

Министерство образования и науки Российской Федерации
Российский фонд фундаментальных исследований
Правительство Республики Мордовия
Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарева
Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН
Научный центр волоконной оптики РАН
Нижегородский государственный университет
им. Н. И. Лобачевского
Институт химии высокочистых веществ РАН
ОАО «Электровыпрямитель»

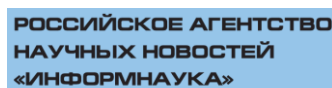
Информационные партнеры:



ЖУРНАЛ
«РОССИЙСКИЕ
НАНОТЕХНОЛОГИИ»



ЭЛЕКТРОННОЕ ИЗДАНИЕ
«НАУКА И ТЕХНОЛОГИИ
РОССИИ–STRF.RU»



РОССИЙСКОЕ АГЕНТСТВО
НАУЧНЫХ НОВОСТЕЙ
«ИНФОРМНАУКА»



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

СБОРНИК ТРУДОВ
9-Й ВСЕРОССИЙСКОЙ КОНФЕРЕНЦИИ С ЭЛЕМЕНТАМИ
МОЛОДЕЖНОЙ НАУЧНОЙ ШКОЛЫ

Саранск, 5–8 октября 2010 г.

Саранск
Издательство Мордовского университета
2010

УДК 537.533.3:621.3.049.77

ББК В3

М341

Редакционная коллегия:

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

Фомин Н. Е., Маргулис В. А., Чупрунов Е. В.

М341 **Материалы** нано-, микро-, оптоэлектроники и волоконной оптики : физические свойства и применение : сб. тр. 9-й Всерос. конф. с элементами молодежной науч. шк., Саранск, 5–8 окт. 2010 г. / редкол.: К. Н. Нищев (отв. ред.) [и др.]. – Саранск : Изд-во Мордов. ун-та, 2010. – 184 с.
ISBN 978 – 5 – 7103 – 2307 – 6

В сборник трудов включены конспекты лекций и тезисы докладов Всероссийской конференции с элементами молодежной научной 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 В3

ISBN 978 – 5 – 7103 – 2307 – 6

© Коллектив авторов, 2010

© Оформление Издательство
Мордовского университета, 2010

Сопредседатели конференции – школы:

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

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

Организационный комитет:

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

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

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

М. Ф. Чурбанов – директор ИХВВ РАН

В.В. Чибиркин – генеральный директор ОАО «Электровыпрямитель»

П. А. Рябочкина – ученый секретарь

Программный комитет:

Т. В. Антропова – д. х.н., г. С.-Петербург

В. А. Горюнов – д.ф.-м.н., г. Саранск

О. Н. Горшков – к.ф.-м.н., г. Н. Новгород

А. М. Зюзин	– д.ф.-м.н.,	г. Саранск
В. Д. Кревчик	– д.ф.-м.н.,	г. Пенза
А. С. Курков	– д.ф.-м.н.,	г. Москва
М. В. Логунов	– д.ф.-м.н.,	г. Саранск
Г. Е. Малашкевич	– д.ф.-м.н.	г. Минск
В. А. Маргулис	– д.ф.-м.н.,	г. Саранск
К. Н. Нищев	– к.ф.-м.н.,	г. Саранск (председатель)
В. Н. Сигаев	– д.х.н.,	г. Москва
С. Н. Ушаков	– к.ф.-м.н.,	г. Москва
Н. Е. Фомин	– к.ф.-м.н.,	г. Саранск

Локальный комитет:

С. А. Антошкина,
А. В. Голубьев – председатель,
А. М. Горин,
И. Н. Евтеева,
Л. А. Куликов,
О. П. Лазарева,
Н. Н. Логинов,

Н. В. Моисеев,
Ж. Д. Мягкова,
О. В. Позднякова,
Н. С. Прудских,
М. А. Пятаев,
Н. В. Щучкина,
Н. В. Янцен.

Школа организована при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта № 10-02-06817 моб_з), Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (Государственный контракт № 02.741.11.2222).

СОДЕРЖАНИЕ

ЭЛЕКТРОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В НАНОСТРУКТУРАХ 17

Лекции

В.Д. Кревчик

Пензенский государственный университет, Пенза

Оптические свойства квантовых точек с примесными центрами 18

Доклады

А.А. Григорькин, С.М. Дунаевский

Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова,
Санкт-Петербург

**Туннелирование 1D электронов через спиновый вентиль с
доменной стенкой 25**

Н.Н. Хвастунов^{1,2}

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

²Мордовский государственный педагогический институт
им. М.Е. Евсевьева, Саранск

**Динамика электрона в полупроводниковой сверхрешетке при
наличии магнитного поля 26**

В.Д. Кревчик, М.Б. Семёнов, **В.А. Рудин**, П.В. Кревчик

Пензенский государственный университет, Пенза

**Влияние температуры и диэлектрической матрицы на 2D-
туннельные бифуркации в условиях внешнего электрического поля 27**

В.Д. Кревчик, А.В. Разумов, **В.А. Гришанова**

Пензенский государственный университет, Пенза

**Управляемая модуляция примесной зоны в квантовой проволоке с
регулярной цепочкой D^0 -центров в условиях внешнего магнитного
поля 28**

В.Д. Кревчик, А.Б. Грунин, **С.А. Губина**

Пензенский государственный университет, Пенза

**Оптические свойства квантового канала с $D^{(-)}$ - центром при
наличии внешнего поперечного магнитного поля 29**

О.Д. Позднякова, А.В. Шорохов

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

**Использование бихроматического поля накачки для
параметрического усиления терагерцевого излучения
полупроводниковой сверхрешеткой 30**

Н.С. Прудских, А.В. Шорохов

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

**Влияние рассеяния на фонах на поглощение электромагнитного
излучения асимметричной квантовой проволокой 31**

<u>И.А. Кокурин</u> Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск Акустоэлектрический эффект в квазиодномерных системах со спин-орбитальным взаимодействием	32
<u>М.А. Пятаев</u> , М.А. Кокорева Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск Спектральные и транспортные свойства одномерной цепочки из наносфер	33
<u>С.Н. Ульянов</u> , М.А. Пятаев Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск Фотогальванический эффект в квантовом кольце	34

НОВЫЕ ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ МАТЕРИАЛЫ 35

Доклады

<u>Д.И. Семенцов</u> , <u>В.А. Остаточников</u> , С.В. Елисеева Ульяновский Государственный Университет, Ульяновск Зонная структура и оптические спектры дефектных сверх решеток	36
<u>А.М. Майоров</u> , М.И. Майоров, В.А. Горюнов МГУ им. Н.П. Огарёва, Саранск Использование зонда ленгмюра для определения скорости испарения эмиссионных материалов	37
<u>Б.Н. Денисов</u> , В.А. Горюнов, Е.М. Бибанина Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск Исследование зонной структуры мелкодисперсных материалов методом термостимулированной емкости	38
<u>М.А. Васютин</u> , Н.Д. Кузьмичёв Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск Нестепенной характер нелинейности вольт-амперных характеристик поликристаллических высокотемпературных сверхпроводников	39
<u>Н.Д. Кузьмичёв</u> , М.А. Васютин Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск Нелинейность вольт-амперных характеристик в образцах высокотемпературных сверхпроводников разной структуры	40
<u>А.С. Галкин</u> ¹ , С.А. Климин ¹ , Е.П. Чукалина ¹ , М.Н. Попова ¹ , Б.В. Милль ² ¹ Институт Спектроскопии РАН, Троицк, Московская область ² МГУ им М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва Магнитное упорядочение цепочечного никелата Sm_2BaNiO_5	41
<u>А.М. Грязнов</u> , А.М. Зюзин, В.В. Радайкин, С.Н. Сабеев Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск Влияние технологии сшивки на параметры спектров ЭПР сшитого полиэтилена	42

- Т.Н. Станиславчук^{1,2}, К.Н. Болдырев²**
¹Московский физико-технический институт (государственный университет), Долгопрудный, Московская область
²Институт спектроскопии РАН, Троицк, Московская область
Спектроскопическое исследование мультиферроика $\text{EuFe}_3(\text{VO}_3)_4$ 43
- Д.С. Пыталев**
 Институт Спектроскопии РАН, Троицк, Московская область
Спектроскопия высокого разрешения кристаллов для квантовой памяти: $\text{LiLuF}_4:\text{R}^{3+}$ ($\text{R}=\text{Tm}, \text{Pr}$) 44
- М.В. Нарожный, С.А. Климин**
 Институт спектроскопии РАН, Троицк, Московская область
Спектроскопия титанатов $\text{Y}_{2-x}\text{Tb}_x\text{Ti}_2\text{O}_7$ 45
- И.В. Кулеманов, Л.А. Балагуров, Е.А. Петрова, Ю.Н. Пархоменко**
 ОАО «Государственный научно-исследовательский институт редкометаллической промышленности «ГИРЕДМЕТ»», Москва
Магнетронное осаждение слоев диоксида титана с диагностикой плазмы ВЧ разряда методом оптической эмиссионной спектроскопии 46
- И.В. Кулеманов, Л.А. Балагуров, А.Ф. Орлов, Е.А. Петрова**
 ОАО «Государственный научно-исследовательский институт редкометаллической промышленности «ГИРЕДМЕТ»», Москва
Проводимость слоев диоксида титана 47
- Ю.К. Воронько, А.А. Соболев, **В.Е. Шукшин**
 Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва
Исследование оксоортосиликатов редкоземельных металлов при высоких температурах методами комбинационного рассеяния света 48
- Д.Н. Феофанов, В.В. Радайкин, А.М. Зюзин**
 Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск
Исследование температурной зависимости удельного сопротивления полупроводящего слоя полиэтилена кабельной изоляции 49
- А.В. Пискунов, В.Н. Чувильдеев, Ю.Г. Лопатин**
 Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород
Экспериментальное исследование процесса рекристаллизации микрокристаллической меди, полученной методом равноканального углового прессования 50
- Е.И. Шешунова, Н.А. Асмала**
 Самарский государственный технический университет, Самара
Синтез нитрида кремния из песка в режиме горения 51

<u>А.М. Зюзин, С.Н. Сабеев, В.В. Радайкин, М. А. Бакулин</u> Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск Дисперсия спиновых волн в трехслойных магнитных пленках	52
<u>Н.С. Крестина, В.В. Светухин, П.Е. Львов, К.В. Борисова</u> Ульяновский Государственный Университет, Ульяновск Моделирование кинетики зарождения и роста медных преципитатов в альфа-железе	53
<u>Н.А. Смоланов, Н.А. Панькин</u> Мордовский государственный университет имени Н.П.Огарева, Саранск Элементный и фазовый состав конденсата (сажи), осажденного на стенках вакуумной камеры из плазмы дугового разряда	54
<u>О.Ф. Четвертакова, Н.А. Смоланов, Н.А. Панькин, С.В. Безбородов</u> Мордовский государственный университет имени Н.П. Огарева Свойства дисперсной сажи, полученной при распылении титана в среде реакционных газов	55
<u>Е.Н. Бутусова, Д.Н. Котков, А.В. Нохрин, В.Н. Чувильдеев</u> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород Исследования механизмов распространения коррозионно-усталостных трещин в низколегированных сталях	56
<u>А.М. Зюзин, Д.А. Салкин</u> Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск Влияние высокотемпературного вакуумного отжига Eu^{2+}-содержащих люминофоров на спектры ЭПР	57
<u>А.М. Зюзин, А.Г. Бажанов</u> Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск Влияние симметрии закрепления спинов на ширину линий мод спин-волнового резонанса	58
ЛАЗЕРНЫЕ МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИИ	59
Лекции	
<u>М.Н. Попова</u> Институт спектроскопии РАН, Троицк, Московская область 50 лет лазеру. ФИАН. Свидетельство очевидца, участника	60
<u>Ю.В. Орловский</u> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва Безызлучательный перенос энергии в конденсированных средах разной пространственной размерности	61
<u>П.Г. Зверев</u> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва Твердотельные ВКР-лазеры для ИК-спектрального диапазона	62
<u>В.Б. Цветков</u> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва Влияние неоднородного тепловыделения на генерационные характеристики твердотельных лазеров на пластинчатых активных элементах	63

М.Н. Попова

Институт спектроскопии РАН, Троицк, Московская область
Фурье-спектроскопия высокого разрешения в ИСАН: история и современность

64

Доклады

А.И. Трикшеев, А.С. Курков, В.Б. Цветков

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва
Гибридный одночастотный лазер с мощностью более 300 мВт

65

А.П. Гажулина, М.О. Марычев

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

Кристаллы семейства КТР: псевдосимметрия и нелинейно-оптические свойства

66

А.А. Ершов, И.А. Чугров, А.В. Ершов

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

Влияние высокотемпературного отжига и гидрогенизации на люминесцентные свойства периодически упорядоченной системы "nc-Si/оксид с высокой диэлектрической проницаемостью"

67

Е.В. Большакова¹, А.В. Малов¹, П.А. Рябочкина¹, А.В. Попов²

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

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

Процессы безызлучательной передачи энергии между ионами активатора в кристаллах кальций-ниобий-галлиевого граната, активированного ионами Er³⁺

68

Н.Ю. Иванов, М.О. Марычев

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

Моделирование суперячеек примесных кристаллов титанил-фосфата калия и расчет их псевдосимметрии

69

Ф.А. Большииков¹, Е.В. Жариков^{2,3}, Н.Г. Захаров⁴, Д.А. Лис²,

П.А. Рябочкина¹, К.А. Субботин², О.Л. Антипов⁴

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

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

³ Российский химико-технологический университет

им. Д.И. Менделеева, Москва

⁴ Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Двухмикронная лазерная генерация на основе кристаллов NaLaGd-двойных вольфраматов и молибдатов, активированных ионами Tm³⁺

70

К.Н. Болдырев

Институт спектроскопии РАН, Троицк, Московская область

Неэквивалентные центры Yb³⁺ в нелинейных лазерных кристаллах RA₃(BO₃)₄:Yb, R=Y, Tm, Lu, Yb

71

- С.Н. Сметанин, А.С. Шурыгин, А.В. Федин**
КГТА им. В.А. Дегтярева, Ковров
SmO₄:Nd- лазер с ВКР-самопреобразованием лазерного излучения и полупроводниковой накачкой 72
- Т.В. Анфимова¹, Ю.К. Воронько², Е.В. Кузнецов¹, **О.Б. Петрова**¹,
А.В. Попов², В.Е. Шукшин²
¹Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева, Москва
²Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва
Свинцово-фторо-боратные стекла и прозрачные стеклокристаллические материалы, активированные Nd³⁺ 73
- Ю.К. Воронько¹, Л.Н. Дмитрук¹, Л.В. Моисеева¹, **О.Б. Петрова**²,
А.В. Попов¹, В.Е. Шукшин¹, М.Н. Бреховских³
¹Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва
²Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева, Москва
³Учреждение Российской академии наук Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН, Москва
Стеклование и кристаллизация в системе ВаО–В₂О₃–ВаCl₂:Nd³⁺ 74
- Д.А. Лис**, К.А. Субботин, Е.В. Жариков
Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва
Рост кристаллов со структурой шеелита, активированных ионами редкоземельных элементов 75
- А.В. Гаврилов, **М.Н. Ершков**, С.Н. Сметанин, С.А. Солохин, А.В. Федин
КГТА им. В.А. Дегтярева, Ковров
Внутрирезонаторное ВКР-преобразование ИАГ:Nd-лазерного излучения в безопасный для зрения спектральный диапазон 76
- М.Л. Лабутина**, М.О. Марычев, Н.В. Сомов
ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород
Рост, рентгеноструктурный анализ и нелинейно-оптические свойства кристаллов некоторых тартратов 77
- И.В. Степанова**, Н.Г. Горащенко, И.Ю. Янькова
РХТУ им. Д.И. Менделеева, Москва
Получение стекол состава Bi₂O₃-GeO₂, содержащих ионы хрома и железа 78
- С.В. Красильников**¹, И.В. Степанова¹, Н.Г. Горащенко¹, В.Б. Цветков²
¹Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева, Москва
²Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва
Стеклообразование и кристаллизация стекол в системе Bi₂O₃ – GeO₂ – Fe₂O₃ 79
- А.Е. Егорова**, В.А. Иванов, Н.В. Сомов, М.О. Марычев, В.Н. Портнов
ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород
Оптические свойства и особенности атомной структуры кристаллов KNaC₄H₄O₆·nH₂O 80

- А.А. Новиков**, О.Л. Антипов, Л.Н. Александров, А.П. Зиновьев
ИПФ РАН, Н. Новгород
Эффективная узкополосная параметрическая генерация в среднем ИК-диапазоне в периодически поляризованном $MgO:LiNbO_3$ 81
- Н.В. Щучкина**¹, П.А. Рябочкина¹, К.Н. Нищев¹, С.Н. Ушаков²
¹Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск
²Институт общей физики РАН, Москва
Спектроскопические свойства кристаллов кальций-ниобий-галлиевого граната, активированного ионами Ho^{3+} 82
- С.А. Антошкина**¹, Ф.А. Большиков¹, П.А. Рябочкина¹, С.Н. Ушаков²,
Д.А. Лис², К.А. Субботин², Е.В. Жариков^{2,3}
¹Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск
²Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва
³Российский химико-технологический университет
им. Д.И. Менделеева, Москва
Интенсивности сверхчувствительных переходов редкоземельных ионов (Nd^{3+} , Er^{3+} , Tm^{3+}) в кристаллах со структурой шеелита 83
- В.П. Мишкин**¹, Д.О. Филатов²
¹Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск
²Научно-образовательный центр «Физика твердотельных наноструктур», Нижний Новгород
Пространственное распределение электрического потенциала в активной области полупроводникового гетеролазера на основе $InGaAs/InGaP/GaAs$ 84
- А.В. Попов**¹, Л.Н. Дмитрук¹, Л.В. Моисеева¹, О.Б. Петрова²,
Ю.К. Воронько¹
¹Учреждение Российской академии наук Институт общей физики
им. А.М. Прохорова РАН, Москва
²Российский химико-технологический университет
им. Д.И. Менделеева, Москва
Спектроскопия стекол системы $BaO-B_2O_3-BaCl_2:Nd^{3+}$ 85

НАНОМАТЕРИАЛЫ И НАНОТЕХНОЛОГИИ 87

Лекции

- Г.Е. Малашкевич**¹, Т.Г. Хотченкова¹, Г.И. Семкова¹, В.Н. Сигаев²,
Е.В. Пестряков³
¹Институт физики имени Б.И. Степанова Национальной академии наук
Беларуси, Минск
²Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева,
Москва
³Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской
академии наук, Новосибирск
Кварцевые гель-стекла, активированные наночастицами $SeO_2:Ln^{3+}$ 88

Т.В. Антропова

Учреждение Российской академии наук ордена Трудового Красного Знамени Институт химии силикатов имени И.В. Гребенщикова РАН, Санкт-Петербург

Наноструктурированные пористые стекла на основе оксидных стеклообразующих щелочноборосиликатных систем

89

Е.В. Жариков

РХТУ им. Д.И. Менделеева, Москва

Наноструктурированная прозрачная керамика и стеклокерамика для твердотельных лазеров

90

В.С. Горелик

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

Фотонные кристаллы: их свойства и применение

92

А.В. Крайский¹, В.А. Постников², Т.Т. Султанов¹, Т.В. Миронова¹, А.А. Крайский¹

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

² ФГУ «НИИ физико-химической медицины», ФМБА России, Москва

Голографические сенсоры: физические аспекты

103

В.А. Постников¹, А.В. Крайский², Т.Т. Султанов², А.В. Хамидулин¹

¹ ФГУ «НИИ физико-химической медицины», ФМБА России, Москва

² Физический институт им. П.В. Лебедева РАН, Москва

Голографические сенсоры: химические аспекты

104

Доклады

Г.Е. Малашкевич, Г.И. Семкова, **Т.Г. Хотченкова**

Институт физики имени Б.И. Степанова Национальной академии наук Беларуси, Минск

Структурные и спектрально-люминесцентные свойства нанопорошков $\text{CeO}_2:\text{Tb}$ в кремнезёмной оболочке

105

А.Н. Горбачева¹, Г.Е. Малашкевич¹, Д.М. Фреик², Р.И. Никируй², Г.П. Шевченко³

¹ Институт физики им. Б.И. Степанова Национальной академии наук Беларуси, Минск

² Физико-химический институт Прикарпатского университета им. В. Стефаника, Ивано-Франковск

³ Институт физико-химических проблем Белорусского государственного университета, Минск

Надмолекулярная структура и оптические свойства пленок PbTe на полупроводниковых и диэлектрических подложках с наночастицами серебра и золота

106

М.В. Кузнецов^{1,2}, Ю.Г. Морозов¹

¹ Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения РАН (ИСМАН), Черноголовка

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

Наночастицы никеля с повышенной каталитической активностью

107

- А.М. Гурьянов¹, В.М. Лебедев²**
¹Самарский государственный архитектурно-строительный университет, Самара
²Петербургский институт ядерной физики, Гатчина
Пленочные микро- и наноструктуры с диэлектрическими слоями из оксидов редкоземельных элементов 108
- Н.Д. Кузьмичев, А.А. Федченко**
 Рузаевский институт машиностроения Мордовского государственного университета им. Н.П. Огарева, Рузаевка
Математическое моделирование намагниченности наноструктурного сверхпроводника второго рода 109
- А.В. Пак, Н.Г. Лебедев**
 Волгоградский государственный университет, Волгоград
Адсорбция одновалентных атомов на углеродных нанотрубках и графене 110
- М.Б. Белоненко¹, Н.Г. Лебедев²**
¹ Волгоградский государственный педагогический университет, Волгоград
² Волгоградский государственный университет, Волгоград
Эволюция лазерного импульса в пучках углеродных нанотрубок 111
- О.С. Ляпкосова, Н.Г. Лебедев**
 Волгоградский государственный университет, Волгоград
Эффект пьезопротивления в углеродных нанотрубках и графене 112
- В.В. Евстифеева, А.В. Нохрин, В.Н. Чувильдеев**
 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород
Экспериментальное исследование структуры и механических свойств нано-ультрадисперсных псевдосплавов W-Ni-Fe 113
- Н.А. Панькин, Н.А. Смоланов**
 Мордовский государственный университет имени Н.П.Огарева, Саранск
Бомбардировка кластеров Ti₁₃ ионами титана с энергией 100–1000 эВ: МД-модель 114
- А.М. Зюзин¹, К.Н. Нищев¹, Е.Е. Ломонова², К.В. Саврасов¹, А.А. Пыненков¹, С.Н. Ушаков²**
¹ Мордовский государственный университет имени Н.П. Огарева, Саранск
² Научный центр лазерных материалов и технологий ИОФ РАН им. А.М. Прохорова, Москва
Исследование наноструктурированных монокристаллов ЧСЦ методом ЭПР 115
- М.А. Борик¹, А.В. Кулебякин¹, Е.Е. Ломонова¹, В.А. Мызина¹, Н.Ю. Табачкова²**
¹ Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва
² Московский институт стали и сплавов, Москва
Влияние химического состава на структуру кристаллов ЧСЦ 117

Лекции

А.С. Курков*Институт общей физики им.А.М.Прохорова РАН, Москва***Гольмиевые волоконные лазеры двухмикронного диапазона**

120

А.А. Фотиади^{1,2}, E. Preda¹, P. Mégret¹¹ *University of Mons, Belgium*² *Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург***Вынужденное рассеяние Мандельштама–Бриллюэна в оптических волокнах и волоконных лазерах**

124

Доклады

Я.Э. Садовникова¹, А.С. Курков²¹ *Московский государственный университет приборостроения и информатики, Москва*² *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва***Иттербиевый волоконный лазер с многомодовой брэгговской решеткой**

125

Э.Ю. Великанова, Н.Г. Горащенко*Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева, Москва***Стеклообразование в системе $Bi_2O_3-SiO_2-P_2O_5$**

126

Д.В. Кондратьев, Н.Г. Мигранов*Башкирский государственный педагогический университет им. М. Акмуллы, Уфа***Современные материалы оптоэлектроники и анизотропные жидкости**

127

И.О. Золотовский, М.С. Явтушенко, Д.И. Семенцов*Ульяновский государственный университет, Ульяновск***Динамика частотно-модулированных импульсов параболической формы в неоднородных по длине активных световодах**

128

*Ю.И. Чигиринский, **М.В. Карзанова**, Ю.И. Калинина**Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород***Определение оптимального состава вольфрам-теллуридного стекла**

133

М.Е. Ворончихина¹, Н.Г. Горащенко¹, В.Б. Цветков²¹ *Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева, Москва*² *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва***Кристаллизация стекол в системе $Bi_2O_3-GeO_2$**

134

- И.А. Попов, Т.Н. Соколова, А.В. Конюшин, Е.Л. Сурменко**
 НПФ «Прибор-Т» Саратовский государственный технический
 Университет, Саратов
**Макет лазерной установки на основе волоконного лазера для
 изготовления автоэмиссионных катодов из монолитного
 стеклоуглерода** 135
- Э.Н. Руманов, **О.Е. Ячменева**
 Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения
 (ИСМАН) РАН, Черноголовка, Московская область
**Моделирование волны пробоя в волоконном световоде в режиме
 медленного горения** 136
- И.А. Дроздова, Т.В. Антропова**
 Учреждение Российской академии наук ордена Трудового Красного
 Знамени Институт химии силикатов имени И.В. Гребенщикова РАН,
 Санкт-Петербург
**Особенности структуры фотохромных кварцовидных стекол по
 данным электронной микроскопии** 137
- И.А. Краев, А.Н. Моисеев, В.В. Дорофеев, А.В. Чилисов**
 Институт химии высокочистых веществ РАН, Нижний Новгород
**Высокочистые теллуридные стекла системы $TeO_2-ZnO-Na_2O-$
 Bi_2O_3** 138
- А.Е. Курганова**
 Институт химии высокочистых веществ РАН, Нижний Новгород
**Поведение макрокомпонентов при вакуумной дистилляции
 расплава стекол системы As-Se** 139
- А.С. Лобанов**
 Институт химии высокочистых веществ РАН, Нижний Новгород
**Аморфные слои $(TeO_2)_{1-x}(WO_3)_x$, осажденных на внутреннюю
 поверхность опорной трубки окислением хлоридов в разряде
 низкотемпературной плазмы** 140
- С.С. Алешкина, М.Е. Лихачев, А.Д. Прямыков, Д.А. Гапонов, А.Н. Денисов,
 С.Л. Семенов, М.М. Бубнов, М.Ю. Салганский, А. Н. Гурьянов**
 Научный центр волоконной оптики, Москва
 Институт химии высокочистых веществ, Нижний Новгород
**Световоды с большим полем моды на основе брэгговских
 световодов с микроструктурированной сердцевиной** 141
- Д.Ю. Ерин, П.А. Кашайкин, К.Н. Нищев, А.П. Сивко, С.А. Смирнов, **В.И.
 Чуйкин**
 Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск
**Оптические и магнитные свойства барий-литиевой
 стеклокерамики, активированной ионами переходных металлов** 142
- К.Н. Нищев, С.А. Смирнов, **Д.А. Танякин**
 Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск
**Синтез и исследование физических свойств галлий-содержащей
 стеклокерамики, легированной никелем** 144

- К.Н. Нищев, М.С. Панкратов, С.А. Смирнов
Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск
Оптические и магнитные свойства литиево-германатных стекол, легированных хромом 146
- С.В. Глушкин, К.Н. Нищев, С.А. Смирнов, В.А. Юдин
Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск
Синтез и исследование физических свойств алюмо-силикатных оптических стекол, активированных висмутом 147
- Л.И. Булатов, В.М. Машинский, В.В. Двойрин, О.И. Медведков, С.А. Васильев, Ю.П. Яценко, Е.М. Дианов
ИЦВО РАН, Москва
Фотоиндуцированные изменения люминесцентных свойств висмутовых центров в алюмосиликатных волоконных световодах под действием ультрафиолетового и видимого излучений 149
- М.С. Астапович, А.Ф. Косолапов, А.Н. Архангельский, В.Г. Плотниченко
Научный центр волоконной оптики РАН, Москва
Калориметрический метод измерения коэффициента объемного поглощения света в высокочистых теллуридных стёклах 150
- А.Ф. Косолапов¹, М.С. Астапович¹, Ю.П. Яценко¹, В.О. Назарьянц¹, В.Г. Плотниченко¹, Е.М. Дианов¹, А.Н. Моисеев², М.Ф. Чурбанов², В.В. Дорофеев², А.В. Чилясов², Г.Е. Снопатин²
Научный центр волоконной оптики РАН, Москва
Институт химии высокочистых веществ РАН, Нижний Новгород
Микроструктурированные волоконные световоды из высокочистого теллуридного стекла $68\text{TeO}_2\text{-}22\text{WO}_3\text{-}8\text{La}_2\text{O}_3\text{-}2\text{Bi}_2\text{O}_3$ для генерации суперконтинуума 151
- В.В. Вельмискин, О.Н. Егорова, С.Л. Семёнов
Научный центр волоконной оптики РАН, Москва
Порошковый метод создания легированных оптических материалов на основе кварцевого стекла для активных волоконных световодов 152
- А.Н. Денисов, А.Е. Левченко, С.Л. Семенов, Е.М. Дианов
Научный центр волоконной оптики РАН, Москва
Двулучепреломляющие микроструктурированные световоды с низкой асимметрией поля моды 153
- РАДИОТЕХНИЧЕСКИЕ
И ИНФОРМАЦИОННЫЕ СИСТЕМЫ** 155
- Доклады**
- А.В. Баранов, О.П. Витковский
Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск
Устройство синхронизации системного времени и мониторинга подвижных объектов 156
- А.В. Брагин, Д.В. Пьянзин, С.А. Четвергов
Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарева, Саранск
Локальная система управления освещением по радиоканалу 157

<u>А.В. Брагин</u>, М.В. Логунов, Д.В. Пьянзин Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарева, Саранск Анализ изображений доменных структур с лабиринтными и цилиндрическими доменами	158
<u>А.М. Горин</u>, М.В. Логунов, А.В. Спирин, Д.Д. Ступин, А.Н. Чалдышкин Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск Стенд для программирования и изучения микроконтроллеров MICROCHIP PICmicro	159
А.М. Горин, М.В. Логунов, <u>А.В. Спирин</u> , Д.Д. Ступин Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск Программное и аппаратное обеспечение для контроля и управления удалёнными объектами по беспроводным линиям связи	160
В.М. Бардин, <u>Д.А. Борисов</u> Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, Саранск Инверторная сварочная техника нового поколения	161
В.М. Бардин, <u>А.В. Пивкин</u> Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск Электрические модели сварочной дуги	162
<u>Д.О. Сыромясов</u> , Б.Н. Денисов Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарёва, Саранск Индукцированные светом диодные структуры на поверхности полупроводника	163
М.В. Логунов, М.В. Герасимов, <u>Н.Н. Логинов</u> , Д.С. Кашкин Мордовский госуниверситет им. Н.П. Огарева, Саранск Дифракция света на перестраиваемой фазовой решетке	164
<u>А.С. Петрухин</u> , Б.Н. Денисов Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск Фотопотенциометр на основе оптрона	165
<u>Я.А. Зазулин</u> , Б.Н. Денисов Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарева, Саранск Способ амплитудной модуляции за счет управления кинетикой переходного процесса РС-фильтра	166
АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ	167
ФОТООТЧЕТ ВНКШ-2009	173

ЭЛЕКТРОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В НАНОСТРУКТУРАХ

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КВАНТОВЫХ ТОЧЕК С ПРИМЕСНЫМИ ЦЕНТРАМИ

В.Д. Кревчик

Пензенский государственный университет, Пенза

Введение

В настоящей лекции рассматривается ситуация, когда в процессе возбуждения фотолюминесценции светом накачки в квантовой точке (КТ) возможно образование комплексов $A^+ + e$, представляющих собой дырку, локализованную на A^0 - центре и взаимодействующую с электроном, локализованным в основном состоянии КТ. Кулоновское взаимодействие между дыркой локализованной на A^0 - центре и электроном учитывается в рамках адиабатического приближения в модели потенциала нулевого радиуса. Для сферически – симметричной КТ анализируется влияние кулоновского потенциала на энергию связи примесных комплексов и коэффициент примесного поглощения квазиульмерной структуры с $A^+ + e$ - центрами.

