раздела двух диэлектриков отраженный световой пучок испытывает продольное и угловое смещения от положения, предсказываемого геометрической оптикой [1]. Несмотря на то, что с открытия эффекта ГХ прошло более 60 лет, он продолжает оставаться предметом интенсивных теоретических и экспериментальных исследований (см., например, список литературы в [2]). Значительное усиление эффекта ГХ может быть достигнуто при наличии дополнительного переноса энергии на границе, вызванного распространением поверхностных электромагнитных волн, например, плазмон-поляритонов (ППП) [3]. Поверхностные плазмон-поляритонные моды могут возбуждаться также в допированном графене в терагерцовом диапазоне частот [4].

Как показывают расчеты, лист бесщелевого графена (или многослойная графеновая структура), помещенный между двумя диэлектриками (конфигурация Отто) приводит к существенному усилению эффекта ГХ при резонансном возбуждении ППП [5]. Несмотря на отсутствие щели в спектре графена, в принципе, ее можно открыть, например, вследствие химического допирования, размерного квантования за счет нарезания нанолент с границей типа *armchair* или из-за взаимодействия графена с различными подложками. В данной работе изучен сдвиг Гуса-Хенхен в условиях возбуждения локализованных на поверхности плазмон-поляритонов в щелевом графене и рассмотрено влияние щели на эффект. В частности, появление запрещенной зоны приводит к изменению положения резонанса, а с ее ростом уменьшается величина эффекта. Аналогичная задача может быть поставлена и для кремниевого аналога графена – силицена, в котором возможно возбуждение плазмонов двух типов.

Работа поддержана грантами РФФИ 16-32-00712-мол_a, Минобрнауки РФ (проектная часть госзадания – приложение №3.2637. 2017) и Фондом развития теоретической физики «БАЗИС».

1. F. Goos, H. Hanchen, Ann. Phys. **436**, 333 (1947); **440**, 251 (1949).
2. S.Grosche et al., Opt. Express **23**, 30195 (2015).
3. C. Bonnet, D. Chauvat, O. Emile et al., Opt. Lett. **26**, 666 (2001).
4. L. Ju et al., Nat. Nanotechnol. **6**, 630 (2011).
5. M. Cheng et al., J. Opt. Soc. Am B **31**, 2325 (2014).

ELECTRONIC PHENOMENA IN NANOSTRUCTURES

SPIN NOISE SPECTROSCOPY OF ELECTRONS IN PRESENCE OF HYPERFINE INTERACTION

D.S. Smirnov

Ioffe Institute, St. Petersburg

E-mail: smirnov@mail.ioffe.ru

Spin noise spectroscopy is based on the transmission of linearly polarized light through the sample and measurement of the fluctuations of the Faraday spin signal (rotation of the polarization plane of the transmitted light) [1, 2]. In equilibrium conditions, the spin polarization on average is absent and the mean value of the Faraday rotation is zero. However, the thermal spin fluctuations are unavoidable in any system, which leads to fluctuations of the transmitted light polarization. The Fourier transform of the correlation function of the Faraday signal directly reflects the spectrum of spin fluctuations in the system. The analysis of spin noise spectrum makes it possible to determine various parameters of the spin dynamics without excitation.

The spin noise spectroscopy technique is most convenient for studying slow spin dynamics; therefore, the main object of spin-noise spectroscopy is ensemble of electrons localized in quantum dots or at donors in bulk semiconductors like GaAs. The spin relaxation mechanisms associated with the orbital motion of electrons in this case are suppressed, so the spin dynamics is ruled by the hyperfine interaction with the host lattice nuclei.

Each resident charge carrier interacts with a large number of nuclear spins $N \sim 10^5$, so the characteristic times of nuclear spin dynamics are considerably longer than the relaxation times and precession periods of electron spins. Therefore one can describe the spin dynamics of resident charge carriers assuming that the spins of the nuclei are frozen [3].

The spin noise spectrum of localized electrons in the absence of an external magnetic field consists of two peaks, see the black solid curve in Fig. 1. The peak at frequency $\omega = 0$ corresponds to the relaxation of the spin component parallel to the Overhauser field; its width is determined by the longitudinal spin relaxation time. The second peak is broader and lower, it is located at the characteristic Larmor precession frequency in the field of nuclei δ , and its shape reflects the distribution function of the Overhauser field absolute value [4, 5].

The application of a transverse magnetic field leads to the suppression of the zero-frequency peak and the shift of the precession-related peak to higher Larmor frequency Ω_L , see the red dashed and blue dotted curves in fig. 1. Therefore measurement of the spin noise yields the spin relaxation times, g-factors, and the hyperfine coupling constants of localized charge carriers in semiconductors [6]. Excitation of the system qualitatively modifies the spectra of spin fluctuations. For sufficiently high power of the probe beam, an additional electron-hole pairs are efficiently generated, which leads to the formation of localized trions (charged excitons). This leads to the suppression of spin precession in the hyperfine field and induces anisotropy of spin relaxation.

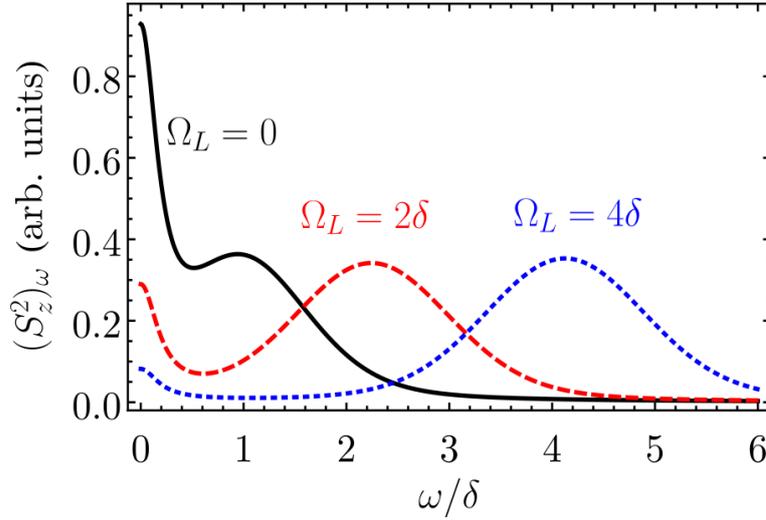


Fig. 1. Spin noise spectra of localized electrons calculated for different Larmor precession frequencies in a transverse magnetic field $\Omega_L = 0, 2\delta$ and 4δ

As a result, the precession-related peak in the spin noise spectrum disappears, while the width of the zero-frequency peak rapidly increases. Hence the spin noise spectroscopy in nonequilibrium conditions allows one to determine the ratio of the generation and recombination rates of localized trions [7].

The nuclear spin subsystem can be also perturbed, e. g. by means of the dynamic nuclear polarization. Transverse nuclear spin polarization leads to a shift of the precession-related peak in the electron spin noise spectrum to higher frequencies and its strong narrowing [8]. Since the relaxation time of the nuclear spin polarization is by many orders of magnitude longer than the characteristic times of the electron spin dynamics, it is possible to measure the spectra of electron spin noise with a time resolution [9]. Such experiments are an alternative method for studying the nuclear spin dynamics.

As we have shown, the spin noise spectroscopy technique is a young, but very powerful tool for studying the spin dynamics of localized charge carriers in the presence of hyperfine interaction.

1. V.S. Zapasskii, Adv. Opt. Photon. **5**, 131 (2013).
2. N.A. Sinitsyn, Y.V. Pershin, Rep. Prog. Phys. **79**, 106501 (2016).
3. I.A. Merkulov, A.L. Efros, M. Rosen, Phys. Rev. B **65**, 205309 (2002).
4. M.M. Glazov, E.L. Ivchenko, Phys. Rev. B **86**, 115308 (2012).
5. J. Hackmann, D.S. Smirnov, M.M. Glazov et al., Physica Status Solidi B **251**, 1270 (2014).
6. Ph. Glasenapp, D.S. Smirnov, A. Greilich et al., Phys. Rev. B **93**, 205429 (2016).
7. S.V. Poltavtsev, I.I. Ryzhov, M.M. Glazov et al., Phys. Rev. B **89**, 081304(R) (2014).
8. D.S. Smirnov, Phys. Rev. B **91**, 205301 (2015).
9. I.I. Ryzhov, G.G. Kozlov, D.S. Smirnov et al., Scientific Reports **6**, 21062 (2016).

SPIN-POLARIZED CURRENTS IN ASYMMETRIC AHARONOV-BOHM INTERFEROMETER

A.A. Grigor'kin

National Research Centre «Kurchatov Institute»

B.P.Konstantinov Petersburg Nuclear Physics Institute, St.Peterburg

E-mail: Ale-Grig@yandex.ru

The quantum rings have characteristic effects associated with electron wave functions interference making them the objects of interest. The interference and spin-orbit interaction allow to produce effective spin filters based on single rings and there arrays. Spin-polarized currents induced by circular-polarized radiation in Aharonov-Bohm interferometer (system made of quantum ring with connected to it one-dimension conductors) were the aim of this study.

The direct spin current – ordered electron spin flow without charge transfer – may occur under radiation when electric potential is absent, in the interferometer having inverse center [1]. The centrosymmetrical interferometer may also act as a spin filter for ballistic current leaking through it. This system disadvantage is the necessity of great magnetic flow through the ring for effective spin filtration. It is shown for asymmetric interferometer that in common case there are such contacts' reciprocal positions on the ring where one of the ballistic current polarized components turns to zero at low magnetic flows.

The asymmetric interferometer may be transform from spin filter regime to spin current generator regime by varying magnetic flow through the ring. In this case there are current components with equal values but with opposite directions and spin orientations in connected to ring conductors. Thus in the presence of electric potential the charge transfer through asymmetric system is absent and the spin density transfer takes place only.