1. Влияние кулоновского взаимодействия на энергетический спектр комплексов $A^+ + e$ в сферически-симметричной квантовой точке

Рассмотрим задачу о связанных состояниях дырки в комплексе $A^+ + e$, в КТ, потенциал конфинмента которой моделируется сферически - симметричной потенциальной ямой с бесконечно высокими стенками (модель “жестких стенок”). Будем предполагать, что в процессе фотовозбуждения дырка объединяется с нейтральным акцептором A^0 с образованием A^+ - центра. Взаимодействие электрона, локализованного в основном состоянии КТ с дыркой, локализованной на A^0 -центре, рассматривается в рамках адиабатического приближения. Как известно [1], адиабатическое приближение приводит к задаче об изотропном трехмерном гармоническом осцилляторе. Характерными длинами задачи являются: a_e и a_h – эффективные боровские радиусы электрона и дырки соответственно; R_0 – радиус КТ; λ_n^{-1} – радиус локализации дырки на A^0 -центре; a_n – характерная длина осциллятора. Теоретическое рассмотрение проводится в рамках метода эффективной массы, т.е. в предположении, что все характерные длины велики по сравнению с постоянной решетки. Рассмотрим случай $\lambda_n^{-1} \ll R_0$ и учтем взаимодействие электрона и дырки, локализованной на A^0 -центре. Электронный потенциал $V_{nlm}(\vec{r})$, действующий на дырку, можно считать усредненным по движению электрона (адиабатическое приближение),

$$V_{n,l,m}(\vec{r}) = -\frac{e^2}{\varepsilon} \int_0^{R_0} \frac{|\psi_{n,l,m}(\vec{r}_e)|^2}{|\vec{r} - \vec{r}_e|} d\vec{r}_e, \quad (1)$$

так что на дырку, в случае $l=m=0$, будет действовать сферически-симметричный потенциал вида [1]:

$$V_{n,0,0}(r) = -\frac{e^2 \beta_n^s}{\varepsilon R_0} + \frac{m_h^* \omega_n^2 r^2}{2}, \quad (2)$$

где

$$\beta_n^s = \gamma_0 - \text{Ci}(2\pi n) + \ln(2\pi n), \quad (3)$$

$\gamma_0 = 1,781$ - постоянная Эйлера; $\text{Ci}(x)$ - интегральный косинус; ε - диэлектрическая проницаемость вещества КТ; а ω_n частота определяется следующим соотношением

$$\hbar \omega_n = \left[(2\hbar^2 \pi^2 n^2 e^2) / (3m_h^* R_0^3 \varepsilon) \right]^{1/2}. \quad (4)$$

Уровни энергии такого осциллятора даются в виде

$$E_{n_1, n_2, n_3}^{n, 0, 0} = -\frac{e^2}{\varepsilon R_0} \beta_n^s + \hbar \omega_n \left(n_1 + n_2 + n_3 + \frac{3}{2} \right), \quad (5)$$

а соответствующие одночастичные волновые функции запишутся как

$$\Psi_{n_1, n_2, n_3}^n(x, y, z) = C_n \exp\left(-\frac{x^2 + y^2 + z^2}{2a_n^2}\right) H_{n_1}\left(\frac{x}{a_n}\right) H_{n_2}\left(\frac{y}{a_n}\right) H_{n_3}\left(\frac{z}{a_n}\right), \quad (6)$$

где $C_n = \left[2^{n_1+n_2+n_3} n_1! n_2! n_3! \pi^{3/2} a_n^3 \right]^{-1/2}$; $a_n = \sqrt{\hbar / (m_h^* \omega_n)}$; $H_n(x)$ - полиномы Эрмита; n_1, n_2, n_3 - квантовые числа, соответствующие энергетическим уровням гармонического осциллятора.

Для определения энергии связи дырки в комплексе $A^+ + e$ в адиабатическом приближении необходимо построить одночастичную функцию Грина $G(r, R_a; E_{\lambda n})$ к уравнению Шредингера:

$$G(r, R_a; E_n^{A^+ + e}) = - \sum_{n_1, n_2, n_3} \frac{\Psi_{n_1, n_2, n_3}^{n*}(x_a, y_a, z_a) \Psi_{n_1, n_2, n_3}^n(x, y, z)}{|E_n^{A^+ + e}| + \hbar \omega_n (n_1 + n_2 + n_3)}, \quad (7)$$

где $|E_n^{A^+ + e}| = |E_{\lambda n}| - e^2 \beta_n^s / (\varepsilon R_0) + 3\hbar \omega_n / 2$ - энергия связи дырки в комплексе $A^+ + e$, отсчитываемая от уровня энергии основного состояния осцилляторной сферически-симметричной потенциальной ямы; $E_{\lambda n} = -\hbar^2 \lambda_n^2 / (2m_h^*)$.

Для функции Грина с учетом (6) получим

$$G(\vec{r}, \vec{R}_a, E_n^{A^+ + e}) = G_0(\vec{r}, \vec{R}_a, E_n^{A^+ + e}) + G_{reg}(\vec{r}, \vec{R}_a, E_n^{A^+ + e}), \quad (8)$$

где расходящаяся и регуляризованная части функции Грина соответственно равны

$$G_0(\vec{r}, \vec{R}_a, E_n^{A^+ + e}) = -\frac{1}{2\pi^{5/2} a_n^2 \hbar \omega_n} \frac{e^{-\sqrt{2\varepsilon_{\lambda n}} \frac{|\vec{r} - \vec{R}_a|}{a_n}}}{|\vec{r} - \vec{R}_a|}, \quad (9)$$

$$G_{reg}(\bar{r}, \bar{R}_a, E_n^{A^+ + e}) = \frac{1}{\pi^3 2^{3/2} a_n^3 \hbar \omega_n} \int_0^\infty dt e^{-t \varepsilon_{\lambda n}} \left[\exp \left\{ \frac{2e^{-t} (\bar{r} \bar{R}_a) - e^{-2t} (r^2 + R_a^2)}{a_n^2 (1 - e^{-2t})} \right\} \times \right. \\ \left. \times e^{-\frac{r^2 + R_a^2}{2a_n^2} (1 - e^{-2t})^{-3/2}} - \frac{1}{t \sqrt{t}} e^{-\frac{(\bar{r} - \bar{R}_a)^2}{2a_n^2 t}} \right]. \quad (10)$$

Используя стандартную процедуру метода потенциала нулевого радиуса [2], получим уравнение, определяющее зависимость энергии связи дырки $|E_n^{A^+ + e}|$ в комплексе $A^+ + e$ от параметров КТ и квантового числа n :

$$\eta_i = \sqrt{|E_n^{*A^+ + e}|} + \frac{2}{\sqrt{\gamma_n \pi}} \int_0^\infty dt e^{-\frac{\gamma_n t}{2} |E_n^{*A^+ + e}|} \left[\frac{1}{2t \sqrt{2t}} - \frac{\exp \left(-\frac{R_0^{*2} R_a^{*2} (1 - e^{-t})}{\gamma_n (1 + e^{-t})} \right)}{(1 - e^{-2t})^{3/2}} \right], \quad (11)$$

где $E_n^{*A^+ + e} = |E_n^{A^+ + e}| / E_h = \eta_n^2 - \frac{2\beta_n^s}{R_0^*} + 3\gamma_n^{-1}$; $\gamma_n = \sqrt{6R_0^* R_a^*} / (2\pi n)$; $R_a^* = R_a / a_n$; $\eta_i = \sqrt{|E_i|} / E_h$.

На рис.1 можно проследить влияние квантового состояния электрона на энергию связи дырки в комплексе $A^+ + e$. Из рис.1 видно, что энергия связи дырки $|E_n^{*A^+ + e}|$ возрастает с увеличением радиального квантового числа n электрона, что связано с уменьшением энергии кулоновского взаимодействия между электроном и дыркой в комплексе $A^+ + e$. Таким образом, при изменении квантового состояния электрона имеет место своеобразный “эффект отдачи” обусловленный изменением энергии связи локализованной дырки в поле адиабатического потенциала электрона.

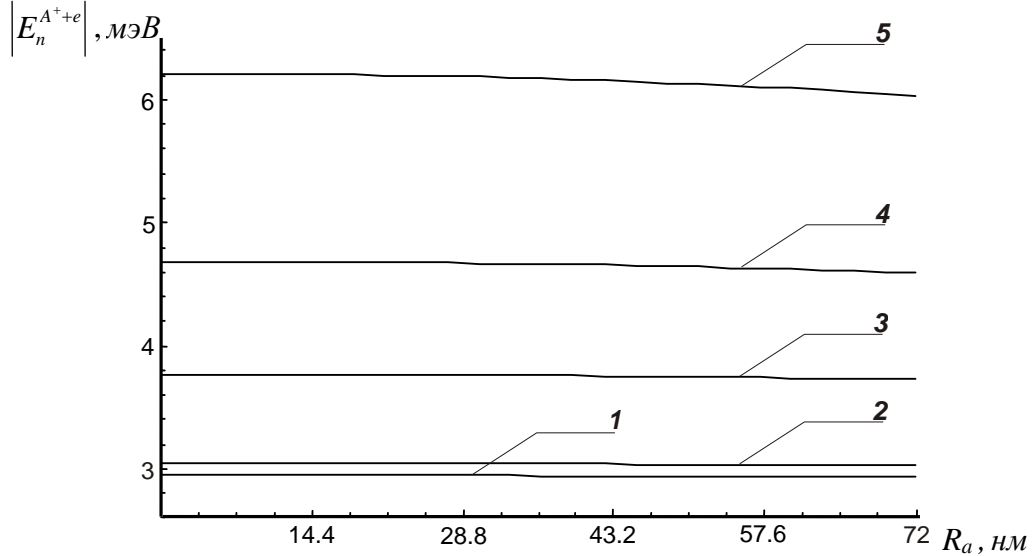


Рис. 1 Зависимость энергии связи дырки в комплексе $A^+ + e$ в случае КТ InSb ($R_0 = 72 \text{ нм}$, $|E_i| = 5 \text{ мэВ}$) от координаты A^+ -центра при различных значениях радиального квантового числа электрона n : 1 – $n = 1$; 2 – $n = 2$; 3 – $n = 3$; 4 – $n = 4$; 5 – $n = 10$.

2. Кулоновские эффекты в спектрах примесного поглощения света в квазиуменьренных структурах с примесными комплексами $A^+ + e$

Рассмотрим примесное поглощение света в структурах, содержащих КТ с комплексами $A^+ + e$, с учетом кулоновского взаимодействия электрона и дырки. Для материалов с $m_e \ll m_h$ (m_e и m_h - эффективные массы электрона и дырки) кулоновский потенциал электрона, действующий на дырку, можно считать усредненным по быстрому движению электрона (адиабатическое приближение) [1]. В случае, когда электрон находится на нижнем уровне зоны размерного квантования, этот потенциал имеет минимум в центре сферически-симметричной КТ и может быть записан в виде (2).

Учет кулоновского взаимодействия приводит к появлению для дырки дополнительной потенциальной ямы [1], глубиной порядка $e^2 / \epsilon R_0$. Роль дополнительной потенциальной ямы в формировании энергетического спектра дырок существенным образом зависит от соотношения глубины ямы и энергии размерного квантования дырок. Относительный вклад этих величин зависит от размера КТ и может быть легко оценен по порядку величины. Действительно, энергия кулоновского взаимодействия пропорциональна $e^2 / \epsilon R_0$ будет больше энергии размерного квантования дырок, которая пропорциональна $\hbar^2 / m_h R_0^2$ при значениях радиусов КТ, удовлетворяющих условию $R_0 > a_h$.

Таким образом, для полупроводниковых материалов с $m_e \ll m_h$ энергетический спектр дырок определяется усредненным по движению электрона потенциалом кулоновского взаимодействия, а не размерным квантованием [1].

В этой связи механизм примесного поглощения света в квазиуменьренных структурах с примесными комплексами $A^+ + e$ может существенно отличаться от примесного поглощения света в квазиуменьренных структурах, содержащих изолированные A^+ -центры.

Это связано с существенной модификацией потенциала конфайнмента, в котором находится дырка, локализованная на A^0 -центре. Действительно в отсутствие кулоновского взаимодействия, потенциал конфайнмента описывается моделью потенциала "жестких стенок" сферически-симметричной КТ. При наличии кулоновского взаимодействия, этот потенциал заменяется потенциалом трехмерного гармонического осциллятора. Подобная замена приводит к тому, что волновые функции дырок, локализованных на A^0 -центрах, соответствующих этим состояниям, кардинально отличаются от волновых функций, описывающих их движение в отсутствие кулоновского потенциала.

С другой стороны, имеет место модификация волновых функций, описывающих конечные состояния дырок в КТ. При этом переход дырки осуществляется не в состояния размерно-квантованной зоны, а на энергетические уровни усредненного по движению электрона потенциала кулоновского взаимодействия, состояния которого описываются волновыми функциями вида

$$\psi_{n_r, l, m}^n(r, \theta, \varphi) = \sqrt{\frac{2\Gamma(l+n_r+3/2)}{a_{sn}^3 n_r! \Gamma^2(l+3/2)}} e^{-\frac{r^2}{2a_{sn}^2}} \left(\frac{r^2}{a_{sn}^2}\right)^{\frac{l}{2}} F\left(-n_r, l+\frac{3}{2}, \frac{r^2}{a_{sn}^2}\right) Y_{l, m}(\theta, \varphi), \quad (12)$$

где n - квантовое кантовое число, характеризующее состояние электрона в КТ; n_r - радиальное квантовое число дырки, $n_r=0,1,2,..$ причем

$$n_r = \frac{E}{2\hbar\omega_n} + \frac{e^2}{2\varepsilon R\hbar\omega_n} \beta_n^s - \frac{l}{2} - \frac{3}{4}; \quad F(\alpha, \beta, x) - \text{вырожденная гипергеометрическая}$$

функция. Энергетические уровни дырки в таком потенциале, при условии, что электрон находится в s - состоянии, будут определяться формулой

$$E_{n_r, l}^n = -\frac{e^2}{\varepsilon R} \beta_n^s + \hbar\omega_n \left(l + 2n_r + \frac{3}{2}\right). \quad (13)$$

Рассмотрим примесное поглощение света с линейной поляризацией в структурах с КТ содержащих комплексы $A^+ + e$ с учетом кулоновского взаимодействия электрона и дырки. Пусть A^+ -центр локализован в точке $\vec{R}_a = \vec{R}_a(0,0,0)$, локальный уровень энергии $E_{\lambda n}$ его связанного состояния расположен ниже дна параболического потенциала (1), а электрон находится в основном состоянии (s - состояние, $n=1$).

Эффективный гамильтониан H_{int} взаимодействия с полем световой волны в случае линейной поляризации будет иметь следующий вид

$$H_{\text{int}}^{(s)} = -i\hbar\lambda_0 \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2\alpha^*}{m^*2\omega}} I_0 \exp(i\vec{q}_s \vec{r}) (\vec{e}_{\lambda s} \nabla_{\vec{r}}). \quad (14)$$

Матричные элементы $M_{f, \lambda}^{(s)}$, определяющие величину силы осциллятора дипольных оптических переходов дырки из A^+ -состояния $\Psi_{\lambda n}^{(QW)}(r, \theta, \varphi, R_a, \theta_a, \varphi_a)$ в состояния $\psi_{n_r, l, m}^n(r, \theta, \varphi)$ дискретного спектра параболической зоны, в случае линейной поляризации $\vec{e}_{\lambda l}$ света запишутся как

$$M_{f, \lambda}^{(s)} = i\lambda_0 \sqrt{\frac{2\pi\alpha^* I_0}{\omega}} (E_{n_r, l}^1 - E_{\lambda 1}) \langle \psi_{n_r, l, m}^{1*}(r, \theta, \varphi) | (\vec{e}_{\lambda s}, \vec{r}) | \Psi_{\lambda 1}^s(r, \theta, \varphi) \rangle, \quad (15)$$

здесь волновая функция конечного состояния дырки $\psi_{n_r, l, m}^1(r, \theta, \varphi)$ определяется выражением (12), а волновая функция дырки локализованной на A^+ -центре, когда электрон находится в основном состоянии КТ, дается следующим выражением:

$$\Psi_{\lambda 1}^s(r) = \sqrt{\frac{\Gamma\left(\frac{3}{4} + \frac{\varepsilon_{\lambda 1}^s}{2}\right) \Gamma\left(\frac{1}{4} + \frac{\varepsilon_{\lambda 1}^s}{2}\right)}{2\pi^2 a_{s1}^3 \left(\psi\left(\frac{3}{4} + \frac{\varepsilon_{\lambda 1}^s}{2}\right) - \psi\left(\frac{3}{4} + \frac{\varepsilon_{\lambda 1}^s}{2}\right)\right)}} \left(\frac{r^2}{a_{s1}^2}\right)^{-3/4} W_{-\frac{\varepsilon_{\lambda 1}^s}{2}, \frac{1}{4}}\left(\frac{r^2}{a_{s1}^2}\right), \quad (16)$$

где

$$\varepsilon_{\lambda 1}^s = \sqrt{\frac{3R_0^*}{2\pi^2}} \left(\frac{R_0^* \eta_i^2 - 2\beta_1^s}{2}\right), \quad (17)$$

$$a_{s1}^2 = a_h^2 \sqrt{\frac{3R_0^{*3}}{2\pi^2}}, \quad (18)$$

и $k = a_e / a_h$, $W_{\alpha,\beta}(z)$ - функция Уиттекера; $\psi(z)$ - логарифмическая производная гамма-функции, а β_1^s определяется формулой (2).

Коэффициент поглощения $K^{(s)}(\omega)$ квазиульмерной структуры с комплексами $A^+ + e$ с учетом дисперсии радиусов КТ можно представить в виде

$$K^{(s)}(\omega) = \frac{2\pi N_0}{\hbar I_0} \int_0^{3/2} \sum_{n_r} \left| M_{f,\lambda}^{(s)}(\omega, \bar{R}_0 u) \right|^2 \delta \left(\frac{(8\hbar)^{1/2} e\pi}{(3\epsilon m^*)^{1/2} (\bar{R}_0 u)^{3/2}} \left(2n_r + \frac{5}{2} \right) - \frac{e\beta_1^s}{\epsilon \bar{R}_0} + |E_{\lambda 1}| - \hbar\omega \right) P(u) du, \quad (19)$$

или в боровских единицах

$$K^{(s)}(X) = \frac{2\pi N_0}{\hbar I_0 E_h} \int_0^{3/2} \sum_{n_r} \left| M_{f,\lambda}^{(s)}(X, \bar{R}_0^* u) \right|^2 \delta \left(\pi \sqrt{\frac{8}{3(\bar{R}_0^* u)^3}} \left(2n_r + \frac{5}{2} \right) - \frac{2\beta_1^s}{\bar{R}_0^*} + \eta_1^2 - X \right) P(u) du, \quad (20)$$

здесь $P(u)$ - функция Лифшица – Слезова [3], $u = R_0 / \bar{R}_0$; \bar{R}_0 - средний радиус КТ сферически симметричных квантовых точек; соответственно $\bar{R}_0^* = \bar{R}_0 / a_h$; N_0 - концентрация КТ в материале, а $X = \hbar\omega / E_h$ - энергия фотона в единицах эффективной боровской энергии E_h .

Пороговое значение энергии фотона X_{th} в боровских единицах определяется следующим выражением

$$X_{th} = \eta_1^2 + \frac{20\pi}{9\bar{R}_0^{*3/2}} - \frac{2\beta_1^s}{\bar{R}_0^*}. \quad (21)$$

На рис. 2 представлены спектральные зависимости коэффициента поглощения квазиульмерной структуры с комплексами $A^+ + e$ в случае линейной поляризации света, при переходе дырки, локализованной на A^0 - центре, в состояния адиабатического потенциала электрона для различных значений среднего радиуса КТ. При этом предполагалось, что средний радиус КТ может меняться в пределах от 58 нм до 86 нм, а концентрация КТ в диэлектрической матрице полагалась равной 10^{16} см^{-3} . Следует отметить, что минимальное значение энергии основного состояния в этом случае, ограничено величиной энергии первого уровня параболической зоны. Из рис. 2 видно, что с ростом среднего радиуса КТ коэффициент примесного поглощения значительно уменьшается (ср. рис. 2a и 2c), что обусловлено уменьшением кулоновской энергии взаимодействия электрона и дырки в комплексе $A^+ + e$. Действительно, с ростом \bar{R}_0 уровни энергии адиабатического потенциала электрона сдвигаются в сторону дна валентной зоны и расстояния между локальным уровнем энергии A^+ - центра и энергетическими уровнями параболической ямы становятся больше. При фиксированном значении \bar{R}_0 увеличение $|E_i|$ сопровождается уменьшением радиуса локализации дырки, что приводит к сдвигу края полосы примесного поглощения в коротковолновую область спектра (ср. рис. 2a и 2b). В результате растет амплитуда аperiodических осцилляций коэффициента

примесного поглощения. С ростом \bar{R}_0 , при постоянном значении $|E_i|$, ширина линий поглощения уменьшается, а число осцилляций возрастает (ср. рис. 2*b* и 2*c*), что связано с уменьшением расстояния между энергетическими уровнями адиабатического электронного потенциала.

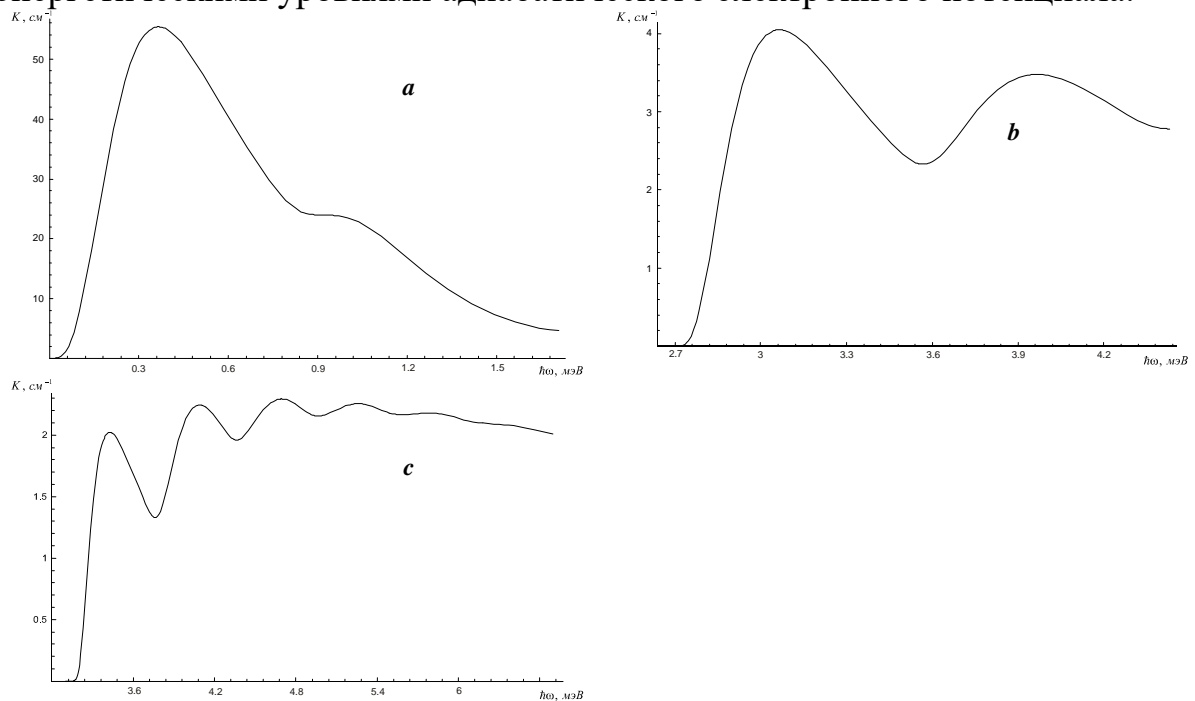


Рис. 2. Спектральная зависимость коэффициента примесного поглощения света с линейной поляризацией в КТ InSb, с примесными комплексами $A^+ + e$, для различных значений $|E_i|$ и \bar{R}_0 : *a* - $|E_i| = 2.5$ мэВ, $\bar{R}_0 = 58$ нм; *b* - $|E_i| = 5$ мэВ, $\bar{R}_0 = 58$ нм; *c* - $|E_i| = 5$ мэВ, $\bar{R}_0 = 72$ нм.

1. Екимов А.И., Онущенко А.А., Эфрос Ал. Л. Квантование энергетического спектра дырок в адиабатическом потенциале электрона // Письма в ЖЭТФ. – 2000. – Т.43, № 6. – С.292 – 294.
2. Кревчик В.Д., Грунин А.Б., Зайцев Р.В. Анизотропия магнитооптического поглощения комплексов «квантовая точка – примесный центр» // ФТП. – 2002. – Т.36, № 10. – С. 1225 – 1232.
3. Лифшиц И.М., Слезов В.В. О кинетике диффузионного распада пересыщенных твердых растворов // ЖЭТФ. – 1958. – Т.35, № 2 (8). – С.479 – 492.

ТУННЕЛИРОВАНИЕ 1D ЭЛЕКТРОНОВ ЧЕРЕЗ СПИНОВЫЙ ВЕНТИЛЬ С ДОМЕННОЙ СТЕНКОЙ

А.А. Григорькин, С.М. Дунаевский

*Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова,
Санкт-Петербург*

В последние годы значительное внимание уделяется изучению связи пространственных и спиновых степеней свободы носителей заряда в наноструктурах. Большое количество работ посвящено «спиновым вентилям» – структурам, состоящим из нескольких слоев ферромагнетиков. Сопротивление этих систем зависит от взаимной ориентации намагниченностей разных слоев, что обусловлено взаимодействием электронного спина с внутренним магнитным полем ферромагнетика.

В большинстве конструкций спиновых вентилях ферромагнитные слои разделяются тонким немагнитным слоем. Необходимость соединять различные материалы усложняет конструкцию и приводит к дополнительному рассеянию электронов на границах раздела.

В работе произведен расчет баллистической проводимости вентиля, области однородной намагниченности которого разделены магнитной доменной стенкой конечной ширины. На протяжении стенки магнитное поле поворачивается, обеспечивая плавный переход между однородно намагниченными доменами. Электронный ток течет по одномерной проволоке, расположенной перпендикулярно намагниченностям доменов.

Спектр 1D электрона в неоднородном магнитном поле доменной стенки можно найти точно аналогично [1]. Сшивая волновые функции и их производные на границах стенки, определяем коэффициенты отражения и прохождения электронов через систему.

Задача об электронном транспорте через доменную стенку схожа с задачей об отражении нейтрона от геликоидального магнитного зеркала [2]. Однако наличие разнонаправленных магнитных полей доменов резко усложняет задачу и оказывает сильное влияние на коэффициенты отражения и прохождения. В частности, однородное магнитное поле может подавлять отражение электрона с определенной ориентацией спина.

Отражение и прохождение электрона через доменную стенку носит резонансный характер и осциллирует с ростом волнового вектора падающего на стенку электрона. Интересным представляется то, что условия резонансного отражения и прохождения электрона через стенку различны для электронов с разной ориентацией спина. Это открывает возможности для использования данной системы не только в качестве спинового вентиля, но и эффективного спинового поляризатора.

М. Calvo. Phys. Rev. B, **19**, 5507 (1978)

В.Л. Аксенов, В. К. Игнатович, Ю.В. Никитенко. Письма в ЖЭТФ, **84**, 563 (2006).

ДИНАМИКА ЭЛЕКТРОНА В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ ПРИ НАЛИЧИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Н.Н. Хвастунов

*Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск
Мордовский государственный педагогический институт
им. М.Е. Евсевьева, Саранск*

В современной науке и технике существует потребность в генераторах и детекторах изучения терагерцевого (ТГц) диапазона. В качестве одного из материалов для таких устройств исследователи предлагают использовать полупроводниковую сверхрешетку [1,2]. Предложенная еще в 70-е годы классическая схема генерации не была реализована на практике в связи с тем, что в режиме генерации возникали электрические нестабильности, которые не позволяли получить усиление сигнала [3]. Возрождение интереса к данной проблеме произошло уже в начале двадцать первого века. В это время были предложены новые схемы генерации, которые в теории позволяли получить усиление сигнала в бездоменном режиме. Одной из таких схем является использование переменного поля накачки вместо постоянного [4].

Другим способом подавления нестабильностей и увеличения коэффициента усиления является введение в систему дополнительного постоянного магнитного поля, приложенного перпендикулярно электрическому полю. Данная схема была предложена еще в конце 70-х годов прошлого века Поляновским [5].

В данной работе рассматривалась динамика электрона в полупроводниковой сверхрешетке в случае скрещенных постоянных электрическом и магнитном полях при произвольных начальных условиях. Получены аналитические формулы для проекций скоростей электрона. Рассмотрены различные соотношения циклотронной и блоховской частот. Выявлено, что внесение постоянного магнитного поля, перпендикулярного электрическому, в систему сильно модифицирует вольт-амперную характеристику.

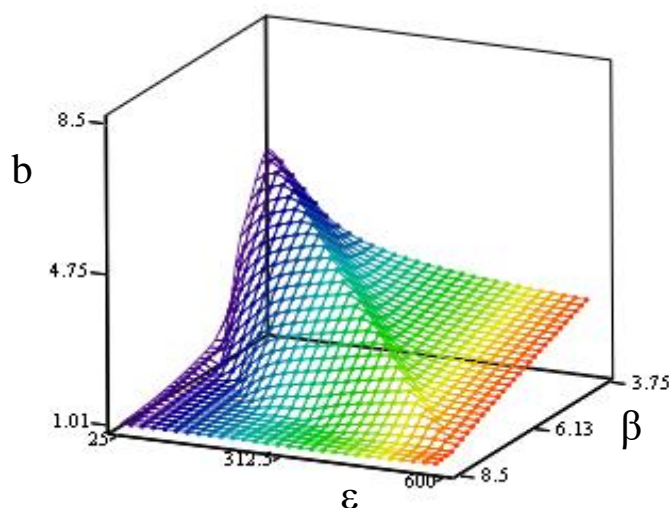
Работа выполнена при поддержке АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы» (2009-2010 годы).

1. A. Wacker, Phys. Rep. **357**, 1 (2002)
2. G. Platero, R. Aguado, Phys. Rep. **395**, 1 (2004)
3. L. Esaki, R. Tsu, IBM J. Res. Dev. **14**, 61 (1970)
4. T. Nyart, A. V. Shorokhov, K. N. Alekseev, Phys. Rev. Lett. **98**, 220404 (2007)
5. Поляновский, В.М., ФТП, **14**, 1215 (1980)

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ МАТРИЦЫ НА 2D-ТУННЕЛЬНЫЕ БИФУРКАЦИИ В УСЛОВИЯХ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

В.Д. Кревчик, М.Б. Семёнов, В.А. Рудин, П.В. Кревчик
Пензенский государственный университет, Пенза

Исследована проблема управляемости двумерного диссипативного туннелирования в системе «игла кантилевера АСМ/ СТМ – квантовая точка», или в системе взаимодействующих квантовых молекул моделируемых 2D-осциллятором потенциалом, взаимодействующим с термостатом, во внешнем электрическом поле. Методом инстантонов рассчитана вероятность 2D-туннельного переноса и исследована ее зависимость от величины внешнего электрического поля, температуры и величины относительной диэлектрической проницаемости среды – термостата. Выявлены области реализации эффекта 2D-бифуркаций и численно проанализированы соответствующие «фазовые диаграммы», определяющие границы существования 2D-бифуркаций при изменении параметров управления (обратной температуры β , относительной диэлектрической проницаемости среды – термостата ε , и параметра асимметрии 2D-потенциала системы взаимодействующих квантовых молекул b , слабо нелинейно зависящего от величины напряженности внешнего электрического поля). Соответствующая «фазовая диаграмма» приведена на рисунке. Экспериментально наблюдаемыми и устойчивыми оказываются предсказанные ранее 2D-туннельные бифуркации с диссипацией для случая параллельно туннелирующих взаимодействующих частиц.



Фазовая диаграмма реализации 2D-бифуркаций (область над поверхностью графика) в зависимости от параметров управления ε , β , b .

Данная работа выполнена в рамках тем. плана проведения фундаментальных научных исследований по заданию Рособразования, № 1.15.09.

УПРАВЛЯЕМАЯ МОДУЛЯЦИЯ ПРИМЕСНОЙ ЗОНЫ В КВАНТОВОЙ ПРОВОЛОКЕ С РЕГУЛЯРНОЙ ЦЕПОЧКОЙ D^0 -ЦЕНТРОВ В УСЛОВИЯХ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ.

В.Д. Кревчик, А.В. Разумов, В.А. Гришанова
Пензенский государственный университет, Пенза

В связи с развитием полупроводниковой наноэлектроники проблема управления энергией связи примесных состояний приобрела особый интерес вследствие новой физической ситуации, связанной с эффектом размерного квантования. В случае примесей молекулярного типа в полупроводниковых наноструктурах появляются новые возможности для управления как термами молекулярных ионов, так и шириной примесной зоны, которая может образовываться либо за счёт эффекта позиционного беспорядка, либо за счёт регулярного расположения примесных атомов в наноструктуре. Наличие внешнего магнитного поля \vec{B} приводит к усилению латерального геометрического конфайнмента наноструктуры. Поэтому, варьируя \vec{B} , можно изменять эффективный геометрический размер системы и, следовательно, изменять энергию связи примесных состояний, а также ширину примесной зоны. Это важно с точки зрения приборных приложений, поскольку появляется возможность для эффективного управления концентрацией носителей заряда в наноструктурах. В данной работе рассмотрен обобщённый вариант модели Кронига-Пенни для полимерной молекулы в виде одномерной регулярной цепочки D^0 -центров (с общим электроном), моделируемых потенциалами нулевого радиуса, в квантовой проволоке (КП) при наличии внешнего продольного магнитного поля. Получены уравнения, определяющие границы примесной зоны. Для описания одноэлектронных состояний в КП использовалась модель потенциала конфайнмента в виде потенциала двухмерного гармонического осциллятора. Исследована зависимость ширины примесной зоны $\Delta\varepsilon$ от величины внешнего магнитного поля. Показано, что величина $\Delta\varepsilon$ уменьшается с ростом \vec{B} , причём особенно значительно, когда магнитная длина оказывается меньше периода регулярной цепочки D^0 -центров. Подобная ситуация имеет место и с уменьшением периода цепочки, что связано с соответствующим уменьшением степени перекрытия электронных состояний. Выявлена также чувствительность ширины примесной зоны к радиусу КП, величине амплитуды потенциала конфайнмента и мощности потенциала нулевого радиуса. Таким образом, показана возможность эффективного управления шириной примесной зоны путём варьирования параметров наноструктуры и величины внешнего магнитного поля.

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КВАНТОВОГО КАНАЛА С $D^{(-)}$ - ЦЕНТРОМ ПРИ НАЛИЧИИ ВНЕШНЕГО ПОПЕРЕЧНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В.Д. Кревчик, А.Б. Грунин, С.А. Губина

Пензенский государственный университет, Пенза

В последние годы очевиден рост интереса к примесным состояниям в полупроводниковых наноструктурах. Это связано с чрезвычайной чувствительностью таких структур к наличию единичных дефектов, которые могут существенно изменять их транспортные и оптические свойства и приводить к появлению новых эффектов, отсутствующих в баллистических структурах. В настоящей работе рассмотрены $D^{(-)}$ - состояния в квантовом канале (КК), находящемся в поперечном магнитном поле. Для КК в z -направлении использовалась модель удерживающего потенциала квазидвумерного слоя электронного газа в виде модели "жестких" стенок (прямоугольная потенциальная яма с бесконечно высокими стенками). В качестве дополнительного латерального потенциала выбран параболический потенциал $U(y) = m^* \omega_0^2 y^2 / 2$ (ω_0 - характерная частота параболического латерального потенциала, m^* - эффективная масса электрона), который формирует канал в квазидвумерном слое. В рамках модели потенциала нулевого радиуса в приближении эффективной массы получено уравнение, определяющее зависимость энергии связи $D^{(-)}$ - состояния от параметров потенциала структуры, координат $D^{(-)}$ - центра и величины внешнего магнитного поля. Показано, что в КК имеет место пространственная анизотропия энергии связи $D^{(-)}$ - состояния. Выявлена ее высокая чувствительность к величине магнитного поля в y -направлении КК. В дипольном приближении получены аналитические формулы для коэффициентов примесного магнитооптического поглощения в КК для случая продольной и поперечной по отношению к оси КК поляризации света. Выявлен дихроизм примесного магнитооптического поглощения, связанный с изменением правил отбора для магнитного квантового числа. Показано, что спектральные линии имеют ярко выраженные осцилляции с периодом, определяемым гибридной частотой. Выявлена высокая чувствительность спектральных кривых к величине внешнего магнитного поля. Установлено, что в зависимости коэффициентов поглощения от величины внешнего магнитного поля максимум поглощения достигается всякий раз, когда разность энергий дна гибридно-квантованной подзоны и энергии примесного уровня в КК становится сравнимой с энергией фотона. Таким образом, эффект гибридизации спектра примесного магнитооптического поглощения в КК несет ценную информацию о параметрах наноструктуры и примесного центра, что, в принципе, позволяет производить идентификацию дефектов.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ БИХРОМАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ НАКАЧКИ ДЛЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО УСИЛЕНИЯ ТЕРАГЕРЦЕВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СВЕРХРЕШЕТКОЙ

О.Д. Позднякова, А.В. Шорохов

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

Полупроводниковая сверхрешетка является перспективным кандидатом в качестве рабочей среды для компактного усилителя (детектора) терагерцевого (ТГц) излучения, работающего при комнатных температурах [1]. Однако практическая реализация подобного рода устройства осложнена существованием электрических нестабильностей, ведущих к формированию низко- и высокочастотных доменов внутри наноструктуры в режиме генерации [2].

Недавно была теоретически показана возможность параметрического усиления ТГц излучения благодаря параметрическому резонансу, вызванному осцилляциями эффективной электронной массы внутри минизоны [3]. Такой режим усиления не требует работы в условиях отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) и, следовательно, может предотвратить формирование доменов внутри сверхрешетки [4]. Однако и в этом случае внутри сверхрешетки могут существовать нестабильности, связанные с абсолютной отрицательной проводимостью (АОП), хотя их области и меньше, чем области усиления.

В данной работе мы предлагаем усовершенствовать данный режим усиления и использовать вместо монохроматического поля накачки бихроматическое поле с соизмеримыми частотами. В этом случае области генерации существенно превышают области нестабильностей и, следовательно, данный режим является более предпочтительным с точки зрения практической реализации, так как позволяет подстраивать режим усиления под имеющиеся в настоящее время источники микроволнового излучения и учитывать технологические особенности изготовления устройства.

Работа поддержана АБЦП «Развитие научного потенциала высшей школы».

1. A. Wacker, Phys.Rep. **357**, 1 (2002).
2. А.А. Игнатов, В.И. Шашкин, ЖЭТФ **93**, 935 (1987).
3. T. Hyart, A.V. Shorokhov, and K.N. Alekseev. Phys. Rev. Lett. **98**, 220404 (2007).
4. K.N. Alekseev, M.V. Gorkunov, N.V. Demarina, T. Hyart, N.V. Alexeeva, A.V. Shorokhov, Europhys. Lett. **73**, 934 (2006).

ВЛИЯНИЕ РАССЕЯНИЯ НА ФОНОНАХ НА ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АСИММЕТРИЧНОЙ КВАНТОВОЙ ПРОВОЛОКОЙ

Н.С. Прудских, А.В. Шорохов

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

Необходимость исследования оптических свойств квантовых проволок обусловлена, с одной стороны, их необычными физическими свойствами, а с другой стороны, использованием их в качестве соединительных элементов наносхем, в том числе и в оптических устройствах [1]. Наличие дискретной составляющей в электронном энергетическом спектре определяет резонансный характер поглощения электромагнитного излучения, связанный с переходами между квантованными уровнями. Такие процессы могут сопровождаться одновременным рассеянием на примесях и (или) фононах. Последние процессы особенно важны, так как позволяют определить параметры фононного спектра квантовых проволок.

В данной работе исследовано влияние рассеяния на фононах на поглощение электромагнитного излучения асимметричной квантовой проволокой. Получена точная формула для коэффициента поглощения. Найдены положения резонансных пиков, их зависимость от параметров системы и фононного спектра. Исследована форма резонансных пиков. Показано, что учет дисперсии оптических фононов приводит к появлению дополнительных резонансов.

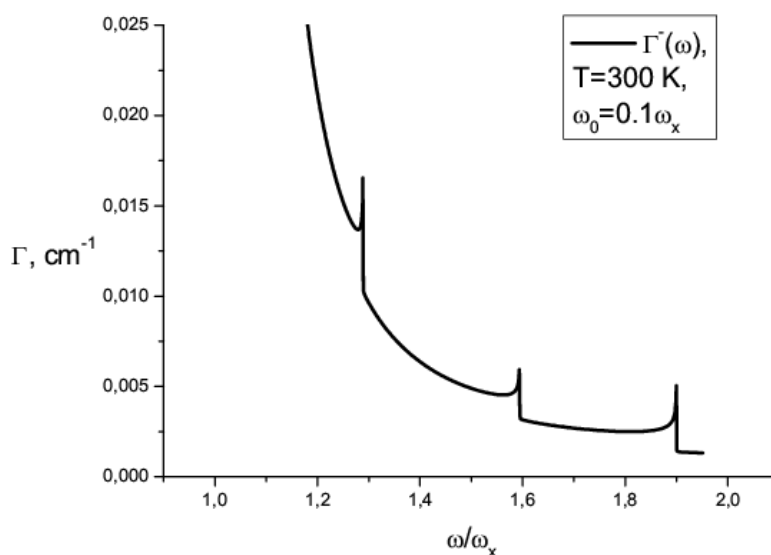


Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения электромагнитного излучения от частоты излучения при $\omega_x=1.73 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$, $\omega_x=1.2 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$, $\omega_0=0.1\omega_x$, $T=300 \text{ K}$.

Работа поддержана РФФИ (проект 08-02-01035).

1. Rossi F., Kuhn T.F. Rev. Mod. Phys. **74**, 895 (2002)

АКУСТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В КВАЗИОДНОМЕРНЫХ СИСТЕМАХ СО СПИН-ОРБИТАЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

И.А. Кокурин

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

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию акустоэлектрического (АЭ) эффекта в квазиодномерных системах со спин-орбитальным взаимодействием (СОВ) в случае баллистического транспортного режима. Мы принимаем во внимание два основных механизма СОВ, характерных для двумерного электронного газа (ДЭГ) и систем меньшей размерности (квантовых проволок и точек) на основе ДЭГ: СОВ Рашбы [1] и СОВ Дрессельхауза [2]. Поскольку для квантовых проволок с СОВ задача о нахождении одноэлектронного спектра и собственных функций может быть решена только численно, для установления общих закономерностей АЭ-эффекта мы воспользуемся явно решаемой моделью ДЭГ с СОВ на цилиндрической поверхности [3] (полупроводниковая нанотрубка).

При низких температурах взаимодействие электронов с ультразвуком можно рассматривать как прямое поглощение (эмиссию) акустических фононов электронами системы. В указанном пределе подход для расчета АЭ-тока был развит в работе [4] для системы бесспиновых электронов с простым квадратичным законом дисперсии. Рассчитанный в [4] АЭ-ток отличен от нуля лишь при звуковых частотах выше пороговой $\omega_{th} = 2mw^2 / \hbar$ (m , w – эффективная масса электрона и скорость звука соответственно). Обобщая подход [4] на случай более сложного спектра, получено аналитическое выражение для АЭ-тока. В системах с СОВ становятся возможными, индуцированные звуком переходы между состояниями, для которых знак скорости электрона $v = \partial E / \partial(\hbar k)$ противоположен знаку импульса $\hbar k$. Данное обстоятельство, вместе с возможностью межподзонных переходов в системах с СОВ, снимает вышеупомянутое ограничение на частоту звука.

Установлено, что наряду с зарядовым АЭ-током в системе возникают и спиновые токи. Оба вида токов немонотонно зависят от частоты звука, констант СОВ и магнитного поля, приложенного вдоль оси нанотрубки. Следует отметить, что управляя внешними параметрами, можно добиться ситуации, когда в системе существуют только спиновый АЭ-ток. Обсуждаются возможные приложения указанного эффекта.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №08-02-01035) и АВЦП "Развитие научного потенциала высшей школы" (проект № 2.1.1/2656).

1. Ю.А. Бычков, Э.И. Рашба, Письма в ЖЭТФ **39**, 66 (1984).
2. G. Dresselhaus, Phys. Rev. **100**, 580 (1955).
3. Л.И. Магарилл, Д.А. Романов, А.В. Чаплик, ЖЭТФ **113**, 1411 (1998).
4. V.L. Gurevich, V.B. Pevzner, G.J. Iafrate, Phys. Rev. Lett. **77**, 3881 (1996).

СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА ОДНОМЕРНОЙ ЦЕПОЧКИ ИЗ НАНОСФЕР

М.А. Пятаев, М.А. Кокорева

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

В работе исследованы спектральные и транспортные свойства периодической квазиодномерной системы, состоящей из цепочки квантовых сфер, имеющих точечные контакты друг с другом. Интерес к изучению данной системы связан с недавним открытием новых углеродных наноструктур, так называемых углеродных наностручков (carbon nanopearod), представляющих собой цепочку фуллеренов, помещенных внутрь углеродной нанотрубки [1,2].

С помощью теоремы Блоха и теории потенциалов нулевого радиуса в работе получено уравнение для определения электронного энергетического спектра системы. Затем с использованием найденного спектра получена зависимость кондактанса системы от энергии Ферми. Показано, что в общем случае спектр имеет зонную структуру, причем перекрытия зон не наблюдается, таким образом, уровень Ферми всегда пересекает не более одной зоны, и кондактанс системы не превышает одного кванта кондактанса. Кроме того, в спектре могут существовать дискретные уровни в запрещенной зоне. Этим уровням соответствуют электроны, локализованные на отдельных сферах и не участвующие в переносе электрического заряда.

При диаметрально противоположном расположении контактов система обладает цилиндрической симметрией. В этом случае в электронном транспорте могут участвовать только электроны с нулевым орбитальным моментом относительно оси системы, так как для всех остальных состояний волновая функция обращается в нуль в точках контактов. Электроны с ненулевым моментом образуют в запрещенной зоне дискретные уровни, кратность вырождения которых равна числу ячеек в цепочке, умноженному на $2l$, где l – номер уровня.

При смещении контактов от диаметрально противоположного положения (зигзагообразная цепочка) в транспорт вовлекаются электроны с ненулевым моментом, и кратность вырождения дискретных уровней понижается. При этом от уровня отщепляется узкая разрешенная зона, ширина которой растет с уменьшением расстояния между контактами.

Ширина запрещенных зон в спектре меняется также при изменении параметров контактов. В частности, при ослаблении связи между сферами ширина запрещенных зон увеличивается, а разрешенных уменьшается.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 08-02-01035).

1. B. W. Smith, M. Monthioux, D. E. Luzzi, Nature **396**, 323 (1998).
2. J. H. Warner, et al., Nano Lett. **8** (8), 2328 (2008).

ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В КВАНТОВОМ КОЛЬЦЕ

С.Н. Ульянов, М.А. Пятаев

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

Целью настоящей работы является теоретическое исследование циркулярного фотогальванического эффекта в квантовом кольце с асимметрично присоединенными проводниками. Как хорошо известно, необходимым условием для возникновения фототока в какой-либо системе является отсутствие центра инверсии. В макроскопических образцах такое нарушение симметрии, как правило, связано с асимметрией кристаллической решетки. Как показано в работе, в наноструктурах при квазибаллистическом транспортном режиме имеется новая возможность, когда нарушение симметрии может быть обусловлено геометрией системы, например асимметричным присоединением проводников.

Кольцо и подводящие проводники в работе считаются одномерными. Длина волны излучения считается много большей радиуса кольца, при этом излучение взаимодействует с электронами, только когда они находятся на кольце. Отметим, что на практике этого можно добиться с помощью непрозрачной диафрагмы, закрывающей все остальные части наноструктуры, за исключением кольца.

Для нахождения тока при наличии излучения в работе используется обобщение теории Ландауэра–Бюттикера, учитывающее неупругое рассеяние электронов на фотонах. При этом ток выражается через коэффициенты прохождения электронов, учитывающие поглощение или испускание одного или нескольких фотонов. В рамках используемого подхода возникновение фототока в системе объясняется тем, что при неупругом рассеянии электрона на фотоне меняется вероятность прохождения электрона через систему. При несимметричном присоединении проводников и циркулярной поляризации излучения изменение вероятности оказывается различным, для электронов, движущихся слева направо и справа налево.

Как показывает проведенный анализ, в результате поглощения фотона вероятность прохождения электрона может, как увеличиться, так и уменьшиться, вследствие чего фототок может изменять знак при изменении частоты падающего излучения или химического потенциала электронов. Изменение направления циркулярной поляризации приводит к изменению знака фототока. Обнаружено, что фототок в системе имеет резонансные особенности при совпадении химического потенциала электронов с дискретными энергетическими уровнями кольца. Эти особенности связаны с возрастанием времени жизни электрона на кольце и, соответственно, времени взаимодействия электрона с электромагнитной волной.

Работа выполнена при поддержке целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2009–2010 гг.)» (грант № 2.1.1/2656).

НОВЫЕ ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

ЗОННАЯ СТРУКТУРА И ОПТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ ДЕФЕКТНЫХ СВЕРХРЕШЕТОК

Д.И. Семенцов, В.А. Остаточников, С.В. Елисеева
Ульяновский государственный университет, Ульяновск

Для многих практических применений одномерных периодических структур важной задачей является прогнозируемая перестройка зонного фотонного спектра, которая, в первую очередь, должна обеспечиваться правильным выбором создаваемого в структуре дефекта. В данной работе исследуются особенности распространения плоской монохроматической волны в дефектной СПС, период которой состоит из двух слоев различного изотропного диэлектрика с диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_2 .

Дефект инверсии СПС заключается в изменении порядка следования слоев в одной из двух частей структуры. Этот тип дефектов можно определить следующими двумя формулами:

$$(M)^a (\bar{M})^b \text{ и } (\bar{M})^a (M)^b, \quad (1)$$

где $M = N_1 \cdot N_2$ – передаточная матрица не инвертируемого периода; инвертированному периоду \bar{M} отвечает передаточная матрица $M = N_2 \cdot N_1$, а величина $a + b$ - задает полное число периодов в структуре [1].

Численный расчет выполнен на примере материалов *GaAs* и *ZnS* имеющих один тип кубической симметрии $\bar{4}3m$ кристаллической решетки. Были исследованы спектры для частотного интервала, включающего только первую зону непропускания, полученные на основе соотношения:

$$T(\omega) = \frac{4}{|S_{11} + S_{12} + S_{21} + S_{22}|^2} \quad (2)$$

где $S_{\alpha\beta}$ - элементы передаточной матрицы СПС с дефектом.

Проведенный анализ показывает, что при наличии инверсии в слоисто-периодической среде, состоящей из чередующихся диэлектрических слоев с различным показателем преломления, в запрещенных зонах частотного спектра появляются узкие минизоны, отвечающие дефектным модам, интенсивность которых зависит от количества инвертируемых периодов. Также демонстрируется, что спектры дефектов структуры определяемых матрицами $(M)^a (\bar{M})^b$ и $(M)^b (\bar{M})^a$, где a и b – число периодов, идентичны.

1. Елисеева С.В., Семенцов Д.И. Кристаллография, Т.50., №4, С718-724, (2005).

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЗОНДА ЛЕНГМЮРА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТИ ИСПАРЕНИЯ ЭМИССИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

А.М. Майоров, М.И. Майоров, В.А. Горюнов

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

Данные о скорости испарения эмиссионных материалов и ее зависимости от условий работы электрода необходимы при разработке долговечных электронных приборов.

В вакуумных приборах скорость удаления материала с катода может быть измерена по данным масс-спектрометрического анализа или же с использованием способа, предложенного Беккером. Для измерений скорости удаления эмиссионного вещества с электродов в газоразрядном приборе оба эти способа не подходят.

Ток на ленгмюровский зонд зависит от геометрии и потенциала зонда относительно плазмы, а также от параметров разряда. Обычно зонды изготавливают из молибденовых или вольфрамовых проволок, имеющих работу выхода 4,35 и 4,55 эВ соответственно. Напыление на зонд эмиссионного материала электрода уменьшает работу выхода на величину, превышающую 2эВ. По скорости изменения работы выхода зонда можно судить о скорости удаления эмиссионного материала с катода. Эксперименты проводились на газоразрядной лампе с самокалящимися катодами. В качестве эмиттера использовались тройной окисел Ва, Са, Sr. Катод работал в режиме катодного пятна. Электрическая схема установки приведена на рис.1.

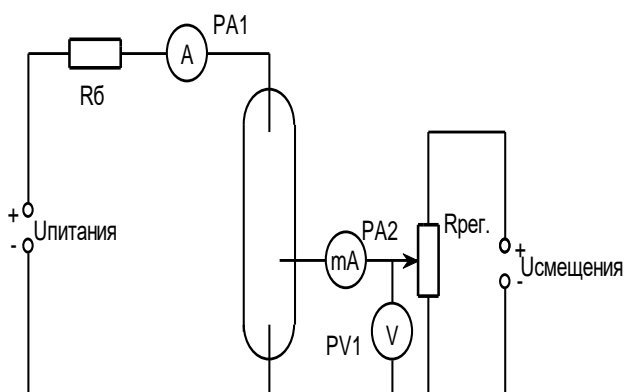


Рис. 1.

Принципиальная электрическая схема экспериментальной установки

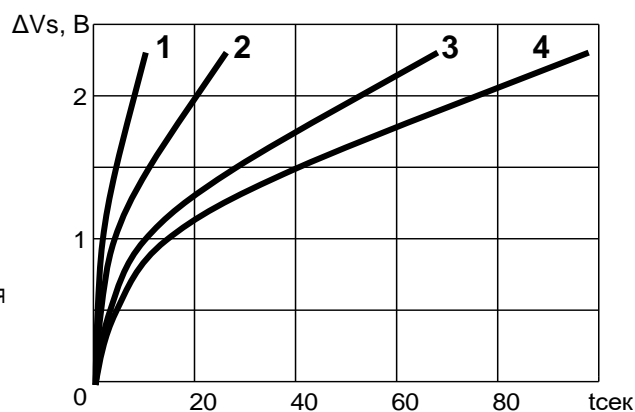


Рис. 2.

Зависимость изменения напряжения смещения от времени для различных

В лампе инициировали разряд. Прокалку зонда производили перед каждым измерением. Напряжение смещения V_s во время эксперимента изменяли так, чтобы зондовый ток, был равен нулю.

Данные рис.2 показывают, что скорость изменения ΔV_s зависит от разрядного тока и при изменении последнего от 0,3 до 0,43 А возрастает в 5 раз, что говорит о соответствующем увеличении скорости удаления эмиттера. Эти данные можно применить для определения скорости испарения эмиссионного материала катода при различных токовых нагрузках и при различных температурах катода в приборах с газовым наполнением.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗОННОЙ СТРУКТУРЫ МЕЛКОДИСПЕРСНЫХ МАТЕРИАЛОВ МЕТОДОМ ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННОЙ ЕМКОСТИ

Б.Н. Денисов, В.А. Горюнов, Е.М. Бибанина

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

Емкостные методы исследования полупроводников широко применяются для исследования примесей в полупроводниковых структурах [1]. Для исследования зонной структуры кристаллов используются термоактивационные методы: метод термостимулированной проводимости (ТСП) и термостимулированного свечения (ТВ). Исследования зонной структуры полупроводников в виде порошка возможно только методом ТВ. Разработанный ранее нами метод термостимулированной емкости (ТСЕ) для порошковых люминофоров, резко расширяет возможности термоактивационных методов исследования центров захвата [2]. Для исследования зонной схемы порошковых полупроводников (диэлектриков) необходимо заполнить ими плоский конденсатор. Емкость такого конденсатора зависит от концентрации свободных носителей в зонах [2]. Покажем, что максимум положения кривой ТСЕ совпадает с максимумом ТСП.

$$\frac{\partial C_{л.экв}}{\partial T} = \frac{x_2^2 q d_{экв} \frac{\partial n_s}{\partial T}}{U \left(\frac{1-x_2}{3} + \frac{x_2}{C_{ол}/C_0 - 1 + q n_s d_{экв} / (U C_0)} \right)^2 \left(\frac{C_{ол}}{C_0} - 1 + \frac{q d_{экв} n_s}{U C_0} \right)^2} = 0, \quad (1)$$

где n_s – концентрация неравновесных свободных носителей; x_2 – доля объема слоя, занимаемого люминофором; $d_{экв}$ – расстояние, эквивалентное расстоянию между контактами; $\tilde{N}_{\hat{y}\hat{e}\hat{a}}$ – эквивалентные емкость конденсатора, $\tilde{N}_{\hat{i}\hat{e}}$, $\tilde{N}_{\hat{e}}$ – емкость слоя в случае сплошной среды из материала люминофора в темноте и при освещении соответственно. Выражение (1) равно нулю, если $\partial n_s / \partial T = 0$. Следовательно, определяя температуру максимума кривой $C_{л.экв}(T)$, можно провести расчет глубины центров захвата, используя известные соотношения для кривых ТСП. Для реализации метода ТСЕ нами использовались планарные щелевые структуры [2]. Процессы возбуждения структуры и измерение кривых проводились в условиях, принятых для исследования кривых термостимулированной проводимости (ТСП). В результате исследования уточнена зонная схема люминофора ZnS-In.

1. Берман Л.С. Емкостные методы исследования полупроводников. – Л.: Наука, 1972. – 104 с.
2. Бибанина Е.М., Горюнов В.А., Денисов Б.Н., Никишин Е.В. Емкостной метод исследования центров захвата порошковых люминофоров. – Письма в ЖТФ. – 2000. – т.26. – вып. 11. – С.47-51.

НЕСТЕПЕННОЙ ХАРАКТЕР НЕЛИНЕЙНОСТИ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

М.А. Васютин, Н.Д. Кузьмичёв

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

Природа нелинейности вольт-амперных характеристик (ВАХ) поликристаллических высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) вблизи температуры перехода в сверхпроводящее состояние (T_c) остаётся пока невыясненной. Сложность этой задачи обусловлена наличием 3-х функций распределения по критическому току: контактов между кристаллитами (случайной сетки наноразмерных джозефсоновских переходов), самих кристаллитов и критических поверхностей в поликристалле [1]. Кроме того, необходимо учитывать перераспределение плотности тока с появлением нормальных областей при увеличении тока. Отсутствие чёткого фундаментального обоснования нелинейности ВАХ вызывает большие трудности и в прикладных исследованиях. Например, требуемый критический ток для широких сверхпроводящих лент с ВТСП-покрытием пока недостижим, т.к. увеличение толщины покрытия приводит к резкому спаду плотности критического тока, что пока остаётся необъяснимым [2,3]. Неясен и процесс образования и взаимодействия джозефсоновских вихрей в системе джозефсоновских связей поликристалла в слабых (< 200 Э) магнитных полях. Эти и другие вопросы активизировали исследования на поликристаллах и поликристаллических плёнках ВТСП в последнее время [4-6]

В нашей работе показано, что использование степенных функций для описания ВАХ поликристаллов ВТСП вблизи T_c является, по крайней мере, очень ограниченным. Это следует из анализа высших гармоник напряжения отклика образца на постоянный ток. При этом соответствующая ВАХ образца не даёт возможности определения подгоночной функции достаточно точно. Экспериментальные данные ранее публиковались в работах [7,8].