1. A.A. Grigor'kin, S.M. Dunaevsky, Phys. Sol. State **58**, 2014 (2016)

ELECTRON TRANSPORT IN QUASI-ONE-DIMENSIONAL WAVEGUIDES WITH SPIN-ORBIT COUPLING: MANIFESTATIONS OF AN EXTRA SPIN SYMMETRY

A.S. Kozulin, A.I. Malyshev, N.E. Kirillova

Lobachevsky State University of Nizhni Novgorod, Nizhni Novgorod

E-mail: SashaKozulin@yandex.ru

Nowadays many investigations have been focused on manipulation of the electron spin degree of freedom in various modifications of the Datta-Das spin-field effect transistor [1]. In some of them it is proposed to control the electron spin via its precession in a special collinear effective magnetic field generated by spin-orbit coupling (SOC). It was shown both theoretically and experimentally that realization of such configuration of the effective magnetic field allows to provide suppression of some spin relaxation mechanisms. Additionally, in our previous work, 2D electron systems with SOC were studied and it was found that a collinear effective magnetic field can be achieved in a wide class of quantum wells with different growth directions [2].

In the first part of this work, we study spin precession in quasi-one-dimensional (Q1D) homogeneous waveguides with SOC, formed in quantum wells with different growth direction. In a case when the system under investigation has an additional symmetry connected with the spin degree of freedom (the Hamiltonian commutes the operator of the spin projection on the direction of the collinear effective magnetic field) an exact solution of the Schrödinger equation is derived. We also demonstrate that crossings in the electron dispersion curves exist only in the presence of this symmetry.

In the second part of this work, multimode electron transport in inhomogeneous in SOC Q1D waveguides is investigated. We employ the scattering matrix formalism and calculate spin-dependent conductances as well as spin polarization of the structure for different values of the SOC-parameters and length of the SOC region. We find Fano-resonance type dips in the spin-dependent conductances appearing at different positions in energy and obtain non-trivial relation between them for various combinations of the SOC parameters.

The work was in part supported by RFBR (grant No. 16-32-00-712) and by the Russian Ministry of Education and Science (project No. 3.3026.2017).

1. S. Datta, B. Das, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 665 (1990).
2. A.S. Kozulin, A.I. Malyshev, A.A. Konakov, arXiv: 1610.0521.

INTERACTION OF ELECTROMAGNETIC RADIATION WITH ELECTRONS IN A SEMICONDUCTOR SUPERLATTICE PLACED IN A MAGNETIC FIELD

K.R. Vlasov, M.A. Pyataev, A.V. Shorokhov
Ogarev Mordovia State University, Saransk
E-mail: windsofoceans@gmail.com

The interaction of high-frequency electromagnetic radiation with a superlattice placed in a longitudinal constant electric field E and a constant magnetic field H directed at some angle to the axis of the superlattice is considered. The current-voltage characteristics (CVC) of the system and the absorption coefficient as a function of the radiation frequency and the electric field strength are studied. The current-voltage characteristics of a superlattice in an inclined magnetic field can have several maxima and several regions with negative differential conductivity. In the case of a longitudinal and perpendicular field, CVC has one maximum, determined by the condition $\omega_B \tau = 1$ in the longitudinal field and $\omega_B = 2\omega_c$ in the transverse field. Here, $\omega_B = eEd / \hbar$ is the Bloch frequency, τ is the relaxation time, $\omega_c = eH / mc$ is the cyclotron frequency, d is the superlattice period, e is the electron charge and m is the effective mass. As the angle of inclination of the field is increased, the CVC of the superlattice is gradually transformed with additional maxima and minima appearing on it.

Our analysis has shown that the absorption coefficient of a superlattice can become negative at certain values of the field that corresponds to the amplification of a weak test signal. In the areas of fields corresponding to negative differential conductivity, the low-frequency absorption coefficient is always negative. In addition, amplification regions in the high-frequency region can arise. However, such a regime is not suitable for creating a high-frequency radiation amplifier based on a superlattice, since in this case the system becomes unstable and electric domains arise in it that change all characteristics of the superlattice [1]. At the same time, it was found that the high-frequency absorption coefficient can become negative even with positive differential conductivity in the case when the electric field corresponds to an increasing region of the CVC near a local maximum. In this case, there are no charge density instabilities which would inhibit the amplification of the high-frequency field.

The work has been supported by the RFBR (grant no. 17-02-00969).

1. A.A. Ignatov, V.I. Shashkin, JETP **66**, 526 (1987).

ELECTRON STATES IN SEMICONDUCTOR HETEROJUNCTIONS WITH GENERALIZED SPIN-ORBIT INTERACTION OF THE DRESSELHAUS

A.R. Zaynagutdinov, A.V. Telezhnikov

Lobachevsky State University of Nizhni Novgorod, Nizhni Novgorod

E-mail: telezhnikov@phys.unn.ru

In semiconductors without an inversion center, in a number of problems it is necessary to take into account the spin-orbit coupling (SOC) of the Dresselhaus. For the case when the quantum well (QW) is grown in the [100] direction, the contribution of SOC to the Hamiltonian of a two-dimensional electron gas is well known [1], and the energy spectra of carriers are studied in detail. It is of interest to study the energy spectrum in a QW or a series of QW's (a multi-barrier structure), grown in an arbitrary crystallographic direction. For this case, the contribution to the Hamiltonian, corresponding to the generalized Dresselhaus SOC, is still linear on the wave vector k and has the form