1. М.А. Васютин. Сб. научных трудов VIII всероссийской научно-практической конференции “Машиностроение: наука, техника, образование”. (24-25 февраля 2010 г.). Рузаевка. 2010. С.163.
2. В.С. Флис, А.А. Каленюк, А.Л. Касаткин, В.О. Москалюк, А.И. Ребиков, В.Л. Свечников, К.Г. Третьяченко, В.М. Пан. ФНТ. 36, 1, 74 (2010)
3. S.R. Foltyn, H. Wang, L. Civale, Q.X. Jia, P.N. Arendt, V. Maiorov, Y. Li, M.P. Maley, and J.L. MacManus-Driscoll. Appl. Phys. Lett. 87, 162505 (2005).
4. Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ФТТ. 52, 8, 1479 (2010).
5. Д.Г. Ковальчук, М.П. Черноморец, С.М. Рябченко Э.А. Пашицкий, А.В. Семёнов. ФНТ. 36, 1, 101 (2010).
6. А.А. Шабло, В.П. Коверя, С.И. Бондаренко. ФНТ. 36, 1, 137 (2010).
7. М.А. Васютин, Н.Д. Кузьмичев. Письма в ЖТФ. 18, 23, 5 (1992).
8. Н.Д. Кузьмичёв, М.А. Васютин. СФХТ. 7, 1, 93 (1994).

НЕЛИНЕЙНОСТЬ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК В ОБРАЗЦАХ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ РАЗНОЙ СТРУКТУРЫ

Н.Д. Кузьмичёв, М.А. Васютин

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

Причины, вызывающие нелинейный отклик высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) на постоянный ток, до сих пор остаются спорными. Это связано как с технологическими ограничениями (приготовление низкоомных контактов к наиболее однородным ВТСП (монокристаллам)), так и с фундаментальными (токовый шум, не позволяющий определить начало омического поведения образцов [1], неоднозначная интерпретация экспериментальных результатов по вольт-амперным характеристикам (ВАХ, $V(I)$) [2] и др.).

В нашей работе контактным методом измерялись ВАХ и гармоники напряжения $V_n(I)$ (n – номер гармоники) при пропускании через образец $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO) переменного и постоянного токов. Полученные данные использовались для восстановления $V(I)$. На монокристаллах наблюдался скачок Нельсона-Костерлица, а нелинейность $V(I)$ резко уменьшалась в постоянных магнитных полях ($\sim 100-200$ Oe). Учитывая особенности функциональных зависимостей $V(I, T, H)$ и $V_n(I, T, H)$ (T – температура, H – напряжённость магнитного поля), был сделан вывод о БКТ-переходе в высококачественных образцах YBCO. В нашем случае вся область измерительного тока значительно меньше тока распаривания [3-5]. На поликристаллах никаких скачков показателя степени не наблюдалось и его значение вблизи T_c находилось в пределах 1 – 2. Для описания ВАХ поликристаллов мы использовали перколяционную модель, объясняющую основные закономерности, выявленные по токовым, температурным и магнитополевым зависимостям гармоник напряжения [6,7].

На токовых зависимостях второй гармоники напряжения на поликристаллах и монокристаллах можно заметить, что максимум второй гармоники на поликристалле единственный, и он смещается с ростом температуры в сторону уменьшения тока, в то время как на монокристаллах видны два максимума, один из которых не меняет своего положения в зависимости от температуры, что мы и связываем с БКТ-переходом.

1. M.C. Sullivan, T. Frederiksen, J.M. Repaci, D.R. Strachan, R.A. Ott, and C.J. Lobb. Phys. Rev. B 70, 14, 140503 (2004).
2. D.R. Strachan and C.J. Lobb, R.S. Newrock. Phys. Rev. B 67, 17, 174517 (2003).
3. М.А. Васютин, А.И. Головашкин, Н.Д. Кузьмичев. ФТТ. 48, 12, 2128 (2006).
4. N.D. Kuzmichev, M.A. Vasyutin, A.I. Golovashkin. Physica C. 460-462, Part 2, 849 (2007).
5. М.А. Васютин, А.И. Головашкин, Н.Д. Кузьмичев. КСФ. М.: ФИАН. № 9, 48 (2008).

6. М.А. Васютин, Н.Д. Кузьмичев. Письма в ЖТФ. 18, 23, 5 (1992).
7. Н.Д. Кузьмичёв, М.А. Васютин. СФХТ. 7, 1, 93 (1994).

МАГНИТНОЕ УПОРЯДОЧЕНИЕ ЦЕПОЧЕЧНОГО НИКЕЛАТА $\text{Sm}_2\text{BaNiO}_5$

А.С. Галкин¹, С.А. Климин¹, Е.П. Чукалина¹, М.Н. Попова¹, Б.В. Милль²

¹*Институт Спектроскопии РАН, Троицк, Московская область*

²*МГУ им М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва*

В последнее время значительное внимание исследователей привлекает изучение магнитоэлектрического эффекта, который может быть использован в приборах оптоэлектроники. В работе [1] данное явление было обнаружено в $\text{Ho}_2\text{BaNiO}_5$. Наши исследования показали, что наличие магнитоэлектрического эффекта приводит к особенностям в спектрах редкоземельных ионов в $\text{Dy}_2\text{BaNiO}_5$ и в $\text{Ho}_2\text{BaNiO}_5$, в области температур вблизи антиферромагнитного перехода. В данной работе мы провели спектроскопическое исследование $\text{Sm}_2\text{BaNiO}_5$ с целью изучения магнитного упорядочения и поиска возможных проявлений магнитоэлектрического эффекта.

Нами были измерены спектры пропускания поликристаллического образца $\text{Sm}_2\text{BaNiO}_5$ на фурье-спектрометрах BOMEM DA3.002 и BRUKER IFS125 в широком диапазоне частот ($2000\text{-}20000\text{ см}^{-1}$) и температур ($4.2\div 300\text{K}$). Были определены положения штарковских уровней для следующих мультиплетов иона Sm^{3+} : ${}^6\text{H}_{5/2}$, ${}^6\text{H}_{9/2}$, ${}^6\text{H}_{11/2}$, ${}^6\text{H}_{13/2}$, ${}^6\text{F}_{1/2}$, ${}^6\text{F}_{3/2}$, ${}^6\text{F}_{5/2}$, ${}^6\text{F}_{7/2}$, ${}^6\text{F}_{9/2}$, ${}^6\text{F}_{11/2}$. Магнитное упорядочение ($T_N=57\text{K}$) приводит к расщеплению крамеровских дублетов иона Sm^{3+} . Результаты нашего спектроскопического исследования позволили проинтерпретировать некоторые особенности магнитных свойств $\text{Sm}_2\text{BaNiO}_5$.

Работа поддержана РФФИ (грант № 08-02-00690).

1. G. Nénert and T. T. Palstra, Phys. Rev. B 76 (2007) 024415.

ВЛИЯНИЕ ТЕХНОЛОГИИ СШИВКИ НА ПАРАМЕТРЫ СПЕКТРОВ ЭПР СШИТОГО ПОЛИЭТИЛЕНА

А.М. Грязнов, А.М. Зюзин, В.В. Радайкин, С.Н. Сабает

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

Целью данной работы являлось исследование влияния технологии сшивки на параметры спектров ЭПР сшитого полиэтилена.

Были исследованы полиэтилены марки Borealis (силаносшиваемый полиэтилен) и марки Dow (пероксидносшиваемый полиэтилен), а также их основные компоненты. Регистрацию спектров проводили на спектрометре ЭПР PS 100X на постоянной частоте СВЧ-поля $f_0=9,34$ ГГц. Образцы отбирались с кабельных изделий марки СИП (полиэтилен Borealis) и АПВП (полиэтилен Dow) и изготавливались в форме параллелепипедов размером $1*1*3$ мм.

В ходе исследования полиэтилена марки Borealis было обнаружено, что несшитый полиэтилен обладает большей шириной и меньшей интенсивностью линии спектров ЭПР по сравнению со сшитым полиэтиленом. При этом концентрация парамагнитных центров в сшитом полиэтилене ниже, чем в несшитом. Также было установлено, что при смешивании компонентов сшитого полиэтилена Borealis LE4472(катализатор) и Borealis LE4423(базовый компонент) не происходит изменения концентрации парамагнитных центров. Уменьшение происходит во время выдержки композиции на водяной бане, под действием которой происходит сшивка полиэтилена.

При исследовании сшитого полиэтилена марки Dow было установлено, что в результате сшивания не происходит изменения ширины и интенсивности линии спектров ЭПР по сравнению с исходными компонентами. Таким образом, в процессе сшивки по пероксидной технологии не происходит изменения концентрации парамагнитных центров. Установлено, что изменение параметров спектров ЭПР происходит в процессе сшивки по силановой технологии.

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МУЛЬТИФЕРРОИКА $\text{EuFe}_3(\text{VO}_3)_4$

Т.Н. Станиславчук^{1,2}, К.Н. Болдырев²

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

²Институт спектроскопии РАН, Троицк, Московская область

Соединения $\text{RFe}_3(\text{VO}_3)_4$ (R – редкоземельный ион или Y) кристаллизуются в тригональной структуре и описываются пространственной группой симметрии $R\bar{3}2$. Наличие двух магнитных подсистем — редкоземельной (RЗ) и железной, приводит к появлению ряда фазовых переходов, происходящих как при изменении температуры, так и внешнего магнитного поля [1,2]. Обнаруженный недавно в ряде ферроборатов магнитоэлектрический эффект открывает возможности для практического применения этих кристаллов [2]. В свою очередь, магнитные и магнитоэлектрические свойства различных редкоземельных ферроборатов сильно отличаются в зависимости от конкретного RЗ иона [1,2]. Для понимания природы этих отличий важно знать волновые функции и энергии уровней RЗ ионов. Эти данные можно получить из расчета по теории кристаллического поля основанного на экспериментально определенных энергиях уровней RЗ ионов. В настоящей работе мы предприняли такого рода исследование для ферробората европия.

Спектры поглощения ферробората европия регистрировались в широкой спектральной ($30 - 23000 \text{ см}^{-1}$) и температурной (3.5-300 K) областях. Были определены энергии уровней иона европия. По температурному поведению спектральных линий зарегистрированы структурный ($T_S=58 \text{ K}$) и магнитный ($T_N=34 \text{ K}$) фазовые переходы. Из анализа спектров в дальней ИК области получена температурная зависимость диэлектрической проницаемости с аномалиями в точках фазовых переходов. Аномалия при магнитном упорядочении может быть связана с магнитоупругим и магнитоэлектрическим взаимодействиями.

Работа поддержана грантами РФФИ (№ 10-02-01071) и РАН по программам фундаментальных исследований.

1. M.N.Porova, JMMM 321, 716 (2009).
2. А.М.Кадомцева, Ю.Ф.Попов, Г.Н.Воробьев, А.П.Пятаков и др. Физика низких температур 36, №6, с.640-653 (2010).

СПЕКТРОСКОПИЯ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ ДЛЯ КВАНТОВОЙ ПАМЯТИ: $\text{LiLuF}_4:\text{R}^{3+}$ ($\text{R}=\text{Tm}, \text{Pr}$)

Д.С. Пыталев

Институт спектроскопии РАН, Троицк, Московская область

Кристаллы, содержащие ионы редких земель (РЗ), уже давно нашли себе применения в лазерной физике, медицине, атомной энергетике. В последнее время открываются новые перспективы для их использования. Одна из них связана с созданием квантовой памяти. Для ее реализации используется трехуровневая Λ -схема, состоящая из двух близко расположенных уровней основного состояния и одного возбужденного уровня, используемого для индуцированных переходов между первыми двумя. В качестве таких уровней выступают сверхтонкие подуровни примесного РЗ иона. Экспериментальная реализация Λ -схемы была продемонстрирована в работе на кристаллах $\text{YAG}:\text{Tm}^{3+}$ [1]. Однако для этого потребовалось применение внешнего магнитного поля, и эффективно использовалось менее $1/3$ ионов Tm^{3+} (из-за того, что в кристалле YAG РЗ ионы занимают 6 эквивалентных, но по-разному ориентированных позиций). В этой связи становится актуальным поиск и изучение других кристаллических матриц, и особый интерес представляют сведения о сверхтонкой структуре уровней РЗ иона в кристалле.

В работе [2] с высоким спектральным разрешением был исследован ион тулия в кристалле LiYF_4 , в котором имеется лишь одна позиция для РЗ иона (симметрия S_4). Настоящая работа посвящена исследованию изоструктурных кристаллов LiLuF_4 , активированных ионами Tm^{3+} или Pr^{3+} . В спектрах высокого разрешения (до 0.008 см^{-1}) обнаружена тонкая структура линий. Построена схема штарковских уровней иона Tm^{3+} и Pr^{3+} . Проведен расчет по теории кристаллического поля, найдены волновые функции. С использованием этих волновых функций вычислены матричные элементы магнитного дипольного и электрического квадрупольного сверхтонкого взаимодействий, а также электрон-деформационного взаимодействия. Показано, что наблюдаемая тонкая структура спектральных линий обусловлена магнитным сверхтонким взаимодействием и случайными деформациями в кристалле. На основании сравнения между наблюдаемой и вычисленной тонкой структурой определены характеристики случайных деформаций.

Автор признателен за финансовую поддержку по гранту Президента РФ (№ МК-1329.2010.2) и по гранту РФФИ (№ 9-02-01067)

1. De Seze F., Louchet A., Crozatier V., Lorgeré I., Bretenaker F., Le Gouët J.-L., Guilot-Noël O., and Goldner Ph. Phys. Rev. B 73, 085112 (2006).
2. Klimin S.A., Pytalev D.S., Popova M.N., Malkin B.Z., Vanyunin M.V., and Korableva S.L. Phys. Rev. B 81, 045113 (2010).

СПЕКТРОСКОПИЯ ТИТАНАТОВ $Y_{2-x}Tb_xTi_2O_7$

М.В. Нарожный, С.А. Климин

Институт спектроскопии РАН, Троицк, Московская область

Семейство соединений $R_2Ti_2O_7$ со структурой пирохлора обладает необычными магнитными свойствами, обусловленными геометрической фрустрацией. Также эти соединения представляют интерес для практических применений. В частности, обсуждается возможность их использования в качестве рабочего вещества для магнитных рефрижераторов с циклом между температурами кипения жидкого гелия и водорода [1]. Важным свойством является отсутствие магнитного порядка в титанатах в данной области температур. В этой работе исследуются особенности энергетического спектра иона Tb^{3+} , влияющие на магнитное упорядочение $Tb_2Ti_2O_7$.

В семействе редкоземельных титанатов обнаружен новый тип магнитного упорядочения, получивший название «спиновый лед» [2]. Однако для реализации такого типа упорядочения необходимо, чтобы редкоземельный ион обладал анизотропией изинговского типа. Во всем семействе редкоземельных титанатов со структурой пирохлора состояние «спиновый лед» обнаружено только для $R = Dy$ и Ho . Тербиевый титанат интересен тем, что несмотря на наличие анизотропии изинговского типа, состояние спинового льда в нем не осуществляется. Данную особенность обычно объясняют тем, что ион Tb^{3+} обладает низколежащим энергетическим состоянием, которое не позволяет реализоваться изинговской анизотропии. Для лучшего понимания низкотемпературной динамики тербиевого титаната представляет интерес исследовать оптические спектры трехвалентного иона тербия в структуре пирохлора $R_2Ti_2O_7$. Нами были получены спектры поглощения соединений $(Tb_xY_{1-x})_2Ti_2O_7$ с $x=1, 0.01$. Обнаружено, что первое возбужденное состояние иона тербия имеет энергию ~ 1.5 meV. В случае концентрированного соединения ($x=1$) возникает существенное межионное взаимодействие, приводящее к трансформации энергетического спектра тербия, что и является причиной отличия анизотропии редкоземельного иона от изинговской.

Работа поддержана Программами ОФН РАН «Сильно коррелированные электроны в твердых телах и структурах» и «Квантовая физика конденсированных сред».

1. Nemoshkalenko V.V., et al., Phys. Rev. B, 63, 075106 (2001).
2. Ramirez A.P., et al., Nature 399, 333 (1999).

МАГНЕТРОННОЕ ОСАЖДЕНИЕ СЛОЕВ ДИОКСИДА ТИТАНА С ДИАГНОСТИКОЙ ПЛАЗМЫ ВЧ РАЗРЯДА МЕТОДОМ ОПТИЧЕСКОЙ ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

И.В. Кулеманов, Л.А. Балагуров, Е.А. Петрова, Ю.Н. Пархоменко
*ОАО «Государственный научно-исследовательский институт
редкометаллической промышленности «ГИРЕДМЕТ»», Москва*

Ключевой проблемой технологии изготовления слоев TiO_2 является недостаточное кристаллическое совершенство, а также плохая воспроизводимость технологических процессов, в частности магнетронного способа осаждения. Например, требование изготовления материала с заданным значением удельного сопротивления и качеством кристаллической структуры вызывает большие трудности из-за нестабильности процесса, вызванного частичным окислением поверхности мишени.

В данной работе для стабилизации процесса использовалась эмиссионная спектроскопия излучения плазмы ВЧ разряда, которая осуществлялась *in-situ* волоконно-оптическим спектрометром Avaspec.

Была проведена серия технологических процессов нанесения слоев TiO_2 в газовой смеси кислорода и аргона. Распылялась мишень, состоящая из титана и 8% кобальта. Проведенный анализ спектров показал наличие характерных полос излучения нейтральных атомов Ag и Ti.

Интенсивность излучения атомов аргона была приблизительно линейна от тока разряда при малых токах и пропорциональна корню квадратному при больших токах. Последнее является следствием эффекта разрядки газа из-за его разогрева. Интенсивность излучения нейтральных атомов титана близка к степенной с показателем степени 2.

При проведении технологических процессов режимы (величину тока и давление) корректировали таким образом, чтобы поддерживать постоянным интенсивность излучения атомов титана. Полученные образцы исследовались методами атомно-силовой микроскопии, рентгеновской дифракции, оптического пропускания, измерялись электрическое сопротивление и намагниченность на вибрационном магнитометре.

В результате была показана возможность формирования слоев оксида титана с хорошо воспроизводимыми свойствами, преобладающим типом кристаллической структуры (например, анатаза) с заданными значениями проводимости в широком диапазоне: от металлической проводимости ($\sim 1 \cdot 10^4 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$) до изолятора. На низкоомных слоях TiO_{2-x} с сопротивлением $10^{-2} - 10^{-1} \text{ Ом} \cdot \text{см}$ были получены наиболее высокие значения намагниченности при комнатной температуре.

Работа выполнена при поддержке программы ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы (Конкурс НК-616П/76).

ПРОВОДИМОСТЬ СЛОЕВ ДИОКСИДА ТИТАНА

И.В. Кулеманов, Л.А. Балагуров, А.Ф. Орлов, Е.А. Петрова
*ОАО «Государственный научно-исследовательский институт
редкометаллической промышленности «ГИРЕДМЕТ»», Москва*

Диоксид титана TiO_2 находит широкое применение в различных областях техники. В последнее время начали использовать полупроводниковый диоксид титана и для изготовления электронных устройств. В частности, он служит базовым материалом для изготовления солнечных элементов с красителями, а также для приборов спиновой электроники, обладая после соответствующего легирования высокой намагниченностью при комнатной температуре. Для всех этих применений ключевой проблемой является создание материала с хорошими электрическими и фотоэлектрическими свойствами.

В данной работе проведены измерения температурных зависимостей проводимости на постоянном токе и импеданса при различных частотах на образцах диоксида титана, полученных методом магнетронного ВЧ-осаждения и легированных кобальтом (8 ат. %) или ванадием (10 % ат.).

Измерения проводились в области температур 80 – 400 К. При комнатной температуре образцы имели проводимость в $0,1 - 100 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, диапазон, в котором намагниченность слоев была максимальна.

Было показано, что образцы, легированные ванадием, в области высоких температур имеют активационный характер проводимости, который объясняется термической активацией носителей в зону проводимости или прыжковой проводимостью между ближайшими соседями. Проводимость же таких образцов в области низких температур обусловлена прыжковой проводимостью с переменной длиной прыжка. Оценена плотность локализованных состояний на уровне Ферми, которая составляет типично $(1-4) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3} \cdot \text{эВ}^{-1}$. Эти выводы подтверждают зависимости проводимости от частоты.

Проводимость образцов (σ), легированных кобальтом, во всей области температур хорошо описывается зависимостью $\sigma = A \cdot \text{EXP}(-B/T^{1/2})$, где T – температура, а A и B – константы. Подобное поведение типично для прыжкового механизмом транспорта носителей в мультифазных системах и свидетельствует о наличие кластеров в образце, предположительно кластеров кобальта.

Проведенные исследования морфологии образцов методом магнито-силовой микроскопии подтвердили наличие кластеров в образцах, легированных кобальтом и их отсутствие в образцах, легированных ванадием.

Работа выполнена при поддержке программы ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы (Конкурс НК-589П/55).

ИССЛЕДОВАНИЕ ОКСООРТОСИЛИКАТОВ
РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ МЕТАЛЛОВ ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ
МЕТОДАМИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЙЯНИЯ СВЕТА

Ю.К. Воронько, А.А. Соболев, В.Е. Шукшин

Учреждение Российской академии наук

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

Силикаты редкоземельных металлов находят применение как активные материалы квантовой электроники и сцинтилляторы для детекторов ионизирующих излучений с высоким квантовым выходом. В последнее время достигнут прогресс в синтезе монокристаллов оксоортосиликатов TR_2SiO_5 ($TR=Y, Lu, Yb, Gd$). Структурообразующими единицами таких соединений являются кремний-кислородные комплексы с сильной ковалентной связью. Оптимальным инструментом изучения таких комплексов является спектроскопия комбинационного рассеяния света (КРС). Применение высокотемпературной спектроскопии КРС (ВКРС) позволяет получить информацию о структуре кремний-кислородных фрагментов и их трансформации, как в расплаве, так и в процессе его кристаллизации. Это имеет как практический (синтез монокристаллов производится из расплава при температурах 2200-2350 К), так и академический (построение модели и объяснение механизма формирования кремний-кислородных фрагментов в расплавах силикатов) интерес.

Нами исследованы спектры КРС в серии редкоземельных оксоортосиликатов TR_2SiO_5 . ($TR=Yb, Gd, Lu$) в широком интервале температур 300-2300 К, который включает температуру плавления Gd_2SiO_5 , наиболее легкоплавкого из исследованных нами материалов. Проведен расчёт колебательных спектров в структурах оксоортосиликатов типа β (Gd_2SiO_5) и типа α (Yb_2SiO_5 и Lu_2SiO_5). Идентифицированы линии в спектрах КРС, принадлежащих внутренним колебаниям изолированных $[SiO_4]$ -тетраэдров в этих структурах, что позволило исправить и дополнить данные работ [1, 2]. При сравнении поведения расплавов Gd_2SiO_5 и исследованного нами ранее Mg_2SiO_4 [3] при их охлаждении, обнаружено, что строение расплавов оксоортосиликатов редких земель существенно отличается от структуры расплавов силикатов щелочноземельных металлов.

Работа выполнена в рамках гранта МК – 816.2010.2 Президента РФ для государственной поддержки молодых российских учёных.

1. Campos S., Denoyer A., Jandl S., et al. J. Phys.: Condens. Matter 16 4579 (2004).
2. Chiriu D., Faedda N., Lehmann A.G., et al. Phys. Rev. B 76, 054112 (2007).
3. Воронько Ю.К., Соболев А.А., Шукшин В.Е. Неорг. Мат. 42 1080 (2006).

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ УДЕЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ПОЛУПРОВОДЯЩЕГО СЛОЯ ПОЛИЭТИЛЕНА КАБЕЛЬНОЙ ИЗОЛЯЦИИ

Д.Н. Феофанов, В.В. Радайкин, А.М. Зюзин

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

В работе проведено теоретическое и экспериментальное исследование температурной зависимости электропроводности полупроводящего слоя сшитого полиэтилена. Определение удельного сопротивления полупроводящего слоя проводилось четырех-зондовым методом. Для приготовления образцов использовался полупроводящий полиэтилен HFDK 0586 ВК предназначенный для наложения экранов в силовых кабелях. Полученный график температурной зависимости удельного сопротивления приведен на рисунке 1.

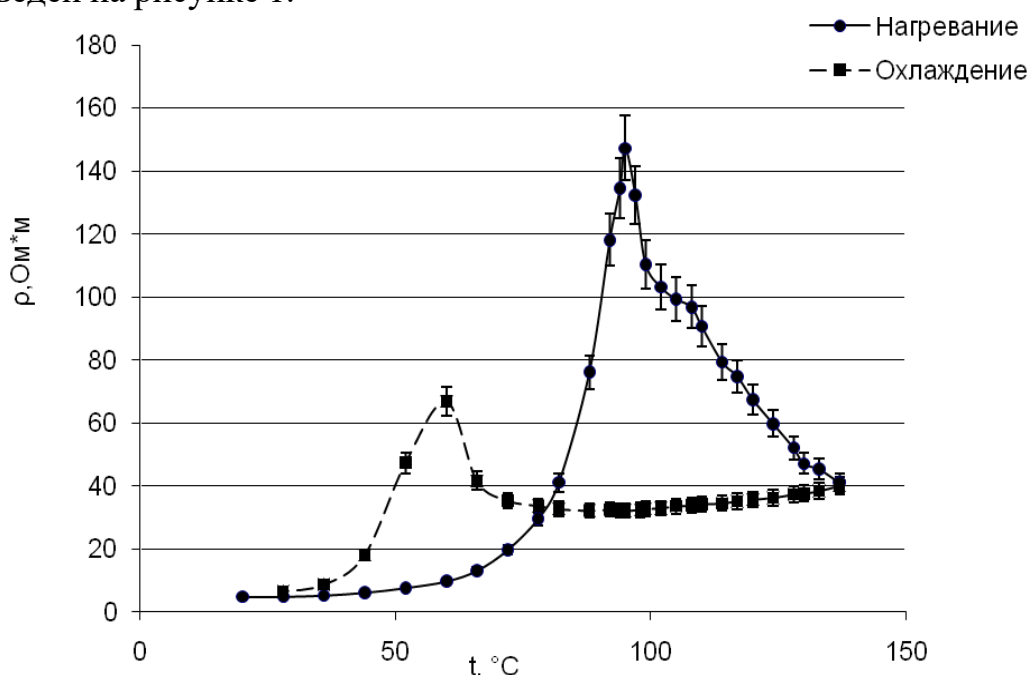


Рис.1. График температурной зависимости удельного сопротивления полупроводящего слоя полиэтилена при нагревании и охлаждении

При рассмотрении графиков нагрева и охлаждения можно говорить о наличии гистерезиса, так как пики находятся в разных температурных областях, хотя общее сходство зависимостей наблюдается.

Характер приведенной зависимости можно объяснить увеличением туннельного сопротивления между частицами углеродного наполнителя (сажи) за счет роста неоднородности распределения ширины зазоров между ними, либо в результате увеличения средней ширины зазора с ростом температуры. Относительно малое увеличение зазоров может привести к существенному увеличению ρ . Частицы сажи в ставшей более подвижной матрице обретают способность двигаться, сажевые цепочки разрываются, и сопротивление начинает увеличиваться. В гелеобразном состоянии частицы наполнителя могут снова агломерировать, что приводит к падению сопротивления.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ МИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ МЕДИ, ПОЛУЧЕННОЙ МЕТОДОМ РАВНОКАНАЛЬНОГО УГЛОВОГО ПРЕССОВАНИЯ

А.В. Пискунов, В.Н. Чувильдеев, Ю.Г. Лопатин

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

В работе исследованы образцы меди с различным содержанием фосфора (от 0.002 до 0.08% Р). Для формирования МК структуры применялся метод равноканального углового прессования (РКУП). Исследовались образцы, подвергнутые 1-4, 6 и 8 циклам РКУП. Изотермические отжиги проводились в интервале температур от 75 до 500°C.

В результате измерений получены температурные зависимости размера зерен ($d(T_{\text{отж}})$), объемной доли рекристаллизованных зерен и микротвердости. Получены зависимости температуры начала рекристаллизации (ТНР) (см. рис. 1) от концентрации фосфора.



Рис. 1. Зависимость ТНР от концентрации фосфора в меди после 1 цикла РКУП (указана концентрация в атомных процентах)

Построена модель влияния легирующих элементов на ТНР. Теоретически рассчитанные значения ТНР соответствуют экспериментальным значениям.

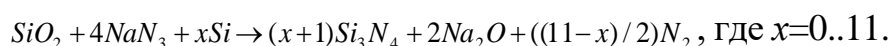
Авторы благодарят за поддержку Российский Фонд Фундаментальных Исследований (гранты №№09-02-01368-а, 09-02-97086-р_поволжье_а, 09-08-97044-р_поволжье_а), НОЦ ФТНС ННГУ и НОЦ Нанотехнологии ННГУ, программу «Фундаментальные исследования в высшем образовании» (BRHE) фонда U.S. CRDF и Минобрнауки РФ (грант №RUX0-001-NN-06/BR3C01), АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы» на 2009-2010 гг. (проекты №№2.1.2/5271, 2.1.1/6292, 2.1.1/711), а также ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы.

СИНТЕЗ НИТРИДА КРЕМНИЯ ИЗ ПЕСКА В РЕЖИМЕ ГОРЕНИЯ

Е.И. Шешунова, Н.А. Асмала

Самарский государственный технический университет, Самара

Цель – самораспространяющийся высокотемпературный синтез (СВС) порошка нитрида кремния в системе «кремний - азид натрия - оксид кремния». Технологический процесс СВС-Аз: 1) подготовка компонентов шихты; 2) смешивание исходных компонентов; 3) синтез в реакторе СВС-Аз; 4) промывка готовых продуктов. Сырьё для синтеза нитрида кремния: оксид кремния- песок (строительный, чист.-95%), кремний кристаллический (Кр 0) (ГОСТ 2169-69; чист.-99,12%), азид натрия (ОСТ 84-1420-77; чист.-98,7%). Оценка размера частиц порошков проводилась с помощью растрового электронного микроскопа JEOL JSM-6390A (Кремний ≤ 10 мкм, азид натрия \leq менее 63 мкм). В результате размола песка (8ч.) был получен порошок (фракция с размером ≤ 5 мкм). Исследование процесса горения и синтеза нитрида кремния проводилось в лабораторном реакторе постоянного давления объемом 4,5 литра. Для синтеза нитрида кремния используется следующее уравнение химической реакции:



Температуры и скорости горения измерялись с помощью вольфрам-рениевых термопар с применением АЦП, ПК и программы «THERMO-2». Давление азота в реакторе 45 атм. В программе «Stehio» проводился расчёт компонентов исходной шихты с учётом соотношения компонентов (0..11), диаметра образца (2см), насыпной плотности шихты (0,4). Из ниже приведенной таблицы видно, что при увеличении мольного отношения $\text{SiO}_2:\text{Si}$ в системе «кремний -азид натрия -оксид кремния» увеличивается скорость горения и повышается температура горения.

Система	Температура горения, T_f , °C	Скорость горения, U_f , мм/с
$\text{SiO}_2\text{-}4\text{NaN}_3$	550	0,5
$\text{SiO}_2\text{-}4\text{NaN}_3\text{-}0,05\text{Si}$	661	0,67
$\text{SiO}_2\text{-}4\text{NaN}_3\text{-}\text{Si}$	800	0,71
$\text{SiO}_2\text{-}4\text{NaN}_3\text{-}3\text{Si}$	1462	1,43
$\text{SiO}_2\text{-}4\text{NaN}_3\text{-}4\text{Si}$	1200	1
$\text{SiO}_2\text{-}4\text{NaN}_3\text{-}5\text{Si}$	1715	1
$\text{SiO}_2\text{-}4\text{NaN}_3\text{-}6\text{Si}$	1524	1,1
$\text{SiO}_2\text{-}4\text{NaN}_3\text{-}7\text{Si}$	1550	1,5
$\text{SiO}_2\text{-}4\text{NaN}_3\text{-}8\text{Si}$	1958	4
$\text{SiO}_2\text{-}4\text{NaN}_3\text{-}9\text{Si}$	2115	0,67
$\text{SiO}_2\text{-}4\text{NaN}_3\text{-}10$	1999	1,25

Итак, была установлена возможность проведения СВС нитрида кремния в системе «кремний - азид натрия - оксид кремния» (из песка). Керамика, изготовленная из α -нитрида кремния, обладает хорошими механическими и эксплуатационными свойствами, а при разрушении даёт вязкий излом. В данном направлении будут проводиться дальнейшие исследования и доработка технологии с целью увеличения α -фазы в порошке нитрида кремния.

ДИСПЕРСИЯ СПИНОВЫХ ВОЛН В ТРЕХСЛОЙНЫХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

А. М. Зюзин, С.Н. Сабаяев, В.В. Радайкин, М.А. Бакулин

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

Экспериментально и теоретически исследована трансформация спектров СВР в трехслойных магнитных пленках ферритов-гранатов происходящая при плавном переходе слоя закрепления (СЗ) из состояния реактивной среды в дисперсивную или наоборот. Закрепление спинов в исследуемых пленках было обусловлено диссипативным или смешанным механизмами.

На экспериментальных угловых зависимостях разности резонансных полей нулевой и n -й СВ-мод $H_0 - H_n$ от угла θ_H была обнаружена ярко выраженная особенность, заключающаяся в резком изменении разности резонансных полей линий поглощения нулевой H_0 и n -ой H_n мод. Как следует из эксперимента, амплитуда вариации $H_0 - H_n$ возрастает с номером моды. Подобное поведение наблюдалось и на температурных зависимостях $H_0 - H_n = f(T)$ в образцах, для которых имело место пересечение температурных зависимостей полей однородного резонанса H_{0i} в слоях возбуждения и закрепления, то есть, когда также происходил переход СЗ из состояния реактивной среды в дисперсивную. В трехслойных пленках с одинаковыми значениями магнитных параметров в слоях закрепления вышеуказанная особенность на зависимости $H_0 - H_n = f(\theta_H)$ наблюдалась единожды. В случае же когда магнитные параметры в слоях закрепления различались, резкое изменение разности резонансных полей нулевой и n -й мод наблюдалось дважды.

Наблюдаемые зависимости $H_0 - H_n = f(\theta_H)$ имеют вид, аналогичный кривым дисперсии, наблюдаемым вблизи полос поглощения и имеющим участки "нормальной" и "аномальной" дисперсии. Заметим, что в том же интервале углов (или температур), происходило существенное увеличение ширины линий СВ-мод. Это связано с возрастанием влияния области затухания спиновой волны в слое с большим параметром затухания на диссипацию энергии стоячих спиновых волн. Характерное отличие обнаруженного типа дисперсии заключается в том, что она обусловлена не свойствами среды, в которой происходит возбуждение гармонической волны, а связана с состоянием приграничной области. Поэтому ее можно рассматривать как один из видов пространственной дисперсии спиновых волн. В работе показано, что действием обнаруженной дисперсии можно объяснить "расталкивание" СВ-мод [1].

1. А.М. Grishin, V.S. Dellalov, V.F. Shkar, E.I. Nikolayev, A.I. Linnik. Phys. Lett., **140A**, 3, 133, (1989).

МОДЕЛИРОВАНИЕ КИНЕТИКИ ЗАРОЖДЕНИЯ И РОСТА МЕДНЫХ ПРЕЦИПИТАТОВ В АЛЬФА-ЖЕЛЕЗЕ

Н.С. Крестина, В.В. Светухин, П.Е. Львов, К.В. Борисова
Ульяновский Государственный Университет, Ульяновск

Образование медных кластеров в корпусных материалах реакторов с водой под давлением является одной из причин низкотемпературного радиационного охрупчивания. Для понимания явления роста медных кластеров и связанного с ним упрочнения и охрупчивания удобно проводить исследования модельных сплавов на основе твердого раствора меди в альфа-железе. Плотность и размер медных кластеров, образующихся в нейтронно-физических условиях реактора с водой под давлением совпадают с плотностью и размером кластеров, образующихся в процессе термического отжига при $T=500^{\circ}\text{C}$, поэтому многие исследовательские работы посвящены исследованию распада твердого раствора меди в альфа-железе при этой температуре.

В результате эксперимента установлено, что в сплаве Fe-1.4 at%Cu образующиеся на ранних стадиях (~1 часа) отжига при $T=500^{\circ}\text{C}$ преципитаты имеют состав около 45-50 ат.% и средний радиус порядка 1–2 нм. После отжига в течение 120 часов средний радиус преципитатов достигает 8 нм, а состав соответствует практически чистой меди. Концентрация преципитатов во время облучения уменьшается, по крайней мере, после 1 часа отжига. Все это говорит о том, что основным механизмом изменения микроструктуры является коалесценция.

Основываясь на экспериментальных данных, была построена модель зарождения и роста преципитатов в сплаве Fe-1.4at%Cu, предполагающая диффузионный механизм присоединения частиц к кластеру.

С помощью разработанной модели были рассчитаны зависимости среднего радиуса от времени отжига при температурах 500, 600 $^{\circ}\text{C}$ и 700 $^{\circ}\text{C}$.

При моделировании были определены коэффициент диффузии D_{Cu} для трех температур, которые хорошо описываются линейной зависимостью в координатах Аррениуса. Полученные значения коэффициента диффузии меди в железе оказываются заметно выше значений получаемых при аппроксимации зависимостей, определяемых для высоких температур. Возможной причиной получения более высоких значений коэффициента диффузии является возможность более быстрой диффузии меди в виде комплексов с вакансией при низких температурах.

Таким образом, в рамках данного исследования разработана модель, которая позволяет получать исчерпывающую информацию о характере роста частиц второй фазы в сплавах на основе меди и железа.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №08-08-91350-ННФ-а.

ЭЛЕМЕНТНЫЙ И ФАЗОВЫЙ СОСТАВ КОНДЕНСАТА (САЖИ), ОСАЖДЕННОГО НА СТЕНКАХ ВАКУУМНОЙ КАМЕРЫ ИЗ ПЛАЗМЫ ДУГОВОГО РАЗРЯДА

Н.А. Смоланов, Н.А. Панькин

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

Получение, исследование и применение нанокристаллов является актуальной задачей материаловедения. Цель работы – исследование микроструктуры, фазового и элементного состава мелкодисперсного порошка, осажденного на стенках вакуумной камеры из плазмы дугового разряда при распылении титанового катода.

Электронная микроскопия (РЭМ ЛЭТИ) показала, что основа конденсата - частицы с развитой поверхностью (рис. 1). Их форма разнообразна и указывает на то, что часть из них в момент эрозии с поверхности катода находилась в жидком состоянии. Можно выделить, по крайней мере, три типа структур частиц: гладкие, слоистые и шарообразные.

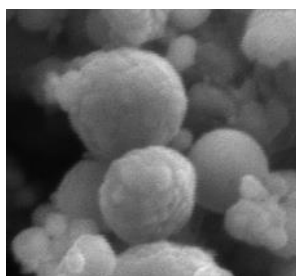


Рис. 1. Микроструктура порошка (размер области сканирования 8×8 мкм²)

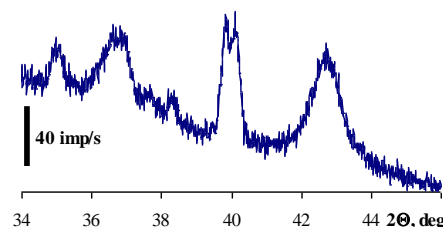


Рис. 2. Участок рентгеновской дифракционной картины порошка

Усредненный элементный состав конденсата можно задать формулой $TiN_{0.14}O_{0.58}C_{0.20}$ (концентрация титана 51.6 ат.%). Кроме вышеуказанных элементов в саже обнаружено присутствие (не более 1 ат.%) элементов обрабатываемых материалов (железо, хром). Рентгенографические исследования (рис. 2) указывают на присутствие, вероятно, четырех фаз со структурами типа $R\bar{6}3/mmc$, $R\bar{6}/mmm$ и $Fm\bar{3}m$ - см. данные таблицы. Каждая из них характеризуется различным содержанием элементов материала подложки, остаточной и реакционной среды вакуумной камеры.

2θ, deg	d/n, Å	I, imp/s	b, deg	Фазовый состав
34.95	2.564	693	0.43	α-Ti (100)
35.64	2.517	133	0.36	I - $TiN_xO_yC_z$ (100)
36.69	2.447	2261	0.98	II - $TiN_xO_yC_z$ (111)
37.63	2.388	183	0.33	III - $TiN_xO_yC_z$ (002)
38.24	2.351	357	0.46	α-Ti (002)
39.77	2.264	1476	0.26	III - $TiN_xO_yC_z$ (101)
40.06	2.248	1299	0.26	α-Ti (101)
42.67	2.117	4796	1.17	II - $TiN_xO_yC_z$ (200)

Полученные результаты объясняются столкновительными, диффузионными и теплообменными процессами, происходящими в макрочастице при её движении от эмитирующей поверхности титанового катода до стенок вакуумной камеры через среду остаточной атмосферы и реакционных газов.

СВОЙСТВА ДИСПЕРСНОЙ САЖИ, ПОЛУЧЕННОЙ ПРИ РАСПЫЛЕНИИ ТИТАНА В СРЕДЕ РЕАКЦИОННЫХ ГАЗОВ

О.Ф. Четвертакова, Н.А. Смоланов, Н.А. Панькин, С.В. Безбородов
Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск

Низкотемпературная (лабораторная) плазма вакуумной дуги стала одним из распространенных источников получения наночастиц соединений тугоплавких материалов. В данной работе рассмотрены процессы синтеза микроструктур в азотно-углеродной газовой смеси, активированной разрядом постоянного тока (дуге) при различных параметрах. Известно, что добавление в дуговой разряд паров металла и реакционных газов приводит к появлению в плазме эндодральных металлофуллеренов и других молекулярных кластеров или соединений (комплексов) с различными структурами. Открытие и применение фуллеренов привело к новым ранее неизвестным композициям элементов. В ряде известных нам работ указывается на возможность образования и конденсации аномального состава веществ, в том числе распыляемых в плазме продуктов катода и неполного разложения реакционных газов вблизи охлаждаемых стенок в виде структур с высокой концентрацией энергии. Их структура и свойства представляют интерес для материаловедения и практического применения.

Цель работы - выявление взаимосвязи структуры и свойств мелкодисперсного порошка, полученного методом электродугового распыления титана в реакционной среде газов (азота и ацетилена). Предварительные результаты исследований порошка показали, что он обладает признаками наноструктурных материалов. В работе приведен анализ структур микрочастиц (РЭМ ЛЭТИ), их элементный и фазовый состав (ДРОН-6, СПАРК-1-2М), определяющий аномальные, на наш взгляд, магнитные свойства (магнетометр, PS 100.X). В качестве примера на рис. 1 представлена зависимость намагниченности от величины магнитного поля, а на рис. 2 – спектр ЭПР немагнитной фракции порошка, снятый при азотной температуре.

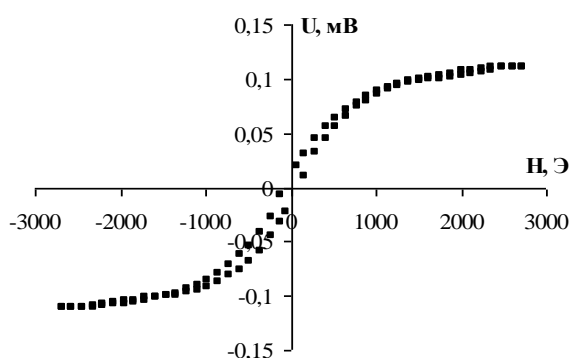


Рис. 1

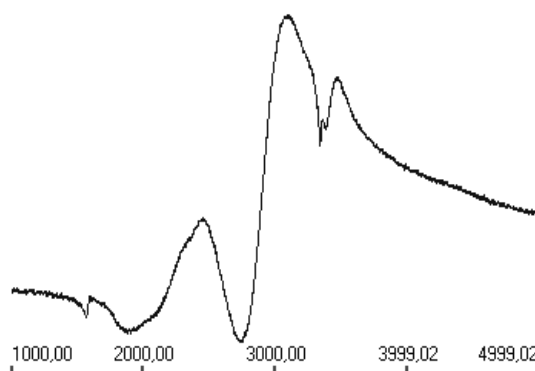


Рис. 2

Рассмотрены возможные механизмы образования наноструктур в условиях взаимодействия капельной составляющей плазмы и электронно-ионным потоками при наложении электрического и магнитного полей.

ИССЛЕДОВАНИЯ МЕХАНИЗМОВ РАСПРОСТРАНЕНИЯ КОРРОЗИОННО-УСТАЛОСТНЫХ ТРЕЩИН В НИЗКОЛЕГИРОВАННЫХ СТАЛЯХ

Е.Н. Бутусова, Д.Н. Котков, А.В. Нохрин, В.Н. Чувильдеев
*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
Нижний Новгород*

Коррозионно-усталостные испытания проводились по схеме “консольный изгиб” в нейтральном электролите (3%-ном водном растворе NaCl). Объектами исследования являются низколегированные малоуглеродистые строительные стали различного химического и фазового состава, структура которых была сформирована методами нормализации и контролируемой прокатки. В ходе эксперимента фиксировалось зависимость средней длины трещины от числа циклов нагружения $L(N)$ при различных амплитудах напряжений (σ_a). На основе полученных результатов рассчитывалась зависимость скорости роста трещины от напряжения в вершине концентратора $V_{тр}(\sigma)$.

Проведенные экспериментальные исследования показали, что число циклов до зарождения трещины, число циклов до разрушения и скорость роста трещины существенно зависят от традиционных параметров структуры стали (размер зерна, объемная доля перлита, объемная доля цементита, включений и т.д.), а также от концентрации углерода в твердом растворе феррита и объемной доли выделившихся частиц структурно-свободного цементита, располагающихся по границам зерен феррита. Исследования сталей в различных структурных состояниях показали, что увеличение объемной доли частиц карбидов приводит к уменьшению числа циклов до зарождения трещины и числа циклов до разрушения, а также к увеличению скорости роста трещины.

Исследование процесса роста коррозионно-усталостных трещин показывает, что увеличение амплитуды прикладываемого напряжения σ_a приводит к экспоненциальному снижению числа циклов N^* , а также к увеличению скорости роста трещины $V_{тр}$. Следует отметить, что зависимость скорости роста трещины от величины σ_a имеет нелинейный, близкий к экспоненциальному, характер. Показано, что угол наклона зависимостей $N^*(\sigma_a)$ и $V_{тр}(\sigma_a)$ в полулогарифмических координатах зависит от химического и фазового состава стали.

Для объяснения наблюдаемых зависимостей предложена модель распространения трещины, основанная на современных представлениях физики металлов [1, 2].

В рамках предложенной модели предполагается, что зависимость скорости пластической деформации от величины напряжения для случая движения дислокации в поле равномерно распределенных точечных дефектов описывается соотношением $\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \exp[-\Delta F / kT \cdot (1 - \sigma / \tau)]$ [1], где ΔF - энергия активации пластической деформации, τ - напряжение течения. На основе разработанных подходов проведен анализ влияния структурных

факторов на скорость роста трещины. Показано, что скорость роста трещины, контролируемая особенностями протекания процессов микропластической деформации вблизи ее вершины, скорость которых $\dot{\epsilon}$ экспоненциально зависит от величины приложенных напряжений. Результаты расчетов сопоставлены с экспериментальными данными.

1. Эшби М.Ф., Фрост Г. Карты механизмов деформации. Перевод с английского Берштейна Л.М. Челябинск: Металлургия, 1989. 328 с.
2. Гольдштейн М.И., Литвинов В.С., Бронфин Б.М. Металлофизика высокопрочных сплавов. М.: Металлургия, 1986.

ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ВАКУУМНОГО ОТЖИГА Eu^{2+} -СОДЕРЖАЩИХ ЛЮМИНОФОРОВ НА СПЕКТРЫ ЭПР И СТАТИЧЕСКУЮ МАГНИТНУЮ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ

Д.А. Салкин, А.М. Зюзин, К.Н. Нищев

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

В работе исследовалось влияние высокотемпературного отжига на спектры ЭПР люминофоров $\text{BaMg}_2\text{Al}_{16}\text{O}_{27}:\text{Eu}^{2+}$ и $(\text{Sr},\text{Ba})_4(\text{PO}_4)_2\text{Cl}_2:\text{Eu}^{2+}$.

Образцы люминофоров отжигались в вакууме при температурах 250, 500, 600, 700, 800, 900, 1000°C в течение одного часа. Обнаружено, что у люминофора $(\text{Sr},\text{Ba})_4(\text{PO}_4)_2\text{Cl}_2:\text{Eu}^{2+}$ спектр в результате отжига не изменяется. У люминофора $\text{BaMg}_2\text{Al}_{16}\text{O}_{27}:\text{Eu}^{2+}$ напротив, после отжига при температуре 1000°C происходит существенная трансформация спектра ЭПР. Линии поглощения с $g = 22,3$; $7,1$ практически полностью исчезают, а линия с $g = 4,9$ сильно возрастает. Кроме того, появляется интенсивная линия с $g \approx 2$.

Обнаруженную трансформацию спектра ЭПР можно на наш взгляд объяснить следующим образом. В результате температурного воздействия в кристаллической структуре $\text{BaMg}_2\text{Al}_{16}\text{O}_{27}$ происходит изменение окружения иона Eu^{2+} . Поскольку наблюдается несинхронное изменение интенсивностей отдельных линий поглощения, то можно сделать вывод о том, что линии принадлежат парамагнитным центрам ионов Eu^{2+} , которые находятся в разных кристаллографических позициях, причем обладающих разной энергией активации. В люминофоре $(\text{Sr},\text{Ba})_4(\text{PO}_4)_2\text{Cl}_2:\text{Eu}^{2+}$ все линии поглощения принадлежат парамагнитным центрам ионов Eu^{2+} , находящихся в эквивалентных позициях кристаллической решетки. Наличие нескольких линий ЭПР объясняется расщеплением зеемановских энергетических уровней в кристаллическом поле.

Также проведены измерения статической магнитной восприимчивости люминофоров до и после отжига и выявлена корреляция между изменениями данного параметра и параметрами спектра ЭПР.

ВЛИЯНИЕ СИММЕТРИИ ЗАКРЕПЛЕНИЯ СПИНОВ НА ШИРИНУ ЛИНИЙ МОД СПИН-ВОЛНОВОГО РЕЗОНАНСА

А.М. Зюзин, А.Г. Бажанов

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

Целью настоящей работы является исследование влияния симметрии закрепления спинов на ширину линий мод спин-волнового резонанса (СВР). Плавное изменение симметрии закрепления осуществлялось постепенным уменьшением толщины h_3 верхнего слоя с большим затуханием в трехслойной пленке путем послойного стравливания. По мере уменьшения

толщины h_3 вплоть до значений $h_3 \approx 0.4$ мкм ширина линии $2\Delta H_n$ практически не изменяется. При $h_3 < 0.4$ мкм наблюдается близкое к периодическому изменение величины $2\Delta H_n$ для каждой спин-волновой моды (СВ-моды). При $h_3 < 0.1$ мкм наблюдается резкое уменьшение ширины линий спин-волновых мод и при $h_3 \leq 0.05$ мкм ширина линии достигает значений примерно в 2 раза меньших исходных величин. При дальнейшем уменьшении h_3 значения $2\Delta H_n$ начинают монотонно возрастать. Проведенный в настоящей работе расчет показал, когда $h_3 < 0.4$ мкм длина затухающей спиновой волны в слое закрепления становится сравнимой с величиной h_3 , на значение фазы волны на межслойной границе начинает оказывать состояние спиновых колебаний на свободной границе. Значение фазы, в свою очередь, в значительной степени влияет на величину интеграла возбуждения, определяющего ширину линий СВ-мод. Установлено, что отличие значений $2\Delta H_n$ при $h_3 \leq 0.5$ мкм примерно в 2 раза по сравнению с исходными значениями связано с тем, что в этом случае один из слоев закрепления почти полностью стравливается и пленка из трехслойной переходит в двухслойную. При этом число областей затухания спиновой волны уменьшается в два раза и ширина линии также уменьшается примерно в 2 раза. Дальнейшее монотонное возрастание значений $2\Delta H_n$ связано с тем, что далее происходит уменьшение толщины слоя возбуждения h_b и величина относительного вклада области экспоненциального затухания второго слоя закрепления возрастает, и как следствие возрастает ширина линии спин-волновой моды.

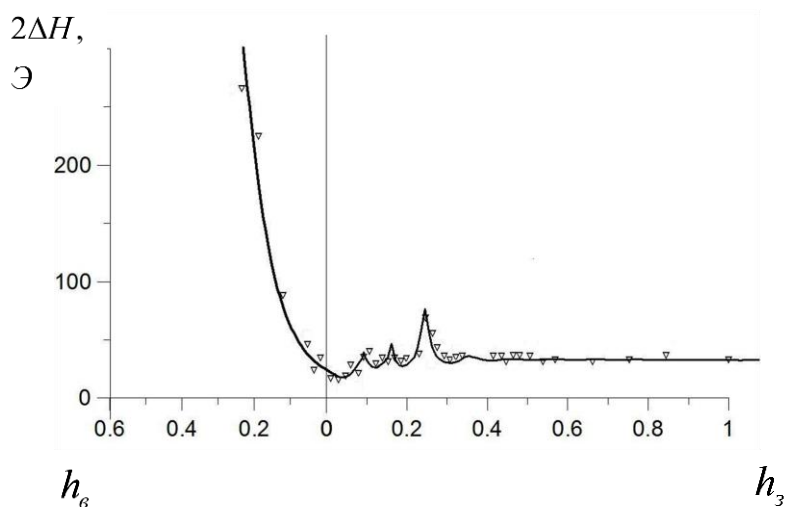


Рис.1. Зависимости ширины линии СВ-мод от толщины слоя закрепления h_3 . Значки – эксперимент, сплошная линия – расчет.

ЛАЗЕРНЫЕ МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИИ

50 ЛЕТ ЛАЗЕРУ. ФИАН. СВИДЕТЕЛЬСТВО ОЧЕВИДЦА, УЧАСТНИКА

М.Н. Попова

Институт спектроскопии РАН, Троицк, Московская область

15 мая 1960 г. американец Мейман получил генерацию оптического излучения с длиной волны 6943 \AA – заработал рубиновый лазер или, как долго называли у нас, оптический квантовый генератор (ОКГ). Николай Геннадиевич Басов, еще в начале 1959 г. организовавший в ФИАН поисковые работы по лазерам и добившийся их финансирования по постановлению Правительства (апрель 1960 г.), обратился к заведующему лабораторией люминесценции ФИАН Михаилу Дмитриевичу Галанину с предложением сделать рубиновый лазер. М.Д. Галанин, А.М. Леонтович и З.А. Чижикова занялись этой работой. Были отобраны кристаллы рубина хорошего оптического качества, сконструирован и изготовлен осветитель с U-образными лампами, и весной 1961 г. собрана лазерная установка с батареей огромных конденсаторов. На этой установке была получена генерация 18 сентября 1961 г.

В сентябре 1961 г. я, тогда студентка МФТИ, пришла в группу А.М. Леонтовича на практику. Энтузиазм и увлеченность царили в лаборатории. Все обсуждали необычные свойства нового света, придумывали разные схемы наблюдения дифракции и интерференции. Временная развертка показала наличие пульсаций («пичков») в излучении, и Саша Леонтович серьезно и надолго занялся этой проблемой. Выяснилось, что при использовании концентрического резонатора пички генерации регулярные. Мне было предложено исследовать причину такой кинетики генерации. Я собрала установку и с помощью скоростного фоторегистратора (СФР) изучала модовый состав излучения в каждой пичке. Эта работа стала темой моего диплома и последующей публикации в ЖЭТФ [1]. По инициативе В.М. Горбункова мы исследовали также возможность применения лазеров с концентрическим резонатором для освещения пузырьковых камер и камер Вильсона и получили авторское свидетельство. Весной 1964 г. нашу лабораторию посетил Президент АН СССР М.В. Келдыш. М.Д. Галанин рассказывал о работах по лазерам, стоя рядом с моей установкой. Президент внимательно слушал. Закончив Физтех, я поступила в аспирантуру и под руководством М.Д. Галанина и А.М. Леонтовича занялась исследованием поля излучения рубинового лазера в режиме гигантского импульса. В этой лекции я покажу несколько научных фотографий той поры, иллюстрирующих наши результаты.

М.Н. Попова, В.В. Коробкин, А.М. Леонтович, Возбуждение мод и кинетика генерации в рубиновом генераторе с концентрическим резонатором, ЖЭТФ **48** (1965) 78.

М.Н. Попова, А.М. Леонтович, М.Я. Щелев, Форма волнового фронта и пространственная когерентность излучения в гигантском импульсе рубинового ОКГ, Письма в ЖЭТФ **5** (1967) 314.

БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНЫЙ ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ В КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕДАХ РАЗНОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ РАЗМЕРНОСТИ

Ю.В. Орловский

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

Анализируется кинетика безызлучательного переноса энергии оптических возбуждений на случайно распределенные акцепторы с малой концентрацией, расположенные в пространстве с разной размерностью. Например, таким образом, определяется морфология люминесцирующих пористых материалов, таких, как фотонные кристаллы. В частности, определяется степень заполнения пор инверсной опаловой матрицы на основе диоксида кремния люминофором на основе хелатного координационного комплекса иттрия с 2-пиразинкарбоновой кислотой. Установлено, что координационные комплексы Tb^{3+} с 2-пиразинкарбоновой кислотой образуют в пустотах инвертированного опала на основе SiO_2 тонкую пленку, кинетика тушения люминесценции которой на акцепторах OH^- некоординированных молекул воды значительно отличается от аналогичной для порошков этих же комплексов. Возможности использования закономерностей статического (прямого) переноса энергии в 2D и 3D пространствах, ограниченные низкими концентрациями люминесцирующих центров [1], также развиты для случая высоких концентраций люминесцирующих центров (доноров энергии), когда необходимо учитывать миграцию энергии по донорам к тушащим акцепторам, которая ускоряет кинетику затухания люминесценции [2-4].

1. P. Levitz, J. M. Drake, J. Klafter, J. Chem. Phys. **89**, 5224 (1988).
2. А.И. Бурштейн, Успехи физических наук, **143**, 553 (1984).
3. S.G. Fedorenko, A.I. Burshtein, Chem. Phys. 128 (1988) 185.
4. S.G. Fedorenko, A.I. Burshtein, A.A. Kipriyanov, Phys. Rev.B, 48, 7020 (1993).

Работа выполнена при поддержке программы фундаментальных исследований президиума РАН № 27 «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов» и фонда РФФИ проекты № 09-03-12191-офи_м и 08-02-01058-а.

ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ВКР-ЛАЗЕРЫ ДЛЯ ИК-СПЕКТРАЛЬНОГО ДИАПАЗОНА

П.Г. Зверев

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

Вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) позволяет эффективно преобразовывать частоту лазерного излучения в стоксову область. Это позволяет получить лазерное излучение в новых спектральных областях, которые недоступны для традиционных лазерных источников. Последнее время большое внимание уделяется разработке твердотельных ВКР-преобразователей и ВКР-лазеров [1]. Кристаллы обладают высокой концентрацией рассеивающих центров, что приводит к высокому коэффициенту ВКР-усиления в них. Широкий набор кристаллов для ВКР позволяет получать различные стоксовы сдвиги от сотен до тысяч см^{-1} . Различные спектральные параметры ВКР-активных комбинационных мод позволяют выбрать кристаллы для получения эффективного ВКР-преобразования как в нано- и микросекундном диапазоне длительностей импульсов (стационарный ВКР), так и для пикосекундных (нестационарный ВКР).

При работе ВКР-преобразователей в ближнем и среднем ИК-спектральных диапазонах наблюдается заметное уменьшение коэффициента ВКР-усиления по сравнению с видимой областью [2]. Поэтому создание твердотельных ВКР-лазеров в ИК предъявляет особые требования к нелинейным материалам по оптическому качеству и пассивным потерям. Новые кристаллы вольфраматов и молибдатов, разработанные в ИОФРАН, обладают требуемыми параметрами. Коэффициент ВКР-усиления в кристалле BaWO_4 на длине волны 1.06 мкм равен 9 $\text{см}^2/\text{Вт}$, что близко по величине коэффициенту ВКР-усиления в $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ [3]. Протяженная область прозрачности кристалла до 4,5 мкм позволяет ему работать в ближней и средней ИК-области и свидетельствует о низких пассивных потерях в ИК-области.