$$\hat{H}_{SO} = (\alpha_{xx}\sigma_x + \alpha_{xy}\sigma_y + \alpha_{xz}\sigma_z)k_x + (\alpha_{yx}\sigma_x + \alpha_{yy}\sigma_y + \alpha_{yz}\sigma_z)k_y,$$

where $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ are the Pauli matrices, α_{ij} ($i = x, y; j = x, y, z$) are constants, k_x, k_y are the components of the wave vector of the electron. The present paper is devoted to the investigation of the features of the carrier spectrum in such QW's.

A single heterojunction, representing two semi-infinite regions of a 2D electron gas with different Dresselhaus SOC α_{ij} , separated by a straight line boundary was considered. Dispersion equation was obtained and the energy spectrum was calculated for various combinations of parameters α_{ij} (fig. 1). It is found, that in addition to the region with a continuous spectrum there can be surface states localized at the interface.

This work was supported by the Russian Ministry of Education and Science through the project part of federal task and RFBR grant № 16-32-00712.

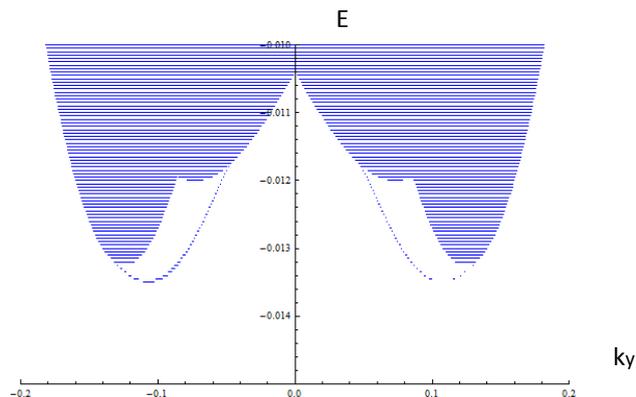


Fig. 1. Energy spectrum of the single heterojunction

1. G. Dresselhaus, Phys. Rev. **100**, 580 (1955).

GOOS-HANCHEN EFFECT UNDER CONDITIONS OF EXCITATION OF PLASMON-POLARITONS IN DIRAC MATERIALS

E.S. Azarova, G.M. Maksimova

Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, Nizhny Novgorod, Russia

E-mail: azarova.ekaterin@yandex.ru

Goos-Hänchen (GH) effect [1] is an optical phenomenon in which a light beam on an interface of two dielectric media undergoes a lateral and angular shifts from the position predicted by geometrical optics under the condition of total internal reflection. Although this phenomenon was first observed 60 years ago, it still remains the subject of intensive theoretical and experimental research (see, for example, references in [2]). A significant enhancement of the GH effect can be achieved with additional energy transfer at the interface caused by the propagation of surface electromagnetic waves, for example, plasmon-polaritons (SPP) [3]. Surface plasmon-polariton modes can also be excited in doped graphene in the terahertz frequency range [4]. According to calculations, a gapless graphene sheet (or a multilayer graphene structure) placed between two dielectrics (the Otto configuration) leads to a significant enhancement of the GH effect under resonance excitation of the SPP [5]. Despite the absence of a gap in the graphene spectrum, basically, it can be induced, for example, due to chemical doping, size quantization in armchair nanoribbons or by the graphene interaction with different substrates. In this paper we study the Goos-Hänchen effect under the conditions of excitation of plasmon-polaritons localized on the interface in gapped graphene; the effect of a bandgap on the phenomenon is considered. In particular, the appearance of an energy gap changes the position of the resonance, and with its growth the magnitude of the effect decreases. A similar problem can be posed for a silicon analog of graphene – silicene, where plasmons of two types are possible.

This work is supported by the RFBR (Grant no. 16-32-00712-mol_a), Russian Ministry of Education and Science through the project part of the federal task (application № 3.2637. 2017) and the «BASIS» Foundation.

1. F. Goos, H. Hanchen, *Ann. Phys.* **436**, 333 (1947); **440**, 251 (1949).
2. S.Grosche et al., *Opt. Express* **23**, 30195 (2015).
3. C. Bonnet, D. Chauvat, O. Emile et al., *Opt. Lett.* **26**, 666 (2001).
4. L. Ju et al., *Nat. Nanotechnol.* **6**, 630 (2011).
5. M. Cheng et al., *J. Opt. Soc. Am B* **31**, 2325 (2014).