Твердые тела обладают хорошими тепловыми и механическими свойствами. Поэтому твердотельные ВКР-лазеры могут работать с высокими средними и пиковыми мощностями. Созданы лазеры, дающие импульсы в сотни мДж, а средние мощности в десятки Вт. В докладе обсуждаются схемы и параметры созданных твердотельных ВКР-лазеров для ИК-спектрального диапазона.

1. P.G. Zverev, T.T. Basiev, A.M. Prokhorov. *Opt. Mater.*, **11**, 355 (1999).
2. V.A. Lisinetski, S.V. Rozhok, P.G. Zverev et al. *Las. Phys. Lett.* **2**, 396 (2005).
3. П.Г. Зверев, Т.Т. Басиев, А.А. Соболев и др. *Квант. Электр.* **30**, 55 (2000).

ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОГО ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЯ НА ГЕНЕРАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ НА ПЛАСТИНЧАТЫХ АКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ

В.Б. Цветков

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

Средняя мощность генерации твердотельного лазера ограничена, главным образом, тремя тепловыми эффектами. Это ухудшение качества лазерного пучка с ростом температуры, разрушение активного элемента из-за тепловых напряжений при неоднородном тепловыделении или высоких значениях поглощенной мощности накачки и падение усиления с ростом температуры.

Основной целью экспериментов было изучение условий накачки, нагрева и охлаждения активных дисков и пластинчатых активных элементов 1-мкм твердотельных лазеров с диодной накачкой, работающих в непрерывном или импульсном режимах с малой расходимостью излучения. В работе проведены экспериментальные и теоретические исследования распределения температуры в активных элементах с различными схемами накачки.

В экспериментах исследовались тепловыделение и распределение температуры в активной среде, а также однородность распределения поглощенной мощности накачки по длине и поперечному сечению активного элемента. Одновременно проводился контроль искажения волнового фронта при прохождении оптического излучения через нагретый активный элемент.

Показано, что изменение расстояния, на котором полностью поглощается излучение накачки, практически не изменяет эффективность генерации лазера на пластинчатом активном элементе, однако распределение температуры в активной среде при этом значительно изменяется, что сильно влияет на генерационные характеристики лазера. Обсуждаются преимущества и недостатки монолитных и композитных активных элементов и различных схем накачки.

Для случая активного диска исследованы процессы растекания тепла по объему диска (отклонение от одномерного случая) и условия минимизации влияния тепловой линзы за счет приблизительной соосности теплового градиента и направления распространения лазерного излучения. Показаны условия одномерности теплового потока и возможность частичной компенсации тепловой линзы за счет выгибания диска при неоднородном нагреве активного элемента при накачке.

Полученные картины температурных полей в активных элементах при различных условиях накачки и охлаждения и разработанные методы расчета температурных изменений показателя преломления активной среды позволяют прогнозировать искажения волнового фронта лазерного пучка при работе лазера/усилителя.

ФУРЬЕ-СПЕКТРОСКОПИЯ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ В ИСАН: ИСТОРИЯ И СОВРЕМЕННОСТЬ

М.Н. Попова

Институт спектроскопии РАН, Троицк, Московская область

Метод оптической фурье-спектроскопии был предложен еще А.А. Майкельсоном вскоре после изобретения им знаменитого интерферометра Майкельсона в 1880 г., однако почти не применялся до середины прошлого века, когда прогресс вычислительной техники сделал возможной практическую реализацию этого метода. Фурье-спектроскопия – единственный метод, позволяющий получать высокое разрешение в широком спектральном интервале. В нашей стране работа по созданию фурье-спектрометров высокого разрешения была начата в ФИАН, продолжена в Комиссии по спектроскопии АН СССР, а затем после учреждения в 1968 г. ИСАН, по инициативе нашего первого директора Сергея Леонидовича Мандельштама перенесена в ИСАН. Эта работа завершилась созданием уникальных ИК фурье-спектрометров высокого разрешения УФС-01 и УФС-02. Прибор УФС-02 был изготовлен в ЦКБ УП АН СССР и установлен в ИСАН в 1984 г. Первые полученные на этом приборе в ИСАН спектры иона Ho^{3+} в кристалле LiYF_4 , с хорошо разрешенной сверхтонкой структурой были продемонстрированы Сергеем Леонидовичу в день его 75-летия 22 февраля 1985 г.

В ИСАН развернулись исследования кристаллов методом фурье-спектроскопии высокого разрешения. Здесь мы были пионерами, и удалось получить много интересных результатов. Я расскажу лишь о некоторых из них, более подробно останавливаясь на недавних работах [1-3]. Это – результаты по исследованию сверхтонкой и изотопической структуры уровней, электрон-фононного, электрон-деформационного и межионного взаимодействий, а также дефектов в лазерных кристаллах с редкоземельными ионами. Большой цикл работ посвящен исследованию фазовых переходов и обменного взаимодействия в квазиодномерных магнетиках, в том числе со спин-пайерлсовской или/и зарядовой нестабильностью.

1. M. N. Popova, T. N. Stanislavchuk, B. Z. Malkin, L. N. Bezmaternykh, Phys. Rev. Lett., **102** (2009) 187403; Phys. Rev. B, **80** (2009) 195101.
2. S. A. Klimin, D. S. Pytalev, M. N. Popova, B. Z. Malkin, M.V. Vanyunin, S.L. Korableva, Phys. Rev. B, **81** (2010) 045113.
3. М. Н. Попова, С. А. Климин, Е. П. Чукалина, Т. Н. Станиславчук, К. Н. Болдырев. Спектроскопия ферро- и хромборатов, в коллективной монографии «Оптическая спектроскопия и стандарты частоты», Т. 3 «Спектроскопия конденсированных сред». / Под ред. Е.А. Виноградова, Л.Н. Сеницы. – Томск: Изд-во Института оптики атмосферы СО РАН, 2009. – с. 49-82

ГИБРИДНЫЙ ОДНОЧАСТОТНЫЙ ЛАЗЕР С МОЩНОСТЬЮ БОЛЕЕ 300 мВт

А.И. Трикшев, А.С. Курков, В.Б. Цветков

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

Современная тенденция развития волоконных лазеров состоит в увеличении их выходной мощности. Для получения высокой плотности мощности стоит вопрос о когерентном сложении излучения от нескольких источников. Для этого необходима реализация одночастотного мощного задающего генератора. В данной работе использовалась гибридная схема на основе полупроводникового диода и волоконного усилителя с целью исследования влияния усилителя на такие характеристики излучения, как состояние поляризации и ширина полосы генерации.

Полупроводниковый диод имел максимальная выходную мощность 25 мВт и степень поляризации - 0,986. На рис.1 представлен спектр излучения одночастотного диода, полученный с помощью волоконного кольцевого интерферометра. Ширина полосы генерации оценивается в 2,6 МГц.

В качестве активной среды усилителя использовалось иттербиевое GTWave волокно с накачкой от полупроводникового источника. При мощности накачки в 4,3 Вт получена выходная мощность 337 мВт. Степень поляризации усиленного излучения составила 0,905. На рис.2 представлен спектр усиленного излучения, полученный с помощью волоконного кольцевого интерферометра при выходной мощности 120 мВт. Ширина полосы оценивается в 2,4 МГц.

Можно сделать вывод, что использование комбинации одночастотного диода и усилителя не влияет на ширину линии генерации. И, хотя, волокно не имело заметного двулучепреломления, удалось сохранить степень поляризации на уровне более 0,9. Полученный источник будет применяться как первый каскад в схеме более мощного усилителя.

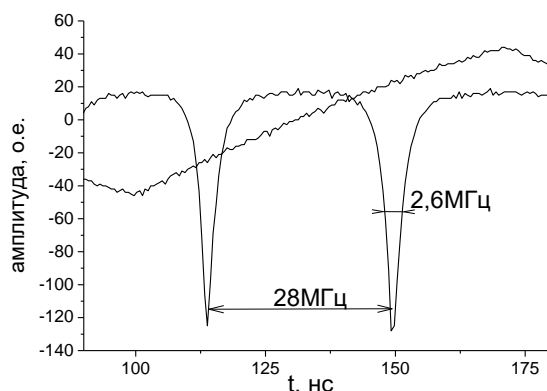


Рис.1. Спектр излучения одночастотного диода

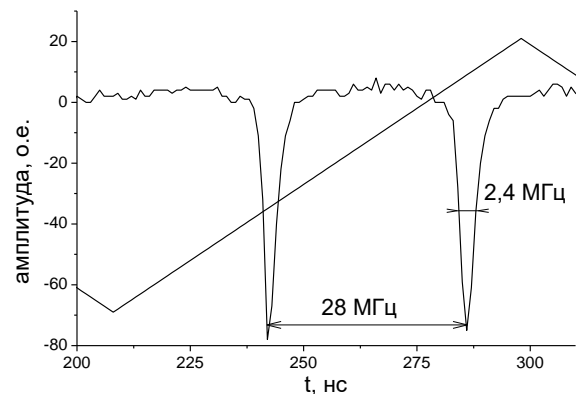


Рис.2. Спектр усиленного излучения

КРИСТАЛЛЫ СЕМЕЙСТВА КТР: ПСЕВДОСИММЕТРИЯ И НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

А.П. Гажулина, М.О. Марычев

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

Данная работа продолжает исследование взаимосвязи между структурными, симметричными особенностями кристаллов и их нелинейно-оптическими свойствами [1]. Задачами работы были систематизация информации о структурных данных и данных по нелинейно-оптическим свойствам кристаллов семейства КТР, исследование псевдосимметричных особенностей этих кристаллов и их сопоставление с нелинейно-оптическими свойствами. Семейство кристаллов со структурой типа КТР (титанил-фосфата калия) насчитывает более 100 соединений. Общая формула таких соединений может быть представлена в виде $MM'OXO_4$, где $M = K, Rb, Na, Cs, Tl, NH_4$; $M' = Ti, Sn, Sb, Zr, Ge, Al, Cr, Fe, V, Nb, Ta, Ga$; $X = P, As, Si, Ge$ [2].

Найдена структурная информация и информация по нелинейно-оптическим свойствам для чистых и легированных кристаллов семейства КТР. Проведен расчет псевдосимметрии [3] относительно операции инверсии для найденных кристаллов. Получены пространственные карты распределения степени инвариантности структур этих кристаллов относительно операции инверсии для различных положений точек инверсии в пределах их элементарных ячеек. Определены положения центров псевдоинверсии, соответствующие максимальным значениям степени инвариантности, проведён анализ их расположения относительно элементов симметрии пространственных групп симметрии исследованных кристаллов.

Получены гистограммы распределения величины степени псевдоинверсии по чистым кристаллам КТР и легированным кристаллам КТР. Установлено, что среди чистых кристаллов КТР преобладают значения инвариантности относительно операции инверсии в интервале 0.3-0.4. Полученные расчётные значения сопоставлены с известными нелинейно-оптическими характеристиками рассмотренных кристаллов семейства КТР. Установлено, что кристаллы семейства КТР, обладающие наибольшим значением степени инвариантности относительно операции инверсии, имеют наименьшие значения нелинейно-оптических характеристик. Среди легированных кристаллов КТР наблюдается уменьшение степени инвариантности относительно операции инверсии, практически все структуры обладают величиной псевдосимметрии меньшей 0.5.

- 1 В.А. Иванов, В.А. Бурдов и др., Кристаллография. 2008, 53, 714.
- 2 G.D. Stucky, M.L.F. Phillips, T.E. Gier, Chem. Mater. 1989, 1, 492.
- 3 E.V. Chuprunov, Crystallography Reports. 2007, 52, 1.

ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ОТЖИГА И ГИДРОГЕНИЗАЦИИ НА ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ПЕРИОДИЧЕСКИ УПОРЯДОЧЕННОЙ СИСТЕМЫ "nc-Si/ОКСИД С ВЫСОКОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЬЮ"

А.А. Ершов, И.А. Чугров, А.В. Ершов

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

Одним из направлений современных исследований наноразмерного кремния является получение и изучение свойств системы нанокристаллов (НК) Si в диэлектрической матрице SiO₂ с целью повышения излучательной способности непрямозонного полупроводника за счет квантового конфайнмента. С другой стороны, сейчас активно изучаются слои оксидов с высокой диэлектрической проницаемостью (*high-k*-диэлектрики), такие как HfO₂, ZrO₂, Al₂O₃, перспективные для замены SiO₂ в качестве подзатворного диэлектрика Si-МДП-нанотранзисторов.

В докладе представлены результаты исследований оптических и электрических свойств многослойных нанопериодических структур (МНС) «аморфный субоксид кремния (*a*-SiO_x) / *high k*-оксид (Al₂O₃ и ZrO₂) ». Структуры получали испарением в вакууме. Гидрогенизация проводилась путем отжига МНС в молекулярном водороде при атмосферном давлении при температурах 400-600 °С. Рассматриваются результаты по фотолюминесценции (ФЛ), комбинационного рассеяния света (КРС), ИК-спектроскопии и электронного транспорта в структурах.

Обнаружено, что после высокотемпературного отжига (ВТО) 1000-1100 °С МНС *a*-SiO_x/*high k*-оксид характеризуются размерно-зависимой ФЛ, связанной с НК Si, сформированными в SiO-слоях с размеры 3-5 нм. Оптимальные условия проведения ВТО для получения максимально интенсивной ФЛ в полосе 700-850 нм зависит от материала барьерных слоев МНС и типа оксида. Влияние материала оксидных слоев на свойства наноструктур объясняется с позиций химического взаимодействия кремния с оксидом и образованием промежуточного по составу переходного слоя на гетерограницах МНС при ВТО. Формирование НК Si в МНС подтверждается результатами по КРС. Оба типа МНС после ВТО при 1000 и 1100 °С имели характерные пики рассеяния при 511-520 см⁻¹, соответствующие *TO*-фононным модам низкоразмерного кристаллического кремния.

Рассматриваются влияние интерфейсных безызлучательных дефектов на ФЛ и их пассивация при гидрогенизации. Данные по электронному транспорту согласуются с оптическими свойствами вертикально упорядоченных наноструктур и объясняются с позиции модели электропереноса через цепочку полупроводниковых наногранул в области напряжений, при которых имеет место кулоновская блокада туннелирования.

Работа выполнена в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» ГК №П2086 и гранта РФФИ 10-02-00995-а.

ПРОЦЕССЫ БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ МЕЖДУ ИОНАМИ АКТИВАТОРА В КРИСТАЛЛАХ КАЛЬЦИЙ-НИОБИЙ-ГАЛЛИЕВОГО ГРАНАТА, АКТИВИРОВАННОГО ИОНАМИ Er^{3+}

Е.В. Большакова¹, А.В. Малов¹, П.А. Рябочкина¹, А.В. Попов²

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

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

Кристаллы, активированные ионами Er^{3+} , выступают в качестве активных сред для твердотельных лазеров с целью получения генерации в спектральных диапазонах около 1,5 мкм (переход ${}^4\text{I}_{13/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$ ионов Er^{3+}) и около 3 мкм (переход ${}^4\text{I}_{11/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{13/2}$ ионов Er^{3+}) [1]. На параметры лазерной генерации на данных переходах значительным образом влияют процессы безызлучательного переноса энергии между ионами Er^{3+} , которые могут обеспечивать как заселение, так и разгрузку верхнего и нижнего уровней соответствующих лазерных переходов.

В настоящей работе нами приводятся результаты исследования процесса кросс-релаксации ${}^4\text{S}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{9/2}$, ${}^4\text{I}_{15/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{13/2}$ ионов Er^{3+} в кристаллах КНГГ:Er. Кривая затухания люминесценции с уровня ${}^4\text{S}_{3/2}$ ионов Er^{3+} в кристаллах КНГГ:Er с концентрацией Er 0,1 ат.% не является строго экспоненциальной, что свидетельствует о некоторой вариации вероятностей перехода с уровня ${}^4\text{S}_{3/2}$ различных активаторных центров Er^{3+} в этих кристаллах. Времена жизни ионов Er^{3+} в кристалле КНГГ:Er Er ($C_{\text{Er}}=0,1$ ат.%), оцененные на начальном и конечном участках кривой распада с уровня ${}^4\text{S}_{3/2}$, равны 78 мкс и 100 мкс соответственно.

На кинетиках затухания люминесценции с уровня ${}^4\text{S}_{3/2}$ Er^{3+} в кристаллах КНГГ:Er с концентрациями Er^{3+} 6 ат.% ($c_1=7,7 \cdot 10^{20} \text{см}^{-3}$) и 12 ат.% ($c_2=1,52 \cdot 10^{21} \text{см}^{-3}$) выявлен участок, соответствующий ферстеровскому закону распада для случая диполь-квадрупольного механизма взаимодействия. Для кристаллов КНГГ:Er с концентрациями Er^{3+} 6 и 12 ат.% на линейных участках соответствующих зависимостей определены коэффициенты неупорядоченного распада γ_1 и γ_2 , равные соответственно 0,7 и 1,4 мкс^{-3/8}. Отношения значений концентраций c_2/c_1 и коэффициентов неупорядоченного распада γ_2/γ_1 одинаковы и равны 2, что свидетельствует о линейной зависимости γ от c . С использованием значений коэффициентов неупорядоченного распада γ , для кристаллов КНГГ:Er определено значение микропараметра взаимодействия ионов Er^{3+} $C_{\text{дAEr} \rightarrow \text{Er}}$.

В работе также представлены результаты исследований, подтверждающие наличие кооперативных процессов безызлучательной передачи энергии ионов эрбия ${}^4\text{I}_{11/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$, ${}^4\text{I}_{11/2} \rightarrow {}^4\text{F}_{7/2}$; ${}^4\text{I}_{11/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$, ${}^4\text{I}_{13/2} \rightarrow {}^4\text{F}_{9/2}$; ${}^4\text{I}_{13/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$, ${}^4\text{I}_{13/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{9/2}$ в кристаллах кальций-ниобий-галлиевого граната, активированного ионами Er^{3+} (КНГГ:Er).

1. Труды ИОФАН Т.19, Москва. Наука (1989).

МОДЕЛИРОВАНИЕ СУПЕРЯЧЕЕК ПРИМЕСНЫХ КРИСТАЛЛОВ ТИТАНИЛ-ФОСФАТА КАЛИЯ И РАСЧЕТ ИХ ПСЕВДОСИММЕТРИИ

Н.Ю. Иванов, М.О. Марычев

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

Эффективная квадратичная нелинейная восприимчивость $\chi_{2\omega}$, определяющая интенсивность генерации второй оптической гармоники и измеренная для длины волны первичного излучения 1.064 мкм на ряде порошковых образцов кристаллов КТР:Nb, КТР:Zr [1], имеет немонотонную зависимость от содержания Nb или Zr, и достигает максимума при содержании Nb в районе 4% и 3% Zr.

В настоящей работе проведено моделирование примесных суперячеечных структур кристаллов титанил-фосфата калия (КТР), легированных Nb или Zr (КТР:Nb, КТР:Zr). Для модельных кристаллов, построенных трансляционным размножением суперячеек, содержащих 64 исходных элементарных ячеек структуры КТР, была рассчитана степень инвариантности легированных структур относительно операции инверсии, в диапазоне концентрации для Nb от 0,5 % до 11 % и Zr от 0,5 % до 5 %, с шагом по концентрациям в 0,5 %. Таким образом, получились 22 структуры КТР:Nb и 10 структур КТР:Zr.

При одинаковых концентрациях того или иного легирующего элемента примесные структуры реализовывались многократно, для получения оценок среднего значения степени псевдоцентросимметричности и его среднеквадратичного отклонения. На полученных таким образом зависимостях обнаружены существенные локальные минимумы при содержании Nb или Zr в 5,5% и 4 % соответственно, что удовлетворительно согласуется с положением максимумов нелинейной восприимчивости $\chi_{2\omega}$ на аналогичных концентрационных зависимостях.

1. Иванов В.А., Бурдов В.А., Марычев М.О. и др. //Кристаллография. 2008. Т. 53. №4. С. 714-719.

ДВУХМИКРОННАЯ ЛАЗЕРНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛОВ NaLaGd-ДВОЙНЫХ ВОЛЬФРАМАТОВ И МОЛИБДАТОВ, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ Tm³⁺

Ф.А. Большиков¹, Е.В. Жариков^{2,3}, Н.Г. Захаров⁴, Д.А. Лис²,
П.А. Рябочкина¹, К.А. Субботин², О.Л. Антипов⁴

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

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

³Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева,
Москва

⁴Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Лазерное излучение двухмикронной области спектра находит применение в медицине, для определения содержания газов (CO₂, NH₃) в окружающей атмосфере, при проведении научных экспериментов.

В качестве перспективных материалов для создания двухмикронных лазеров средней мощности выступают кристаллы двойных вольфраматов и молибдатов, активированные ионами Tm³⁺.

В настоящей работе проведены исследования спектрально-люминесцентных свойств кристаллов NaLa_xGd_{1-x}(WO₄)₂:Tm (x=0–1) и NaLa_xGd_{1-x}(MoO₄)₂:Tm (x=0–1), на основании которых сделаны прогнозы о возможности получения двухмикронной генерации на переходе ³F₄→³H₆ ионов Tm³⁺ в этих кристаллах.

Впервые получена двухмикронная лазерная генерация на переходе ³F₄→³H₆ ионов Tm³⁺ в кристаллах NaLa_{1/2}Gd_{1/2}(WO₄)₂:Tm (C_{Tm} = 3,6 ат. %) и NaLa_{1/3}Gd_{2/3}(MoO₄)₂:Tm (C_{Tm} = 4,8 ат. %) в условиях лазерной полупроводниковой накачки. Выходная мощность лазерного излучения в квазинепрерывном режиме составила более 200 мВт. Дифференциальный КПД генерации на кристалле NaLa_{1/2}Gd_{1/2}(WO₄)₂:Tm (C_{Tm} = 3,6 ат. %) для π- и σ-поляризаций на длинах волн 1908 нм и 1918 нм составил по поглощенной мощности накачки 34 % и 30 % соответственно. На данном кристалле также реализована плавная перестройка длины волны лазерной генерации в спектральном диапазоне 1860–1935 нм. Дифференциальный КПД генерации на кристалле NaLa_{1/3}Gd_{2/3}(MoO₄)₂:Tm (C_{Tm} = 4,8 ат. %) для π- и σ-поляризаций на длинах волн 1910 нм и 1918 нм составил 27 и 23 % соответственно. Перестройка длины волны генерации на данном кристалле осуществлена в спектральном диапазоне 1870-1950 нм.

Работа выполнена при поддержке Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (Государственный контракт № 14.740.11.0071).

НЕЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ЦЕНТРЫ Yb^{3+} В НЕЛИНЕЙНЫХ ЛАЗЕРНЫХ КРИСТАЛЛАХ $\text{RAl}_3(\text{BO}_3)_4:\text{Yb}$, $\text{R}=\text{Y}$, Tm , Lu , Yb

К.Н. Болдырев

Институт спектроскопии РАН, Троицк, Московская область

Кристаллы алюминиевых ортоборатов $\text{RAl}_3(\text{BO}_3)_4$ привлекают внимание исследователей благодаря наличию хороших люминесцентных и нелинейно-оптических свойств в сочетании с высокой химической стойкостью, термической стабильностью и механической прочностью. В настоящее время на основе этих кристаллов, активированных редкоземельными ионами, созданы лазеры с самоудвоением частоты и самосмещением частот, а также миналазеры. Среди редкоземельных ионов используемых в твердотельных лазерах следует выделить ион Yb^{3+} , поскольку во всем диапазоне длин волн, вплоть до УФ, он имеет всего два энергетических уровня: основной $^2\text{F}_{7/2}$ и возбужденный $^2\text{F}_{5/2}$. Недостатком рассматриваемых алюмоборатов является то, что их рост возможен только методом кристаллизации из раствора в расплавах. При этом в процессе кристаллизации происходит вхождение компонентов флюса в кристалл, что может влиять на его лазерные свойства.

Настоящая работа посвящена исследованию ряда редкоземельных алюмоборатов, активированных иттербием, и выращенных с применением различных флюсов. Методом оптической фурье-спектроскопии высокого разрешения зарегистрированы спектры поглощения алюмоборатов $\text{RAl}_3(\text{BO}_3)_4:\text{Yb}$, $\text{R}=\text{Y}$, Tm , Lu , Yb . В области линии поглощения $^2\text{F}_{7/2}(0) \rightarrow ^2\text{F}_{5/2}(0)$ иона иттербия обнаружены спутники, положения и интенсивности которых отличаются для образцов, выращенных с применением различных флюсов. (О наблюдении спутников для одного из кристаллов $\text{YbAl}_3(\text{BO}_3)_4$ сообщалось ранее в нашей работе [1]). Показано, что спутники связаны с переходами в неэквивалентных центрах Yb , обусловленных наличием включений из флюса в ближайшем окружении. Проведена идентификация спутников по включениям, породившим соответствующие неэквивалентные центры.

Данная работа поддержана грантами РФФИ (№ 07-02-01185) и РАН по программам фундаментальных исследований.

1. M.N. Popova, K.N. Boldyrev, P.O. Petit, B. Viana and L.N. Bezmaternykh J. Phys.: Condens. Matter 20, 455210 (2008).

SMoO₄:Nd-ЛАЗЕР С ВКР-САМОПРЕОБРАЗОВАНИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ НАКАЧКОЙ

С.Н. Сметанин, А.С. Шурыгин, А.В. Федин
КГТА им. В.А. Дегтярева, Ковров

В настоящее время наблюдается повышенный интерес к созданию твердотельных источников лазерного излучения безопасного для глаз спектрального диапазона с длиной волны около 1.5 мкм и выше [1]. Одним из эффективных способов получения такого излучения является однокаскадное или многокаскадное ВКР-преобразование излучения традиционных неодимовых лазеров, генерирующих на длинах волн около 1.06, 1.32 мкм и др. Целью данной работы было создание компактного лазера с ВКР-самопреобразованием излучения.

В работе [2] продемонстрирован новый компактный ВКР-лазер на кристалле SrMoO₄:Nd с накачкой одномодовым лазерным диодом мощностью 2 Вт и управляемой пассивной модуляцией добротности градиентно окрашенным кристаллом LiF:F₂⁻. Энергия повторяющихся (~ кГц) наносекундных импульсов выходного ВКР-излучения достигала 21 мкДж, что соответственно в 6 и 3.5 раза выше, чем для GdVO₄:Nd- и PbMoO₄:Nd-лазеров аналогичного дизайна [3,4].

Нами была исследована ВКР-лазерная генерация миниатюрного полностью твердотельного ВКР-лазера на кристалле SrMoO₄:Nd³⁺ с пассивным затвором на кристалле LiF:F₂⁻. Экспериментально и теоретически исследованы зависимости параметров лазерной генерации и ВКР-самопреобразования лазерного излучения от начального пропускания пассивного лазерного затвора. Проведено моделирование кинетики генерации, показавшее возможность разгрузки резонатора при высокоэффективном ВКР-самопреобразовании лазерного излучения. Увеличение длины активной лазерной среды с 1 мм до 3 мм в экспериментальной системе позволили увеличить энергию выходного ВКР-излучения с 20 мкДж до рекордного среди подобных ВКР-лазеров значения 60 мкДж на длине волны 1.17 мкм при многомодовой диодной накачке мощностью 12 Вт.

1. Басиев Т Т *УФН* **169** 1149 (1999)
2. Basiev T, Doroshenko M, Ivleva L, et al *Opt. Lett.* **34**, 1102 (2009).
3. Basiev T T, Vassiliev S V, Konjushkin V A, et al *Laser Phys. Lett.* **1**, 237(2004)
4. Basiev T T, Vassiliev S V, Doroshenko M E, et al *Opt. Lett.* **31**, 65(2006).

СВИНЦОВО-ФТОРО-БОРАТНЫЕ СТЕКЛА И ПРОЗРАЧНЫЕ
СТЕКЛОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ,
АКТИВИРОВАННЫЕ Nd³⁺

Т.В. Анфимова¹, Ю.К. Воронько², Е.В. Кузнецов¹, О.Б. Петрова¹,
А.В. Попов², В.Е. Шукшин²

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

²*Учреждение Российской академии наук Институт общей физики
им. А.М. Прохорова РАН, Москва*

Система PbF₂–PbO–B₂O₃ позволяет получать стекла в очень широком диапазоне составов [1-4]. Эти стекла обладают высокой плотностью и показателем преломления, высокой ионной проводимостью и диэлектрической постоянной, относительно низкими температурами получения. В данной работе исследованы свойства стекол в свинцово-фторо-боратной системе и возможность получения на их основе прозрачных стеклокристаллических материалов путем контролируемой кристаллизации. Концентрации Nd³⁺ в стеклах варьировались от 0,6·10²⁰ до 25·10²⁰ см⁻³.

Температуры стеклования стекол с различным соотношением компонентов лежат в диапазоне 190 - 285 °С, плотность – 5.6 - 5.9 г/см³, микротвердость – от 210-320 кг/мм², показатель преломления - 1.81-2.22, КТР - 2-3·10⁻⁶ К⁻¹, диэлектрическая постоянная - 15-27.

Были проведены термообработки при разных температурно-временных режимах стекол состава 28PbF₂-47PbO-24B₂O₃-1NdF₃. При этом возросли следующие показатели: плотность - на 10%, микротвердость - на 30%, показатель преломления – на 5%; диэлектрическая постоянная уменьшилась на 15%. По данным РФА и КРС были определены выделяющиеся кристаллические фазы – α-PbF₂ и PbB₂O₄. Спектр люминесценции Nd³⁺ в стеклокристаллическом материале заметно отличается от спектра в исходном стекле, время жизни уровня ⁴F_{3/2} возросло на 10%.

Работа выполнена при финансовой поддержке ФАНИ (Госконтракт № 02.740.11.0139) и Гранта Президента РФ по поддержке молодых ученых (№ МК-105.2010.2).

1. Pisarska J., Pisarski W.A. J. Optoelectronics and Advanced Materials **7**, № 5. (2005). 2667.
2. Соколов И. А., Мурин И. В., Мельникова Н. А., Пронкин А. А. Физика и химия стекла **28** (2002). вып.5. 433.
3. Souza Filho A.G., Mendes J., Melo F.E.A., Custódio M.C.C., Lebullenger R., Hernandez A.C. J. Phys. Chem. Sol. **61** (2000) 1535.
4. Kassab L.R.P., Courrol L.C., Seragioli R., Wetter N.U., Tatumi S.H. and Gomes L. J. Non-Cryst. Solids. **348** (2004) 94.