СПИСОК АВТОРОВ

| | |
|-----------------|---------------|
| Аверкиев Н.С. | 202, 207 |
| Аветисов И.Х. | 94, 101, 168 |
| Аглямков Р.Д. | 112 |
| Азарапин Н.О. | 110 |
| Азарова Е.С. | 214 |
| Акиншев К.А. | 33 |
| Аккузина А.А. | 94 |
| Алимов О.К. | 171 |
| Андреев П.В. | 103, 104, 108 |
| Анурова М.О. | 94 |
| Артемов С.А. | 162 |
| Аршинова И.Д. | 170 |
| Ахтямов О.Р. | 146 |
| Бакланова Я.В. | 107 |
| Белов А.И. | 24 |
| Беляев А.Н. | 162 |
| Блохина А.Г. | 87 |
| Борик М.А. | 105 |
| Борис А.А. | 211 |
| Боряков А.В. | 104 |
| Бояркина О.В. | 61 |
| Бредихин С.И. | 82 |
| Будруев А.В. | 166 |
| Бузаева М.В. | 29, 30, 32 |
| Бунаков Н.А. | 29 |
| Бурханова Т.М. | 110 |
| Бушунув А.А. | 156 |
| Ваганова Е.А. | 29 |
| Васин С.В. | 59 |
| Владимирова М. | 207 |
| Власов К.Р. | 212 |
| Волков И.А. | 66 |
| Волкова П.В. | 35 |
| Волкова Т.В. | 105 |
| Воронов В.В. | 35, 96, 106 |
| Воронцов К.В. | 161 |
| Гадомский О.Н. | 28 |
| Гажулина А.П. | 98 |
| Галаган Б.И. | 64 |
| Гильгур Д.М. | 98 |
| Голубев Н.В. | 99, 102, 148 |
| Горбунов Д.С. | 34 |
| Гориева В.Г. | 35, 158 |
| Грибко В.В. | 31, 163 |
| Григорьев С.А. | 21 |
| Григорькин А.А. | 209 |
| Гришечкин М.Б. | 101 |
| Гришин И.А. | 166 |

| | |
|--------------------|----------------|
| Гусаковская А.А. | 103 |
| Гуткин А.А. | 202 |
| Гущин А.В. | 103 |
| Давыдова О.А. | 29, 30, 32 |
| Денисов Б.Н. | 113 |
| Денкер Б.И. | 64 |
| Димитриев Г.С. | 207 |
| Дмитриев А.П. | 207 |
| Долганов А.В. | 25, 27, 34 |
| Дорошенко М.Е. | 144, 171 |
| Дунаева Е.Э. | 111 |
| Дьячкова Т.Ю. | 32 |
| Егоров А.С. | 166 |
| Егорова А.Е. | 108 |
| Егорова О.Н. | 64 |
| Елисеев В.В. | 95 |
| Ельцов К.Н. | 20 |
| Ермолаева Е.В. | 94 |
| Жарков М.Н. | 26 |
| Жданов А.В. | 155 |
| Жеряков Д.В. | 105 |
| Жлуктова И.В. | 63 |
| Жукова Е.В. | 100 |
| Жукова Л.В. | 91, 92, 93 |
| Зазулин Я.А. | 113 |
| Зайнагутдинов А.Р. | 213 |
| Захаров Н.Г. | 161 |
| Зиятдинова М.З. | 102, 148 |
| Золотовский И.О. | 50 |
| Зубков В.Г. | 107 |
| Зыкова М.П. | 101, 168 |
| Иванов В.А. | 104, 108, 167 |
| Иванов О.В. | 59, 60 |
| Ивлева Л.И. | 111 |
| Игнатьева Е.С. | 99, 102, 148 |
| Исаев А.В. | 29, 32 |
| Исупова Е.А. | 104 |
| Казаков Б.Н. | 158, 164 |
| Каленов В.В. | 30 |
| Калистратова О.С. | 103 |
| Камынин В.А. | 63 |
| Камынин В.А. | 64, 66 |
| Кириллова Н.Е. | 210 |
| Климов Е.С. | 23, 29, 30, 32 |
| Князев А.В. | 87 |
| Князева С.С. | 87 |
| Ковгар В.В. | 148 |
| Козлов Д.В. | 29 |
| Козулин А.С. | 210 |
| Колобкова Е.М. | 90 |

| | |
|---------------------|-------------------------|
| Комова М.Г. | 97 |
| Конюшкин В.А. | 171 |
| Кораблева С.Л. | 158, 159, 169, 170 |
| Королев Д.С. | 24 |
| Корсаков А.С. | 91, 92, 93 |
| Крайнов И.В. | 207 |
| Крашенинникова О.В. | 87 |
| Кривулин Н.О. | 24 |
| Кролевецкая К.Ю. | 168 |
| Крутько В.А. | 97 |
| Кубанова И.А. | 61 |
| Кузнецов С.В. | 35, 96, 106, 154, 160 |
| Кузнецова О.А. | 162 |
| Кулебякин А.В. | 105 |
| Кяшкин В.М. | 61, 109, 158 |
| Липина О.А. | 107 |
| Литвак В.Л. | 65 |
| Ловчев А.В. | 112 |
| Ломонов В.А. | 109 |
| Ломонова Е.Е. | 105, 161 |
| Лоренци Р. | 99, 102 |
| Львов А.Е. | 91, 92, 93 |
| Лютова Е.Н. | 34 |
| Ляпин А.А. | 154, 158, 161, 162 |
| Мадиров Э.И. | 169 |
| Макарова И.А. | 29, 30, 32 |
| Максимова Г.М. | 214 |
| Малашкевич Г.Е. | 102, 148 |
| Мальшев А.И. | 210 |
| Марисов М.А. | 35 |
| Марисов М.А. | 157, 159 |
| Маркелов А.С. | 31 |
| Мартынова К.А. | 171 |
| Марычев М.О. | 167 |
| Матвеев В.А. | 108 |
| Маякова М.Н. | 35, 96 |
| Мелкозерова М.А. | 107 |
| Михайлов А.Н. | 24 |
| Михеев А.В. | 164 |
| Мишкин В.П. | 25, 34, 158 |
| Можевитина Е.Н. | 101, 168 |
| Морозов О.А. | 112 |
| Мызина В.А. | 105 |
| Наумов А.К. | 112 |
| Низамутдинов А.С. | 62, 157, 159, 169 |
| Николов В.С. | 167 |
| Никольская А.А. | 24 |
| Нищев К.Н. | 25, 34, 61, 66, 95, 160 |
| Новиков М.А. | 163 |
| Новопольцев М.И. | 95 |
| Осико В.В. | 144, 160, 171 |

| | |
|-------------------|---|
| Остаточников В.А. | 146 |
| Охримчук А.Г. | 65 |
| Павлов В.В. | 35, 158 |
| Павлов Д.А. | 24 |
| Палеари А. | 99, 102 |
| Пархоменко Ю.Н. | 86 |
| Перов А.А. | 211 |
| Перунин И.Ю. | 166 |
| Пестряков Е.В. | 148 |
| Петров П.В. | 203 |
| Петрова О.Б. | 90, 94, 100 |
| Поминова Д.В. | 97 |
| Поносова А.А. | 64 |
| Попова М.Н. | 85 |
| Пройдакова В.Ю. | 35, 106 |
| Прохоров А.П. | 163, 165 |
| Прохоров Ал.П. | 163 |
| Пыненков А.А. | 25 |
| Пыненков А.А. | 61 |
| Пятаев М.А. | 212 |
| Пятаев Н.А. | 26 |
| Рахимов Н.Ф. | 62 |
| Рубаха В.И. | 165 |
| Рульков А.С. | 211 |
| Рунина К.И. | 94 |
| Рябочкина П.А. | 26, 27, 105, 109, 154, 158, 161, 162, 170 |
| Савикин А.П. | 166 |
| Сайфутяров Р.Р. | 100 |
| Салимгареев Д.Д. | 91, 92, 93 |
| Сапега В.Ф. | 207 |
| Сахарова Н.А. | 109 |
| Сверчков С.Е. | 64 |
| Севостьянова Т.С. | 100 |
| Севрюкова А.Н. | 163, 165 |
| Семашко В.В. | 35, 62, 146, 157, 158, 159, 169, 170 |
| Семенов С.Л. | 64 |
| Сергеев В.А. | 23 |
| Сигаев В.Н. | 99, 102, 148 |
| Сидоров Г.Ю. | 22 |
| Симановский Д.В. | 108, 167 |
| Слышкина Е.Д. | 90 |
| Смаев М.П. | 65 |
| Смирнов Д.С. | 204 |
| Смирнова Н.Н. | 87 |
| Соболев Н.А. | 24 |
| Соловьёва А.В. | 110 |
| Сомов Н.В. | 87, 103 |
| Степанова И.В. | 90 |
| Судьин Ю.И. | 30 |
| Сурат Л.Л. | 107 |
| Сухоруков Г.Б. | 26 |

| | |
|-----------------|-----------------------|
| Табачкова Н.Ю. | 86 |
| Тавлеев А.А. | 63 |
| Тарабрин М.К. | 156 |
| Тележников А.В. | 213 |
| Тетельбаум Д.И. | 24 |
| Титаренко Н.Ю. | 63 |
| Томилин О.Б. | 61 |
| Томилов С.М. | 156 |
| Трушин В.Н. | 31 |
| Тютюнник А.П. | 107 |
| Усламина М.А. | 160 |
| Усов С.В. | 155 |
| Ушаков С.Н. | 66, 160 |
| Фаддеев М.А. | 104 |
| Фаизов Р.Р. | 30 |
| Фарухшин И.И. | 159 |
| Федоров П.П. | 35, 96, 106, 154, 160 |
| Федосеев Е.А. | 113 |
| Фирстов С.В. | 61 |
| Фоменков Е.В. | 22 |
| Фролов И.В. | 23 |
| Хлынина П.О. | 35 |
| Хомяков А.В. | 94, 100, 101 |
| Хотченкова Т.Г. | 148 |
| Хрущалина С.А. | 26, 162 |
| Цветков В.Б. | 63, 64 |
| Чабушкин А.Н. | 105, 161, 162 |
| Чернов М.В. | 154 |
| Черняева О.Ю. | 25 |
| Чупрунов Е.В. | 87, 103 |
| Чуфаров А.Ю. | 107 |
| Чухловина Т.В. | 111 |
| Шавельев А.А. | 146, 157 |
| Шакиров А.А. | 157 |
| Шимко А.Н. | 148 |
| Шорохов А.В. | 212 |
| Щукарев И.А. | 28 |
| Юрлов И.А. | 27 |
| Ярынкина Е.А. | 32 |