СТЕКЛОВАНИЕ И КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ В СИСТЕМЕ BaO–B₂O₃–BaCl₂:Nd³⁺

Ю.К. Воронько¹, Л.Н. Дмитрук¹, Л.В. Моисеева¹, О.Б. Петрова²,
А.В. Попов¹, В.Е. Шукшин¹, М.Н. Бреховских³

¹*Учреждение Российской академии наук Институт общей физики
им. А.М. Прохорова РАН, Москва*

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

³*Учреждение Российской академии наук Институт общей и
неорганической химии
им. Н.С. Курнакова РАН, Москва*

Модификация оксидных стекол введением галогенидных солей с низкочастотным фононным спектром с последующим выделением активированных РЗЭ галогенидных кристаллических фаз при термообработке может привести к созданию эффективных сред для твердотельных лазеров. В настоящей работе изучены процессы синтеза, стеклообразования и кристаллизации стекол в системе BaO–B₂O₃–BaCl₂. Синтезировались стекла в области соотношений R(Ba/2B)=1,0–1,8 и R(Ba/2B)=0,25–0,5, активированные 1,0 мол.% NdCl₃. Стекла синтезировали на воздухе и в инертной среде (аргон). Установлено, что увеличение весовых потерь при синтезе на воздухе по сравнению с синтезом в аргоне связано с химическим взаимодействием оксихлоридного расплава с парами воды:



Определена область стеклующихся при литье в форму составов. В области составов с большим соотношением R концентрация BaCl₂ лимитируется при охлаждении расплава выделением кристаллов BaCl₂ подобно кристаллизации из пересыщенного раствора. Максимальное соотношение Cl/O составило 1/7. В области малых соотношений Ba/2B избыток хлора ведет к расслаиванию расплава с кристаллизацией сильно обогащенной хлором части расплава и стеклованием обедненной им части. Максимальное соотношение Cl/O составляло примерно 1/20.

Проведены термообработки стекол, синтезированных в инертной среде, при температурах выше T_g. В области составов с соотношением R<1,7 наблюдалась только поверхностная кристаллизация. Гомогенное зародышеобразование в объеме имело место в области соотношений Ba/2B>1,7. Первичной фазой выделения при расстекловывании таких стекол являются кристаллы орторомбического BaCl₂. Проведены термообработки стекла 53BaO–36B₂O₃–11BaCl₂:1 мол.% NdCl₃ в температурном интервале T_g–T_x в течение от 10 мин до 145 часов. Определены температурно-временные режимы образования прозрачных, матовых и непрозрачных стеклокристаллических образцов. Проведен сравнительный анализ люминесцентных характеристик иона Nd³⁺ в полученных стеклах и стеклокерамике.

РОСТ КРИСТАЛЛОВ СО СТРУКТУРОЙ ШЕЕЛИТА, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Д.А. Лис, К.А. Субботин, Е.В. Жариков.

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

На протяжении многих лет наша лаборатория занимается изучением разупорядоченных двойных натриевых вольфраматов и молибдатов со структурой шеелита. Преимущества разупорядоченных кристаллов с точки зрения их использования в качестве активных сред твердотельных лазеров с диодной накачкой таковы:

- требования к стабильности длины волны излучения диодов накачки могут быть значительно снижены, поскольку в случае неоднородно уширенных спектров линия излучения полупроводникового лазера попадает не на узкую линию поглощения, как во многих структурно-упорядоченных кристаллах, а на полосу со слабо меняющимся в значительной спектральной области коэффициентом поглощения;
- возможность перестройки длины волны излучения лазера;
- возможность получения на данных кристаллах лазерных импульсов субпикосекундной длительности.

В процессе работы были выращены и исследованы кристаллы, активированные ионами Yb^{3+} ; Er^{3+} ; Tm^{3+} ; Ho^{3+} ; Nd^{3+} ; $\text{Er}^{3+}\text{-Ce}^{3+}$; $\text{Er}^{3+}\text{-Yb}^{3+}$. Была получена лазерная генерация на кристаллах $\text{Nd}^{3+}:\text{NaLa}(\text{MoO}_4)_2$; $\text{Nd}^{3+}:\text{NaLa}(\text{WO}_4)_2$; $\text{Tm}^{3+}:\text{NaGd}(\text{WO}_4)_2$; $\text{Tm}^{3+}:\text{NaLa}_{0,46}\text{Gd}_{0,46}(\text{WO}_4)_2$, $\text{Tm}^{3+}:\text{NaLa}_{0,31}\text{Gd}_{0,62}(\text{MoO}_4)_2$.

В докладе представлены основные моменты разработанной технологии выращивания кристаллов со структурой шеелита. Рассмотрены следующие вопросы:

1. Состав и приготовление исходной шихты.
2. Основные меры по борьбе с растрескиванием кристаллов: выбор направления роста, регулирование температурных градиентов изменением конфигурации тепловых экранов, выбор скорости охлаждения кристалла после ростового процесса до комнатной температуры.
3. Выбор скорости роста, ее влияние на качество выращиваемых кристаллов.
4. Выбор атмосферы роста, способы борьбы с дополнительным оптическим поглощением кристаллов, послеростовой отжиг полученных кристаллов.

ВНУТРИРЕЗОНАТОРНОЕ ВКР-ПРЕОБРАЗОВАНИЕ
ИАГ:Nd-ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В БЕЗОПАСНЫЙ
ДЛЯ ЗРЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫЙ ДИАПАЗОН

А.В. Гаврилов, М.Н. Ершков, С.Н. Сметанин, С.А. Солохин,
А.В. Федин

КГТА им. В.А. Дегтярева, Ковров

Исследованы параметры генерации твердотельных ВКР-лазеров безопасного для глаз спектрального диапазона при внутриврезонаторном ВКР-преобразовании в кристалле $BaWO_4$ излучения ИАГ:Nd-лазеров на длине волны 1.34 мкм с пассивной и электрооптической модуляцией добротности.

Показана возможность получения ВКР-излучения на длине волны 1.53 мкм при пассивной модуляции с помощью кристалла ИАГ: V^{3+} . Установлено, что оптимальным является режим генерации при использовании пассивного затвора с начальным пропусканием около 59%. При этом получено ВКР-излучение средней мощностью 0.28 Вт в виде цуга из 5 импульсов длительностью около 20 нс и энергией отдельного импульса около 4 мДж.

При электрооптической модуляции с помощью кристалла $LiNbO_3$ получена генерация ВКР-излучения на длине волны 1.53 мкм со средней мощностью 0.44 Вт, частотой следования импульсов 30 Гц и длительностью отдельного импульса около 20 нс. Энергия отдельного импульса при этом составляет 15 мДж, а пиковая мощность достигает 0.75 МВт. При этом установлена практически линейная зависимость средней мощности ВКР-излучения от частоты следования импульсов накачки в диапазоне от 1 Гц до 30 Гц.

При электрооптической модуляции с помощью кристалла $LiTaO_3$ получена генерация ВКР-излучения на длине волны 1.53 мкм со средней мощностью до 0.85 Вт, частотой следования импульсов 30 Гц и длительностью отдельного импульса около 19 нс. Энергия отдельного импульса при этом составляет 28 мДж, а пиковая мощность достигает 1.5 МВт.

1. Басиев Т.Т. Новые кристаллы для лазеров на вынужденном комбинационном рассеянии // Физика твердого тела. 2005. Т.47. вып.8. С.1354 – 1358.
2. Zverev P.G., Basiev T.T., Jia V. and Liu H. Raman Spectroscopic and Nonlinear Optical Properties of Barium Nitrate Crystal // Advanced Solid State Lasers / Eds. S.A. Pain and C.Pollok. Washington, DC: OSA, 1996. V.1. P. 554.
3. Басиев Т.Т., Гаврилов А.В., Осико В.В., Сметанин С.Н., Федин А.В. ВКР – преобразование с высокой средней мощностью излучения в кристалле $BaWO_4$ // Квантовая электроника. 2004. Т.34. В.7. С.649 – 651.

РОСТ, РЕНТГЕНОСТРУКТУРНЫЙ АНАЛИЗ И НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ НЕКОТОРЫХ ТАРТРАТОВ

М.Л. Лабутина, М.О. Марычев, Н.В. Сомов

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

Целью исследования являлось выращивание ряда монокристаллов семейства тартратов, определение их симметрии и состава, а также измерение их нелинейно-оптических свойств.

Выращены кристаллы ряда тартратов с общей химической формулой $MeC_4H_4O_6 \cdot nH_2O$, где Me – катион металла. Рост кристаллов проходил в геле [1]. Для этого был приготовлен гель на основе метасиликата натрия и винной кислоты. В качестве питающего раствора использовались водные растворы $CuCl_2 \cdot 2H_2O$, $Ca(NO_3)_2 \cdot 4H_2O$, $MnCl_2 \cdot 4H_2O$, $Sr(NO_3)_2$, $CoSO_4 \cdot 7H_2O$, $BaCl_2$, $SnCl_2 \cdot 2H_2O$, $ZnSO_4 \cdot 7H_2O$ и $FeCl_3 \cdot 6H_2O$. В результате были выращены кристаллы тартратов меди, кальция, марганца, стронция, кобальта, бария, олова, цинка и железа. Полученные кристаллы прозрачны, визуально однородны, имеют размеры 1-4 мм.

Рентгеноструктурное исследование полученных кристаллов проводилось на автоматическом монокристалльном дифрактометре Oxford Diffraction Gemini S с CCD детектором SAPPHIRE III. В экспериментах использовалось излучение MoK_α ($\lambda=0.71073 \text{ \AA}$).

Поскольку выращенные кристаллы не обладают центром инверсии, экспериментально исследовалось возбуждение второй оптической гармоники на их порошковых образцах [2]. Для возбуждения второй гармоники применялся импульсно-периодический YAG:Nd лазер с длиной волны первичного излучения 1.064 мкм. Результатами измерений являются эффективные относительные значения квадратичной нелинейной восприимчивости кристаллов тартратов меди, кальция, марганца, стронция, кобальта, бария, олова, цинка и железа по отношению к эффективной квадратичной нелинейной восприимчивости порошка кристалла KDP, их значения равны 0.32 ± 0.02 , 0.29 ± 0.01 , 0.65 ± 0.01 , 0.52 ± 0.01 , 0.12 ± 0.03 , 0.35 ± 0.01 , 1.38 ± 0.02 , 0.48 ± 0.03 и 0.06 ± 0.02 .

Для кристаллов тартратов железа и олова в литературе не было найдено ростовой информации, а в последней версии банка структурных данных [3] они также отсутствуют, что, по-видимому, говорит о том, что данные кристаллы выращены нами впервые.

Данная работа поддержана Федеральной целевой программой «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы (государственный контракт № П987 от 20 августа 2009 г.) и грантом ведущих научных школ НШ-4034.2010.5.

1. Гениш Г., Выращивание кристаллов в гелях. М.: Мир, 112 (1973).
2. Kurtz S.K. and Perry T.T. Appl. Phys. **39**, No.8, July, 3798 (1968).
3. Cambridge Crystallographic Data Centre, (2010).

ПОЛУЧЕНИЕ СТЕКОЛ СОСТАВА $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{--GeO}_2$, СОДЕРЖАЩИХ ИОНЫ

ХРОМА И ЖЕЛЕЗА

И.В. Степанова, Н.Г. Горащенко, И.Ю. Янькова

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

В системе $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{--GeO}_2$ [1] существует метастабильная кристаллическая фаза Bi_2GeO_5 , которая по данным [2] обладает сегнетоэлектрическими свойствами. Данную метастабильную фазу можно получить термической обработкой стекол того же состава, а добавление ионов переходных элементов позволит изменять свойства материалов и влиять на процесс кристаллизации.

Для проведения исследований выбраны следующие составы стекол: $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{--GeO}_2$, $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{--GeO}_2\text{--}0,0002\text{Fe}_2\text{O}_3$, $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{--GeO}_2\text{--}0,002\text{Fe}_2\text{O}_3$, $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{--GeO}_2\text{--}0,0002\text{Cr}_2\text{O}_3$, $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{--GeO}_2\text{--}0,002\text{Cr}_2\text{O}_3$. Все стекла получали отливом расплава ($T=1100^\circ\text{C}$) на охлажденную металлическую подложку. Аморфность образцов подтверждена с помощью рентгенофазового анализа (РФА).

На полученных образцах стекол измерены значения показателя преломления и его дисперсия, плотность, микротвердость. Установлено, что ионы хрома и железа оказывают разнонаправленное влияние на оптические свойства стекол. Так, введение ионов железа повышает значения показателя преломления исходных стекол, а добавление хрома – снижает. Дилатометрическим методом определены характеристические температуры стекол.

Сняты спектры поглощения в интервале 190-1100 нм. Край поглощения матрицы лежит в области 430 нм. Добавление ионов железа сдвигает край поглощения до 475 нм, ионов хрома – до 490 нм.

В спектре поглощения образцов $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{--GeO}_2\text{--}0,0002\text{Cr}_2\text{O}_3$ присутствует слабая широкая полоса поглощения в интервале 600-800 нм. Увеличение концентрации ионов хрома приводит к возникновению в данной области спектра двух полос поглощения Cr^{3+} с максимумами при 650 и 730 нм.

Проведена первичная термообработка стекол с целью выявления образующихся кристаллических фаз. При $T=500^\circ\text{C}$ получили полностью закристаллизованные образцы стекла, в которых, по данным РФА, присутствуют фазы Bi_2GeO_5 и $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$.

1. А.В. Карлун, А.В. Meshalkin. J. Crystal Growth **167** Issue 1-2, 171-175 (1996)
2. Фирсов А.В., Скороходов И.Е., Астафьев А.В., Буш А.А., Стефанович С.Ю., Веневцев Ю.Н. Кристаллография. **29**, 3, 509-512 (1984)

СТЕКЛООБРАЗОВАНИЕ И КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ СТЕКОЛ

В СИСТЕМЕ $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{--GeO}_2\text{--Fe}_2\text{O}_3$

С.В. Красильников¹, И.В. Степанова¹, Н.Г. Горащенко¹, В.Б. Цветков²

¹Российский химико-технологический университет

им. Д.И. Менделеева, Москва

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

Висмутгерманатные стекла используются в качестве оптических волокон, ИК-окон и в качестве датчиков низких температур [1]. Добавление в состав стекла ионов железа оказывает значительное влияние на магнитные и электрические свойства стекол [2].

Цель работы - получение стекол в системе $2\text{Bi}_2\text{O}_3\text{--}3\text{GeO}_2\text{--}x\text{Fe}_2\text{O}_3$, где $x = 0,005 - 5$ (от 0,1 до 50% мол. Fe_2O_3). Стекла получали отливкой расплава ($T=1100^\circ\text{C}$) на стальную подложку. Определена область стеклообразования данной системы (рис. 1.)

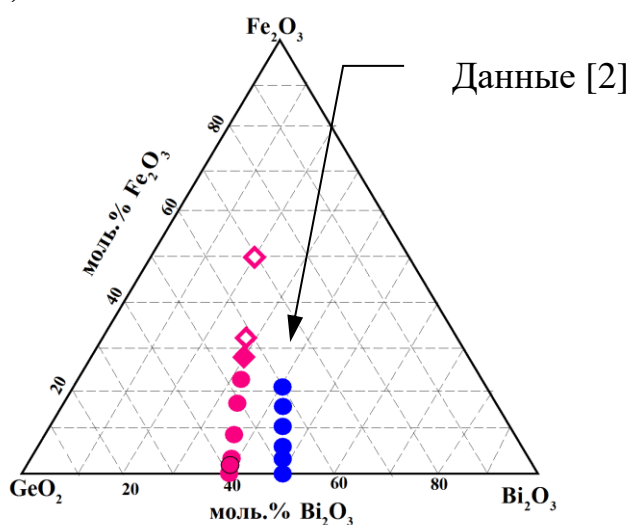


Рисунок 1. Стеклообразование системы $2\text{Bi}_2\text{O}_3 - 3\text{GeO}_2 - x\text{Fe}_2\text{O}_3$:

- - стекла, ◆ - частично закристаллизованное стекло
- ◆ - полностью закристаллизованный расплав

Для новых стекол измерены значения плотности, показателя преломления, микротвердости и характеристических температур. Исследованы температурные зависимости электрических свойств.

Проведена термообработка стекол при $T=420^\circ\text{C}$. По данным РФА установлено образование в стеклянной матрице кристаллитов. При полной кристаллизации стеклов образует фаза $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$.

Проведенный спектральный анализ показал наличие ионов Fe^{2+} и Fe^{3+} как в стеклах, так и в стеклокристаллических материалах. Увеличение концентрации железа в стекле приводит к росту количества ионов Fe^{2+} .

1. S. Simon, I. Ardelean, S. Filip, I. Bratu, I. Cosma. Sol. State. Com. 116, 83 (2000).
2. I. Ardelean, M. Peteanu, V. Simon, S. Filip, F. Ciorcas, I. Todor. J. of Magnetism and Magnetic Materials 196-197, 257-258 (1999)

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ОСОБЕННОСТИ АТОМНОЙ СТРУКТУРЫ КРИСТАЛЛОВ $\text{KNaC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot n\text{H}_2\text{O}$

А.Е. Егорова, В.А. Иванов, Н.В. Сомов, М.О. Марычев, В.Н. Портнов
*Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского,
Нижний Новгород*

Есть две широко известные кристаллизационные формы соединения $\text{KNaC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$. Одна из них – это $l\text{-KNaC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$, которая описывается группой симметрии $P2_12_12$ [1]. Другая кристаллизационная форма – $dl\text{-KNaC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$, описываемая группой $P\bar{1}$ [2].

В рамках данной работы были получены кристаллы на основе калий-натриевого тартрата: $dl\text{-KNaC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$, $dl\text{-KNaC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$, $l\text{-KNaC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ и проведено их рентгеноструктурное исследование. Атомная структура кристалла $dl\text{-KNaC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$ расшифрована впервые. Данные были получены с помощью дифрактометра Oxford Diffraction (Gemini S) с графитовым монохроматором и излучением $\text{Mo-K}\alpha$ ($\lambda=0.71073 \text{ \AA}$). Структура была решена с помощью программного комплекса Shelx97 [3,4]. Получено, что кристалл $dl\text{-KNaC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$ принадлежит моноклинной сингонии, с симметрией $P2_1/n$ и параметрами ячейки $a = 9.2562(14) \text{ \AA}$, $b = 11.9309(13) \text{ \AA}$, $c = 9.5558(8) \text{ \AA}$, $\beta = 111.311(13)^\circ$, $Z = 4$. В элементарной ячейке содержатся левые и правые молекулярные формы, как и в $dl\text{-KNaC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$. Атомные структуры кристаллов $dl\text{-KNaC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$ и $dl\text{-KNaC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ характеризуются схожей кислородной координацией ионов калия и натрия. Однако в кристалле $dl\text{-KNaC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$ ион калия имеет две координационные молекулы воды вместо трех для кристалла $dl\text{-KNaC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$. Ионы натрия в обеих структурах dl -тартратов калия-натрия координированы двумя молекулами воды.

Также были измерены ИК, УФ и видимый спектры пропускания в диапазоне длин волн от 200 до 1800 нм для нового монокристалла $dl\text{-KNaC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$, а также известных ранее $dl\text{-KNaC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$, $l\text{-KNaC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$. Спектры измерялись с монокристаллических образцов изготовленных в форме тонкой пластинки. Измерения проводились на спектрофотометре Cary 6000i (Varian).

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Федеральной целевой программы “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России” на 2009-2013 годы.

1. Z. S. Derewenda, Acta Cryst., A64, 246 (2008).

2. X. Solans, C. Gonzalez-Silgo, C. Ruiz-Perez, *J. Solid State Chem.* 131, 350 (1997).
3. G. M. Sheldrick, *Acta Cryst.* A64, 112 (2008).
4. C. Katayama, *Acta Cryst.* A42, 19(1986).

ЭФФЕКТИВНАЯ УЗКОПОЛОСНАЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ ГЕНЕРАЦИЯ В СРЕДНЕМ ИК-ДИАПАЗОНЕ В ПЕРИОДИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННОМ $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$

А.А. Новиков, О.Л. Антипов, Л.Н. Александров, А.П. Зиновьев
Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

В работе исследовалась возможность создания источника мощного узкополосного излучения среднего ИК-диапазона с использованием параметрического генератора света (ПГС) на основе периодически поляризованного $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ (PPLN) с затравочным излучением He-Ne лазера на длине волны 3392.2 нм (рис. 1). В качестве накачки для ПГС использовался лазер на кристалле $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ с боковой диодной накачкой и скользящим падением луча генерации [1,2]. Импульсно-периодический режим работы лазера был реализован за счет акустооптической модуляции добротности резонатора (длительность импульса 20 нс, частота следования 110 кГц при средней мощности 9,3 Вт).

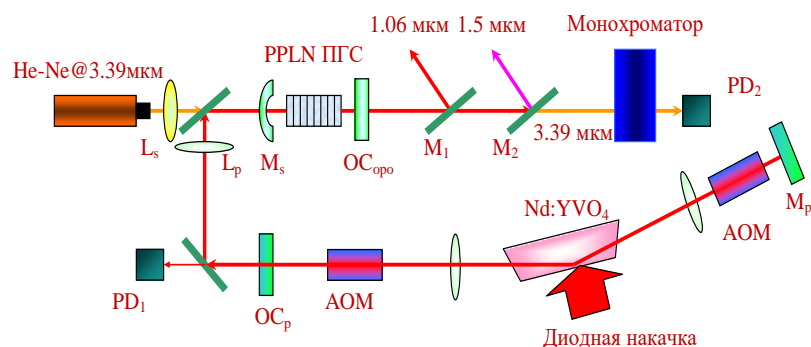


Рис. 1. Схема ПГС на PPLN, накачиваемого $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ лазером

Излучение с длиной волны 1,06 мкм направлялось в однорезонаторный ПГС на основе кристалла PPLN с периодом решетки 30,5 мкм (длина 25мм). ПГС включал в себя два зеркала с высокими коэффициентами отражения для сигнальной волны (1,5-1,6 мкм) и высокими коэффициентами пропускания накачки (1,06 мкм) и холостой волны (3,39 мкм).

В резонатор вводилось затравочное излучение непрерывного He-Ne лазера на длине волны 3392,2 нм. В ходе работ регистрировались характеристики холостой волны на длине волны 3,39 мкм (выходная мощность, длительность импульсов и спектральная линия). Была получена генерация холостой волны со средней мощностью более 1 Вт в узкополосном излучении на длине волны 3392 нм.

1. А.П. Зиновьев, О.Л. Антипов, А.А. Новиков, "Эффективный лазер на пластине из $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ с боковой диодной накачкой в различных режимах генерации", Квант. электроника, 2009, 39 (4), 309–312.
2. А.А. Новиков, А.П. Зиновьев, О.Л. Антипов, "Структура пучка генерации лазера на пластине $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ с боковой диодной накачкой", Квант. электроника, 2009, 39 (11), 1047–1049.

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ КАЛЬЦИЙ-НИОБИЙ-ГАЛЛИЕВОГО ГРАНАТА, АКТИВИРОВАННОГО ИОНАМИ Ho^{3+}

Н.В. Щучкина¹, П.А. Рябочкина¹, К.Н. Нищев¹, С.Н. Ушаков²

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

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

Кристаллы кальций-ниобий-галлиевого граната (КНГГ) характеризуются разупорядоченной кристаллической структурой. В лазерной физике этим кристаллам, наряду с кристаллами, характеризующимися упорядоченной кристаллической структурой уделяется большое внимание. На их основе возможно создание лазеров, перестраиваемых по частоте генерации, а также лазеров, работающих в режиме синхронизации мод.

Спектры редкоземельных (РЗ) ионов в кристаллах с разупорядоченной структурой значительно неоднородно уширены, так как они представляют собой суперпозицию спектров различных оптических центров РЗ ионов. Выделение спектров, принадлежащих отдельным центрам, представляет собой непростую экспериментальную задачу, которая решается методами селективной лазерной спектроскопии. Однако в ряде случаев информацию об особенностях локального окружения оптических центров в кристаллах с разупорядоченной структурой можно получить и из интегральных спектроскопических характеристик РЗ ионов в данных матрицах.

В настоящей работе были зарегистрированы спектры поглощения кристаллов КНГГ:Ho в спектральном диапазоне 350-2000 нм, из которых определены силы осцилляторов для переходов с основного состояния 5I_8 ионов Ho^{3+} на возбужденные мультиплеты 5G_5 , 5F_3 , $^5F_2+^3K_8+^5G_6+^5F_1$, $^5F_4+^5S_2$, 5F_5 , $^5I_6+^5I_5$, 5I_7 . Также определены параметры интенсивности и вероятности ряда излучательных переходов ионов Ho^{3+} в кристаллах КНГГ:Ho.

Аналогично результатам, полученным в ходе исследования спектроскопических свойств кристаллов КНГГ:Er, КНГГ:Nd, КНГГ:Tm [1], обнаружено увеличение значений силы осциллятора для сверхчувствительного перехода $^5I_8 \rightarrow ^5G_6$ ионов Ho^{3+} и параметра интенсивности Ω_2 для кристаллов КНГГ:Ho обусловленное тем, что доминирующими оптическими центрами в этих кристаллах являются ионы Ho^{3+} с симметрией окружения отличной от D_2 .

Работа выполнена при поддержке Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (Государственный контракт № 14.740.11.0071).

1. И.А. Белова, Ф.А. Большиков, Ю.К. Воронько, А.В. Малов, А.В. Попов, П.А. Рябочкина, А.А. Соболев, С.Н. Ушаков. Интенсивность f-f переходов редкоземельных ионов Nd^{3+} , Er^{3+} , Tm^{3+} в кристаллах кальций-ниобий-галлиевого граната. Т. 50.№9, С. 1552-1558. 2008. Физика твердого тела.

ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕРХЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ИОНОВ (Nd^{3+} , Er^{3+} , Tm^{3+}) В КРИСТАЛЛАХ СО СТРУКТУРОЙ ШЕЕЛИТА

С.А. Антошкина¹, Ф.А. Больщиков¹, П.А. Рябочкина¹, С.Н. Ушаков²,
Д.А. Лис², К.А. Субботин², Е.В. Жариков^{2,3}

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

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

³Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева,
Москва

Кристаллы вольфраматов и молибдатов MXO_4 , ($\text{M}=\text{Ca}$, Sr , Ba , Pb ; $\text{X}=\text{W}$, Mo), а также двойных вольфраматов и молибдатов $\text{AM}(\text{XO}_4)_2$ ($\text{A}=\text{Li}$, Na ; $\text{M}=\text{La}$, Gd , Y ; $\text{X}=\text{W}$, Mo), активированные редкоземельными ионами находят применение в лазерной физике.

Анализ литературных данных по результатам спектроскопического исследования кристаллов $\text{Pb}(\text{WO}_4):\text{Nd}$, $\text{Pb}(\text{MoO}_4):\text{Er}$, $\text{NaY}(\text{WO}_4):\text{Nd}$, $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2:\text{Er}$, $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2:\text{Er}$, $\text{NaGd}(\text{WO}_4)_2:\text{Tm}$ [1-4], а также проведенные собственные исследования спектроскопических характеристик для кристаллов $\text{NaLa}_x\text{Gd}_{1-x}(\text{WO}_4)_2:\text{Tm}$ ($x=0-1$), $\text{NaLa}_x\text{Gd}_{1-x}(\text{WO}_4)_2:\text{Tm}$ ($x=0-1$), показывают, что значения сил осцилляторов для сверхчувствительных переходов $^4\text{I}_{9/2} \rightarrow ^4\text{G}_{5/2} + ^4\text{G}_{7/2}$ ионов Nd^{3+} , $^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^2\text{H}_{11/2}$ ионов Er^{3+} и $^3\text{H}_6 \rightarrow ^3\text{F}_4$ Tm^{3+} и параметра интенсивности Ω_2 в этих кристаллах являются достаточно высокими по сравнению с аналогичными величинами для ряда оксидных кристаллов (кристаллов гранатов, YAlO_3).

В настоящей работе обсуждаются возможные причины, обеспечивающие высокие значения сил осцилляторов для сверхчувствительных переходов редкоземельных ионов и параметра интенсивности Ω_2 в кристаллах со структурой шеелита.

Из сравнительного анализа кристаллов $\text{NaLa}_x\text{Gd}_{1-x}(\text{WO}_4)_2:\text{Tm}$ ($x=0-1$), $\text{NaLa}_x\text{Gd}_{1-x}(\text{WO}_4)_2:\text{Tm}$ ($x=0-1$), выявлено, что в кристаллах соответствующего концентрационного ряда значительного изменения сил осцилляторов переходов между энергетическими уровнями Tm^{3+} , а также параметра интенсивности Ω_2 не происходит.

Работа выполнена при поддержке Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (Государственный контракт № 14.740.11.0071).

1. A.A. Kaminskii, H.J. Eichler, K. Ueda et al. Vol. 38, №21. 1999. Applied Optics.
2. N.R. Aghamalyan, R.B. Kostanyan, T.V. Sanamyan. Vol. 13, P. 6585-6594. 2001. J. Phys. Condens. Matter.
3. J.M. Cano-Torres, M.D. Serrano, C. Zaldo, M. Rico, X. Mateos, J. Liu, U. Griebner, V. Petrov, F. José Valle, M. Galán, Gregorio Viera. Vol. 23, №. 12. P.2494. 2006. J. Opt. Soc. Am. B.

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ГЕТЕРОЛАЗЕРА НА ОСНОВЕ InGaAs/InGaP/GaAs

В.П. Мишкин¹, Д.О.Филатов²

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

²*Научно-образовательный центр «Физика твердотельных наноструктур», Нижний Новгород*

В последнее время возник большой интерес к двухчастотным полупроводниковым лазерам, излучающим одновременно на двух частотах ω_1 и ω_2 [1]. Такие приборы считаются, наряду с квантовыми каскадными лазерами [2] и лазерами на горячих дырках [3], перспективными источниками излучения среднего и дальнего ИК диапазонов. Генерация возникает на разностной частоте $\omega_1 - \omega_2$ за счет нелинейного смешивания в лазерном волноводе.

Одной из проблем, которые нужно решить для создания таких излучателей, является обеспечение одинаковой интенсивности излучения на обеих частотах (или, по крайней мере, сравнимой), что необходимо для эффективной генерации разностной частоты.

Для решения этой проблемы предложена конструкция лазера с двумя квантовыми ямами [4], излучающими на частотах ω_1 и ω_2 соответственно, которые расположены по разные стороны туннельного $p^{++} - n^{++}$ -перехода.