AUTHOR INDEX

| | |
|------------------|-------------------------|
| Aglyamov R.D. | 141 |
| Akhtaymov O.R. | 175 |
| Akinshev K.A. | 47 |
| Akkuzina A.A. | 124 |
| Alimov O.K. | 199 |
| Andreev P.V. | 133, 134, 138 |
| Anurova M.O. | 124 |
| Arshinova I.D. | 198 |
| Artemov S.A. | 190 |
| Avetissov I. Ch. | 124, 131, 196 |
| Azarova E.S. | 222 |
| Baklanova Y.V. | 137 |
| Belov A.I. | 42 |
| Belyaev A.N. | 190 |
| Blokhina A.G. | 117 |
| Borik M.A. | 135 |
| Boryakov A.V. | 134 |
| Boyarkina O.V. | 78 |
| Budruev A.V. | 194 |
| Bushunov A.A. | 184 |
| Cefalas A.S. | 38 |
| Chabushkin A.N. | 135, 189, 190 |
| Chernov M.V. | 182 |
| Christofilos D. | 38 |
| Chufarov A.Y. | 137 |
| Chukhlovina T.V. | 140 |
| Chuprunov E.V. | 117, 133 |
| Chuvilina E.L. | 125 |
| Denisov B.N. | 142 |
| Dolganov A.V. | 44 |
| Doroshenko M.E. | 174, 199 |
| Dunaeva E.E. | 140 |
| Egorov A.S. | 194 |
| Egorova A.E. | 138 |
| Ermolaeva E.V. | 124 |
| Faddeev M.A. | 134 |
| Farukhshin I.I. | 187 |
| Fedorov P.P. | 125, 126, 136, 182, 188 |
| Fedoseev E.A. | 142 |
| Firstov S.V. | 78 |
| Fomenkov E.V. | 40 |
| Frolov I.V. | 41 |
| Gadomsky O.N. | 45 |
| Gasanov A.A. | 125 |
| Gavriil V. | 38 |
| Gazhulina A.P. | 128 |
| Gilgur D.M. | 128 |
| Golubev N.V. | 129, 132, 176 |

| | |
|---------------------|-------------------------|
| Gorieva V.G. | 186 |
| Gribko V.V. | 46, 191 |
| Grigor'kin A.A. | 218 |
| Grigoriev S.A. | 39 |
| Grishechkin M.B. | 131 |
| Grishin I.A. | 194 |
| Gusakovskay A.A. | 133 |
| Guschin A.V. | 133 |
| Ignat'eva E.S. | 129, 132, 176 |
| Isupova E.A. | 134 |
| Ivanov O.V. | 76, 77 |
| Ivanov V.A. | 134, 138, 195 |
| Ivleva L.I. | 140 |
| Kalistratova O.S. | 133 |
| Kamynin V.A. | 80 |
| Kazakov B.N. | 186 |
| Kazakov B.N. | 192 |
| Khomyakov A.V. | 124, 130, 131 |
| Khottchenkova T.G. | 176 |
| Khrushchalina S.A. | 43, 190 |
| Kirillova N.E. | 219 |
| Klimov E.S. | 41 |
| Knyazev A.V. | 117 |
| Knyazeva S.S. | 117 |
| Kollia Z. | 38 |
| Kolobkova E.M. | 120 |
| Komova M.G. | 127 |
| Konushkin V.A. | 199 |
| Korableva S.L. | 186, 187, 197, 198 |
| Korolev D.S. | 42 |
| Korsakov A.S. | 121, 122, 123 |
| Kouhar V.V. | 176 |
| Kourouklis G. | 38 |
| Kozulin A.S. | 219 |
| Krashennnikova O.V. | 117 |
| Krivulin N.O. | 42 |
| Kroveletskaya V.U. | 196 |
| Krutko V.A. | 127 |
| Kubanova I.A. | 78 |
| Kulebyakin A.V. | 135 |
| Kumar M. | 24 |
| Kuznetsov M.S. | 125 |
| Kuznetsov S.V. | 125, 126, 136, 182, 188 |
| Kuznetsova O.A. | 190 |
| Kyashkin V.M. | 78, 139, 186 |
| Lipina O.A. | 137 |
| Lisitskii I.S. | 125 |
| Lomonov V.A. | 139 |
| Lomonova E.E. | 135, 189 |
| Lorenzi R. | 129, 132 |
| Lovchev A.V. | 141 |

| | |
|--------------------|---|
| Lvov A.E. | 121, 122, 123 |
| Lyapin A.A. | 182, 186, 189, 190 |
| Madirov E.I. | 197 |
| Maksimova G.M. | 222 |
| Malashkevich G.E. | 132, 176 |
| Malyshev A.I. | 219 |
| Marisov M.A. | 185, 187 |
| Markelov A.S. | 46 |
| Martynova K.A. | 199 |
| Marychev M.O. | 195 |
| Matveev V.A. | 138 |
| Mayakova M.N. | 126 |
| Melkozerova M.A. | 137 |
| Mikhaylov A.N. | 42 |
| Mikheev A.V. | 192 |
| Mishkin V.P. | 186 |
| Morozov O.A. | 141 |
| Mozhevitina E.N. | 131, 196 |
| Myzina V.A. | 135 |
| Naumov A.K. | 141 |
| Nikolov V.S. | 195 |
| Nikolskaya A.A. | 42 |
| Nishchev K.N. | 78, 188 |
| Nizamutdinov A.S. | 79, 185, 187, 197 |
| Novikov M.A. | 191 |
| Osiko V.V. | 125, 174, 188, 199 |
| Ostatochnikov V.A. | 175 |
| Paleari A. | 129, 132 |
| Pavlov D.A. | 42 |
| Pavlov V.V. | 38, 186 |
| Perunin I.Y. | 194 |
| Pestryakov E.V. | 176 |
| Petrova O.B. | 120, 124, 130 |
| Plotnichenko V.G. | 125 |
| Pominova D.V. | 127 |
| Popova M.N. | 116 |
| Proidakova V.Yu. | 136 |
| Prokhorov A.P. | 191, 193 |
| Prokhorov Al.P. | 191 |
| Pyataev M.A. | 220 |
| Pyataev N.A. | 43 |
| Pynenkov A.A. | 78 |
| Rakhimov N.F. | 79 |
| Rubakha V.I. | 193 |
| Runina K.I. | 124 |
| Ryabochkina P.A. | 43, 44, 135, 139, 182, 186, 189, 190, 198 |
| Saifutyarov R.R. | 130 |
| Sakharova N.V. | 139 |
| Salimgareev D.D. | 121, 122, 123 |
| Sarantopoulou E. | 38 |

| | |
|------------------------------|---------------------------------|
| Savikin A.P. | 194 |
| Scalbert D. | 207 |
| Semashko V.V. | 38, 79, 175, 185, 186, 187, 197 |
| Sergeev V.A. | 41 |
| Sevostjanova T.S. | 130 |
| Sevryukova A.N. | 191, 193 |
| Shakirov A.A. | 185 |
| Shavelev A.A. | 175, 185 |
| Shchukarev I.A. | 45 |
| Shimko A.N. | 176 |
| Shorokhov A.V. | 220 |
| Sidorov G.Y. | 40 |
| Sigaev V.N. | 129, 132, 176 |
| Simanovsky D.V. | 138, 195 |
| Slyshkina E.D. | 120 |
| Smirnov D.S. | 216 |
| Smirnova N.N. | 117 |
| Sobolev N.A. | 42 |
| Somov N.V. | 117, 133 |
| Spyropoulos – Antonakakis N. | 38 |
| Stepanova I.V. | 120 |
| Sukhorukov G.B. | 43 |
| Surat L.L. | 137 |
| Tarabrin M.K. | 184 |
| Tavleev A.A. | 80 |
| Telezhnikov A.V. | 221 |
| Tetelbaum D.I. | 42 |
| Titarenko N.Y. | 80 |
| Tomilin O.B. | 78 |
| Tomilov S.M. | 184 |
| Trushin V.N. | 46 |
| Tsvetkov V.B. | 80 |
| Tyutyunnik A.P. | 137 |
| Ushakov S.N. | 188 |
| Uslamina M.A. | 188 |
| Usov S.V. | 183 |
| Vasin S.V. | 76 |
| Vladimirova M. | 207 |
| Vlasov K.R. | 220 |
| Volkova T.V. | 135 |
| Voronov V.V. | 126, 136 |
| Vorontsov K.V. | 189 |
| Yurlov I.A. | 44 |
| Zakharov N.G. | 189 |
| Zaynagutdinov A.R. | 221 |
| Zazulin Y.A. | 142 |
| Zharkov M.N. | 43 |
| Zhdanov A.V. | 183 |
| Zheryakov D.V. | 135 |
| Zhluktova I.V. | 80 |
| Zhukova E.V. | 130 |

| | |
|------------------|---------------|
| Zhukova L.V. | 121, 122, 123 |
| Ziyatdinova M.Z. | 132, 176 |
| Zolotovskii I.O. | 68 |
| Zubkov V.G. | 137 |
| Zykova M.P. | 131, 196 |

Научное издание

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

**Программа и материалы
16-й Международной научной конференции-школы**

*Печатается в авторской редакции
в соответствии с представленным
оригинал-макетом*

Дизайн обложки

Подписано в печать 00.09.17. Формат 60×84 1/16.
Усл. печ. л. 12,79. Тираж 150 экз. Заказ №

Издательство Мордовского университета
Типография Издательства Мордовского университета
430005, г. Саранск, ул. Советская, 24