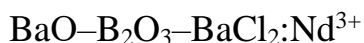
Реализация данной идеи наталкивается на определенные трудности. Одна из них – неизвестно, как будет работать туннельный переход в условиях сильной инжекции неосновных носителей. Теоретический расчет подобных сильно неравновесных задач крайне труден. Необходимо экспериментальное исследование реального распределения потенциала в активной области лазеров в режиме генерации.

В данной работе методом электросилового микроскопии (ЭСМ) на поперечных сколах лазерных структур исследовалось распределение электрического потенциала в активной области двухчастотного полупроводникового лазера на туннельно-связанных квантовых ямах.

В исследуемых лазерах при определенном токе накачки профиль потенциала приблизительно соответствует необходимому для реализации двухчастотной генерации с туннелированием.

1. V.I. Kocharovskiy, V. Ya. Aleshkin, A. A. Afonenko // Н. Новгород. Матер. Совещ. «Нанофизика и наноэлектроника». – 25-29 марта 2005. – С. 42.
2. J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Cirtori // Science.- 1994. – V. 264. – P. 553 - 556.
3. A. V. Muravjov, S. H. Withers, R. C. Strijbos // Appl. Phys. Lett. – 2000. – V. 76, №15. – P. 1996.
4. С. М. Некоркин, А. А. Бирюков, К. В. Маремьянин, В. Я. Алёшкин и др. // Матер. Совещ. “Нанофизика и наноэлектроника”. – 25-29 марта 2005 – С. 443.

СПЕКТРОСКОПИЯ СТЕКОЛ СИСТЕМЫ



А.В. Попов¹, Л.Н. Дмитрук¹, Л.В. Моисеева¹, О.Б. Петрова²,
Ю.К. Воронько¹

¹Учреждение Российской академии наук

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

²Российский химико-технологический университет

им. Д.И. Менделеева, Москва

Мы исследовали особенности спектроскопических характеристик ионов Nd^{3+} в оксихлоридных $\text{BaO}-\text{B}_2\text{O}_3-\text{BaCl}_2$ стеклах. Контур спектральной линии 0-0 межштарковского перехода ионов Nd^{3+} в спектре люминесценции стекла №3 (Таблица 1), зарегистрированном при $T=77\text{K}$ на переходе ${}^4\text{F}_{3/2}-{}^4\text{I}_{9/2}$ ионов Nd^{3+} , образован суперпозицией минимум двух спектральных полос ионов Nd^{3+} , находящихся преимущественно в двух координациях, образованных сетками стекол №1 и №4 (Таблица 1). При соотношении $\text{Ba}/2\text{B}=0.52$ и 0.64 максимум спектрального контура 0-0 перехода находится около 875 nm . С увеличением соотношения $\text{Ba}/2\text{B}$ максимум этой спектральной линии смещается в ИК-область до 881 nm .

В таблице 1 приведены экспериментальные значения времен жизни уровня ${}^4\text{F}_{3/2}$ ионов Nd^{3+} в синтезированных стеклах. Все кривые затухания люминесценции с уровня ${}^4\text{F}_{3/2}$ в стеклах в значительной мере немоноэкспоненциальны. Из анализа таблицы 1 можно сделать вывод, что на время жизни уровня ${}^4\text{F}_{3/2}$ в большей степени влияет концентрация NdCl_3 , чем соотношения Ba/B и Cl/O в составе стекла. Это может объясняться уменьшением вклада многофононной релаксации при увеличении относительной концентрации ионов Ba^{2+} и Cl^- в тушение люминесценции с уровня ${}^4\text{F}_{3/2}$, которая ускоряется процессом кросс-релаксационного тушения с ростом концентрации ионов Nd^{3+} . В стеклах №2 и №3 при увеличении значения Ba/B в 2 раза с одновременным уменьшением $C(\text{NdCl}_3)$ и Cl/O в 2 раза, $\tau({}^4\text{F}_{3/2})$ увеличивается всего на 10%. Действительно, в стеклах с концентрацией $\text{NdCl}_3 > 1\text{ mol}\%$, по оценкам, сделанным нами в [1], процесс кросс-релаксации (${}^4\text{F}_{3/2}-{}^4\text{I}_{15/2}$, ${}^4\text{I}_{9/2}-{}^4\text{I}_{15/2}$) между ионами Nd^{3+} вносит заметный вклад в тушение люминесценции с этого уровня.

Таблица 1.

Состав стекла (номер)	$C(\text{NdCl}_3)\text{м.}\%$	$\text{Ba}/2\text{B}$	Cl/O	λ, nm		$\tau, \text{мкс}$ (${}^4\text{F}_{3/2}$)
				Возб.	Пер.	
22BaO+61B ₂ O ₃ +17BaCl ₂ (1)	1.6	0.64	1/6.0	790	877	50
24BaO+66B ₂ O ₃ +10BaCl ₂ (2)	1.0	0.52	1/11			55
47BaO+48B ₂ O ₃ +5BaCl ₂ (3)	0.45	1.08	1/19			66
50BaO+37B ₂ O ₃ +13BaCl ₂ (4)	1.4	1.7	1/6.2			56

Работа поддержана грантом Фонда Президента РФ (№ МК 105.2010.2)

- Petrova O.B., Anfimova T.V., Kuznetsov E.V., et al. Laser Optics–2010, St-Petersburg, June 28 -02 July. In Print.

НАНОМАТЕРИАЛЫ И НАНОТЕХНОЛОГИИ

КВАРЦЕВЫЕ ГЕЛЬ-СТЕКЛА, АКТИВИРОВАННЫЕ НАНОЧАСТИЦАМИ $\text{CeO}_2:\text{Ln}^{3+}$

Г.Е. Малашкевич¹, Т.Г. Хотченкова¹, Г.И. Семкова¹,
В.Н. Сигаев², Е.В. Пестряков³

¹*Институт физики имени Б.И. Степанова*

Национальной академии наук Беларуси, Минск

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

³*Институт лазерной физики Сибирского отделения
Российской академии наук, Новосибирск*

Путем прямого перехода «золь-гель-стекло» синтезированы кварцевые стекла, активированные наночастицами $\text{CeO}_2:\text{Ln}^{3+}$, где Ln = Ce, Nd, Sm, Eu, Ho, Er, Yb. С помощью дифракционных и спектрально-люминесцентных методов исследования установлено, что такие наночастицы имеют кубическую решетку с пространственной группой симметрии $O_h^5 - Fm\bar{3}m$ и координационным числом катионов 8, а их средние размеры составляют ~ 10 нм. Влияние на эти размеры оказывает как режим термообработки стекла, так и введение примесного компенсатора локального заряда. В частности, наличие последнего ведет к существенному ограничению размеров наночастиц и увеличению их концентрации. Ионы Ln^{3+} , частично замещающие ионы Ce^{4+} в решетке, характеризуются слабыми кросс-релаксационным и электрон-фононным взаимодействиями и эффективной сенсбилизацией их люминесценции лабильными фотовосстановленными ионами $(\text{Ce}^{4+})^-$. Данная сенсбилизация может осуществляться как путем переноса электрона от $(\text{Ce}^{4+})^-$ к ионам, которые могут понижать свое зарядовое состояние (Sm^{3+} , Eu^{3+} , Yb^{3+}), так и путем сверхобменного механизма переноса возбуждений к ионам, не обладающим такой способностью (Nd^{3+} , Ho^{3+} , Er^{3+}). Спектры люминесценции ионов Ln^{3+} , входящих в рассматриваемые наночастицы, радикально отличаются от одноимённых спектров изолированных простых Ln^{3+} - и сложных $\text{Ce}^{4+}-\text{Ln}^{3+}$ -центров прежде всего повышенной относительной интенсивностью магнитодипольных переходов и меньшей шириной спектральных полос. Если не принимать специальных мер, в подобных стеклах существуют все три типа оптических центров и такие стекла характеризуются при возбуждении в УФ-области спектром люминесценции, типичным для наночастиц $\text{CeO}_2:\text{Ln}^{3+}$, а при возбуждении в видимой области – спектром, обусловленным изолированными Ln^{3+} - и $\text{Ce}^{4+}-\text{Ln}^{3+}$ -центрами. При восстановлении водородом ионов Ce^{4+} в данных наночастицах возможно получение эффективной люминесценции Ln^{3+} , сенсбилизированной стабильными восстановленными ионами Ce^{3+} и соответствующей новой структуре оптических центров.

Рассмотрены некоторые возможности применения исследованных стекол в качестве световых преобразователей и лазерных материалов.

НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫЕ ПОРИСТЫЕ СТЕКЛА НА ОСНОВЕ ОКСИДНЫХ СТЕКЛООБРАЗУЮЩИХ ЩЕЛОЧНОБОРОСИЛИКАТНЫХ СИСТЕМ

Т.В. Антропова

*Учреждение Российской академии наук ордена Трудового Красного
Знамени Институт химии силикатов имени И.В. Гребеницкого РАН,
Санкт-Петербург*

Проблема развития экологически безопасных, ресурсосберегающих и малозатратных технологий выдвигает задачу создания новых функциональных материалов, обеспечивающих решение прикладных задач оптики, лазерной техники, аналитического приборостроения. Перспективный путь решения этой задачи заключается в использовании явления жидкостного метастабильного фазового разделения (ликвации) в стеклообразующих оксидных системах. Продукты сквозного химического травления (выщелачивания) двухфазных щелочноборосиликатных стекол заданного состава – так называемые пористые стекла (ПС) представляют собой новый класс наноструктурированных систем, обладающих термической, химической, микробиологической устойчивостью в сочетании с регулируемыми структурными характеристиками и уникальным комплексом свойств [1- 4]. Термостойкость, прозрачность в видимой части спектра, радиационная устойчивость, большой объем пор с разветвленной поверхностью, способной к активной хемосорбции самых разнообразных веществ, делают ПС перспективным базовым материалом для изготовления оптических и лазерных элементов различного назначения, функциональных элементов микрофлюидных аналитических систем с оптическим детектированием [5, 6]. Актуальной задачей для направленного синтеза и научно обоснованного прогнозирования свойств пористых стекол и новых материалов на их основе является установление связи «состав – структура – свойство» в ходе исследования физико-химических процессов получения ПС, их импрегнирования и спекания. Работа выполняется при финансовой поддержке ОХНМ РАН (проект ПФИ ОХНМ-02) и РФФИ (проекты № 08-08-00733а, 10-03-91751_АФ_а).

1. Т. Antropova. *Optica Applicata* **38**, 5 (2008).
2. Антропова Т.В., Дроздова И.А., Василевская Т.Н. и др. *Физика и химия стекла* **33**, 154 (2007).
3. Т.Н. Василевская, Т.В. Антропова. *ФТТ* **51**, 2386 (2009).
4. Т.В. Антропова, И.Н. Анфимова, Г.Ф. Головина. *Физика и химия стекла* **35**, 755 (2009).
5. Antropova T.V., D. Petrov, E. Yakovlev. *Phys.Chem. Glasses: Eur. J. Glass Sci. Technol. B*: **48**, 324 (2007).
6. A.A. Evstrapov, N.A. Esikova, G.E. Rudnitskaja, T.V. Antropova. *Optica Applicata* **38**, 31 (2008).

НАНОСТРУКТУРИРОВАННАЯ ПРОЗРАЧНАЯ КЕРАМИКА И СТЕКЛОКЕРАМИКА ДЛЯ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ

Е.В. Жариков

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

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

Настоящий доклад посвящен синтезу и исследованию прозрачной оксидной керамики на основе иттрий алюминиевого граната и оксида иттрия с неодимом, а также стеклокерамики силиката лития-галлия с хромом, содержащей наноразмерные кристаллы $\text{Cr}^{4+}:\text{LiGaSiO}_4$, распределенные в гомогенной стеклообразной массе.

Общность керамической и стеклокристаллической методологий создания новых материалов для оптики и фотоники, состоит в том, что базой для них является нанотехнология, вместе с тем, их реализация связана с разработкой различных научно-методических подходов, специфических технологических схем, оригинальных процессов, различающихся методик и т.д. Наибольшее внимание в докладе будет уделено разработке технологии и приготовлению ультрадисперсного порошка и наноразмерных кристаллитов, что является наиболее сложной и важной стадией технологического процесса получения как прозрачной керамики так и стеклокристаллических нанокмозитов.

Разработка технологии прозрачной наноструктурированной керамики и стеклокерамики позволит создать новое поколение лазерных материалов, а также новое поколение твердотельных лазеров, в том числе, лазеров с высокой средней мощностью. Высокопроизводительная и экономичная технология прозрачной керамики и стеклокристаллических материалов в будущем позволит существенно потеснить, если не вытеснить полностью, многие виды монокристаллов, которые сегодня используются в технике. В перспективе можно ожидать самого широкого применения прозрачной керамики не только в лазерной технике, но и во многих оптических приборах и устройствах, в том числе, и бытового назначения.

Наноструктурированная керамика, обладающая минимальными оптическими потерями и прозрачностью, сравнимой с прозрачностью монокристалла или стекла представляет огромный интерес для современной техники, прежде всего, для оптики и квантовой электроники. В прозрачной керамике основными проблемами являются рассеяние света на границах кристаллов и однородность распределения активатора. Для получения высокопрозрачной керамики необходимо, чтобы она была беспористой и имела оптически совершенные границы между кристаллами. Оптически прозрачные границы в керамике можно получить только при использовании высокочистого сырья. Весьма перспективными являются метод соосаждения и золь-гель метод получения высокодисперсных порошков с использованием в качестве прекурсоров алкоксидов металлов. Алкоксиды достаточно хорошо поддаются глубокой очистке, что обеспечивает высокую чистоту получаемого гидроксида, а после его прокаливания на воздухе - оксида. При этом алкокси-группы препятствуют росту частиц за пределы наноразмеров и образованию

из них прочных агрегатов. Из синтезированных разными методами порошков были изготовлены образцы $Y_2O_3:Nd^{3+}$ и $Y_3Al_5O_{12}:Nd^{3+}$ керамики, исследованы некоторые их свойства. Обсуждается роль уплотняющей добавки HfO_2 и ее влияние на сектрально-люминесцентные свойства полученной керамики.

Стеклокерамика представляет собой стеклокристаллический материал, получаемый путем выделения в стекле кристаллических фаз в процессе стимулированной кристаллизации при термообработке стекол специально подобранного состава. Перестройка структуры на всех стадиях термообработки при переходе от однородного стекла к стеклокристаллическому состоянию сопровождается резким изменением свойств материала - плотности, показателя преломления, коэффициента термического расширения, температуры размягчения, вязкости, светопоглощения, электрических свойств, механических свойств, хода кривых ДТА и т.д. Тот факт, что стеклокристаллические материалы вначале образуются как стекло, а затем подвергаются кристаллизации, позволяет им объединять технологические достоинства стекла и преимущества более высоких физико-химических характеристик кристаллов. Стеклокерамика в несколько раз прочнее стекол и обладает более высокой устойчивостью к температурным перепадам, чем кристаллы.

Кристаллическая α -эвкрипитоподобная фаза $Cr:LiGaSiO_4$ обладает интенсивной широкополосной люминесценцией ионов Cr^{4+} в полуторамикронном диапазоне спектра с высоким временем жизни и квантовым выходом. Это открывает перспективы использования $Cr:LiGaSiO_4$ в качестве эффективной активной среды твердотельных лазеров, перестраиваемых в важной для ряда практических применений спектральной области. В силу инконгруэнтного плавления соединения и сложных фазовых соотношений в системе вырастить монокристаллы $Cr:LiGaSiO_4$ лазерного качества с помощью стандартных расплавных технологий не удастся. Поэтому получение прозрачного стеклокерамического материала с высоким оптическим качеством на основе данной люминесцирующей кристаллической фазы представляется весьма актуальной задачей.

Плавление шихты (варку стекла) проводили бестигельным способом на установке УРН-2-ЗП, в которой нагрев производится излучением мощной ксеноновой лампы. Процесс варки проходит в окислительной атмосфере (на воздухе), что важно с точки зрения обеспечения в получаемых образцах окисленной формы ионов хрома (Cr^{4+}) и сохранения кислородной стехиометрии. Закалка расплавов производилась путем резкого прекращения доступа световой энергии к расплаву. Контролируемая кристаллизация полученных стекол проводилась с применением стандартного двухстадийного отжига, включавшего стадию нуклеации (550-570 °С) и стадию контролируемого разрастания образовавшихся зародышей до желаемых размеров (600-610 °С). Анализ размера и количества зерен в шлифах проводился методами оптической, сканирующей электронной и атомно-силовой микроскопии. Проведено сравнение спектрально-люминесцентных характеристик полученной стеклокерамики и монокристалла $Cr:LiGaSiO_4$.

ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ: ИХ СВОЙСТВА И ПРИМЕНЕНИЕ

В.С. Горелик

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

В последние годы большое внимание исследователей привлекают так называемые фотонные кристаллы, проявляющие уникальные оптические, диэлектрические и акустические свойства [1,2]. Одним из наиболее важных свойств фотонных кристаллов является присутствие в них так называемых стоп-зон (запрещённых зон). В спектральной области расположения стоп-зон имеет место аномальное отражение электромагнитного излучения от поверхности фотонного кристалла. В данной работе сообщается об оптических свойствах одного из видов фотонных кристаллов, сформированных из глобул кремнезёма размером 200-400 нм. Такие кристаллы называются глобулярными фотонными кристаллами (ГФК) или искусственными опаловыми матрицами. В ГФК между глобулами кремнезёма имеются регулярно расположенные тетраэдрические и октаэдрические пустоты – поры, размер которых составляет 50-70 нм. В эти поры могут быть введены различные вещества: жидкости, твердые диэлектрики, полупроводники, сегнетоэлектрические материалы, магнетики, биологические объекты (ДНК, белки и т.д.), металлы и даже сверхпроводники. Таким образом, открывается возможность для создания веществ-гибридов, обладающих уникальными физическими свойствами. Остановимся на теории спектров электромагнитных волн в ГФК, заполненных различными веществами.

Глобулярный фотонный кристалл (ГФК) представляет собой трехмерную периодическую среду. С учётом выбора заданного направления волны [111] в кристалле можно использовать аппроксимацию трехмерной среды эффективной одномерной моделью слоистого фотонного кристалла [3,4]. В этом случае описание закона дисперсии исходного фотонного кристалла, заполненного воздухом, задается соотношением:

$$\cos k_1 a_1 \cdot \cos k_2 a_2 - \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{\sqrt{\varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2}} \sin k_1 a_1 \cdot \sin k_2 a_2 = \cos ka. \quad (1)$$

Величины, входящие в (1), имеют следующий физический смысл: $\varepsilon_1 = 2,16$ – диэлектрическая проницаемость кварца; $\varepsilon_2 = 1$ – диэлектрическая проницаемость воздуха; $\eta = 0,26$ – коэффициент эффективной пористости образца; D – диаметр глобул кварца; $a = D\sqrt{2/3}$ – период структуры образца опала, $a_1 = (1-\eta)a$, $a_2 = \eta a$; ω_i – циклическая частота электромагнитной волны; $k_i(\omega) = \frac{\omega}{c_0} \sqrt{\varepsilon_i \mu_i}$ – волновой вектор волны в опале SiO_2 ($i=1$) и воздухе ($i=2$).

На рис. 1 приведена расчётная зависимость закона дисперсии электромагнитных волн в рассматриваемом приближении для исходного фотонного кристалла, заполненного воздухом, в соответствии с

соотношением (1) при нормальном падении излучения на поверхность (111) ГФК с диаметром глобул $D = 226$ нм.

Рис.2 иллюстрирует вид дисперсионных кривых для двух ветвей электромагнитных волн ГФК, заполненного жидкостью с показателем преломления, близким к показателю преломления кремнезёма. Как видно, в этом случае спектральная ширина стоп-зоны приближается к нулю.

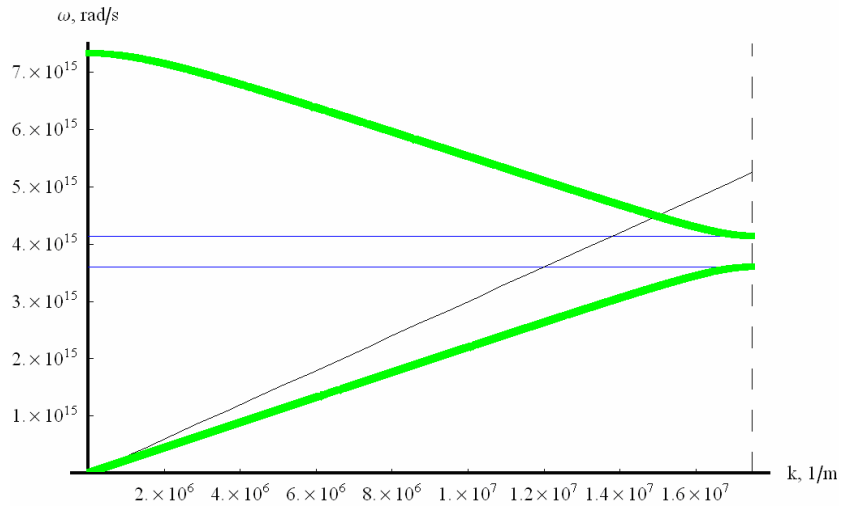


Рис.1. Дисперсионные кривые для первых двух ветвей исходного ГФК, заполненного воздухом. Прямая линия соответствует закону дисперсии в вакууме

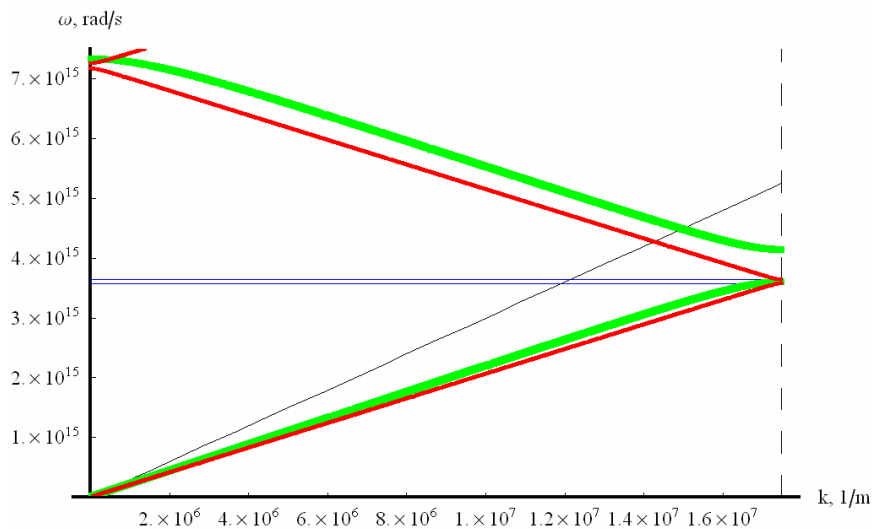


Рис. 2. Дисперсионные кривые для первых двух ветвей ГФК, заполненного водой. Верхняя кривая соответствует исходному кристаллу, нижняя-кристаллу, поры которого заполнены жидкостью с показателем преломления, близким к показателю преломления аморфного кварца

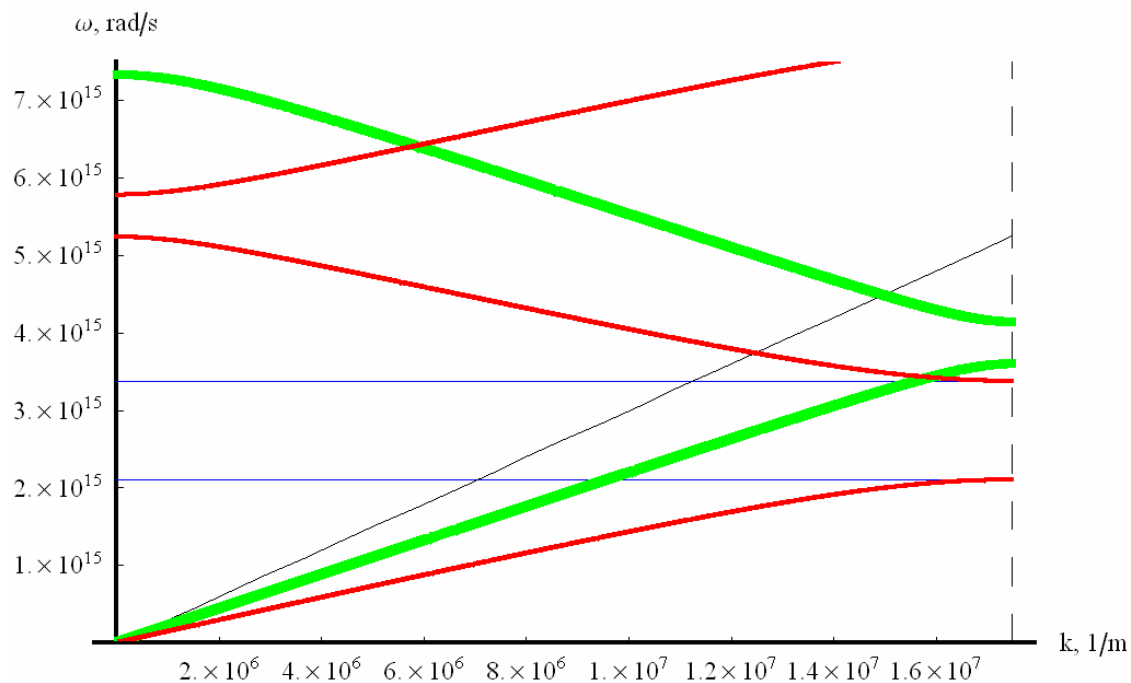


Рис. 3. Дисперсионные кривые для первых двух ветвей ГФК, заполненного диэлектриком

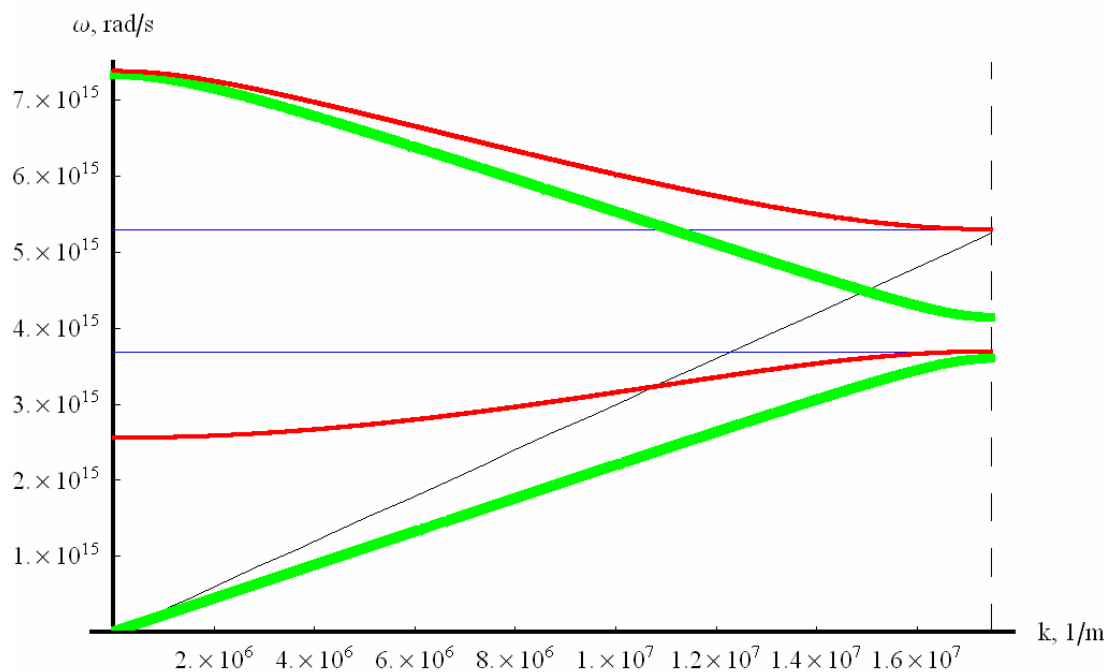


Рис. 4. Дисперсионные кривые для первых двух ветвей ГФК, заполненного металлом

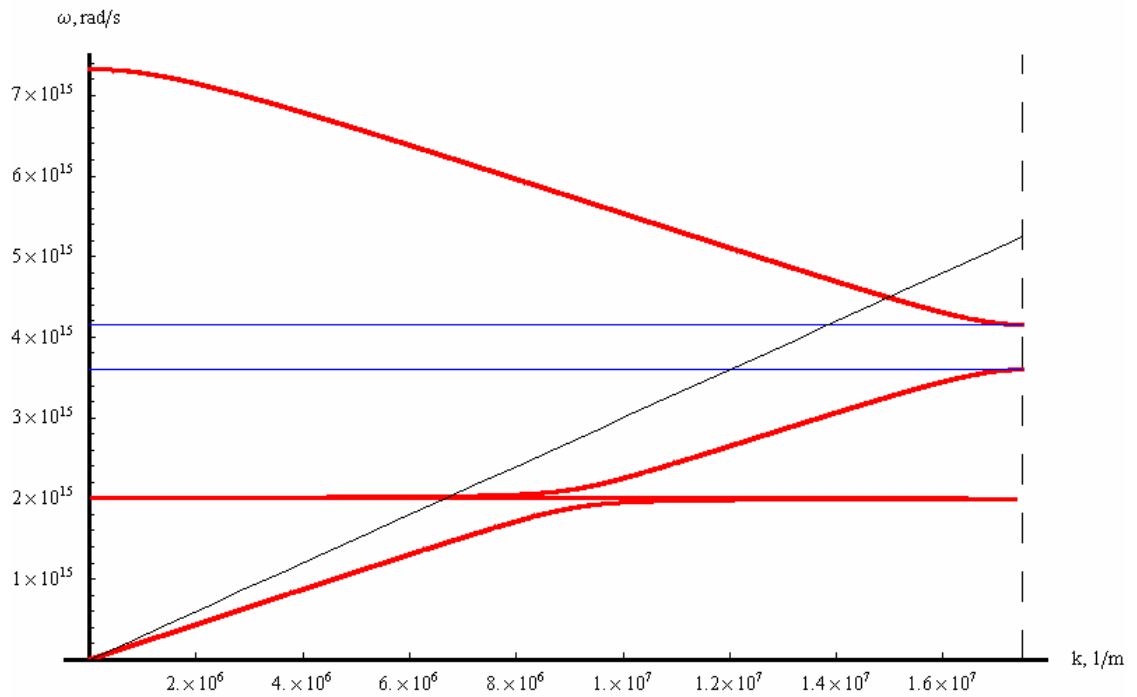


Рис. 5. Дисперсионные кривые для первых двух ветвей ГФК при наличии низкочастотного резонанса

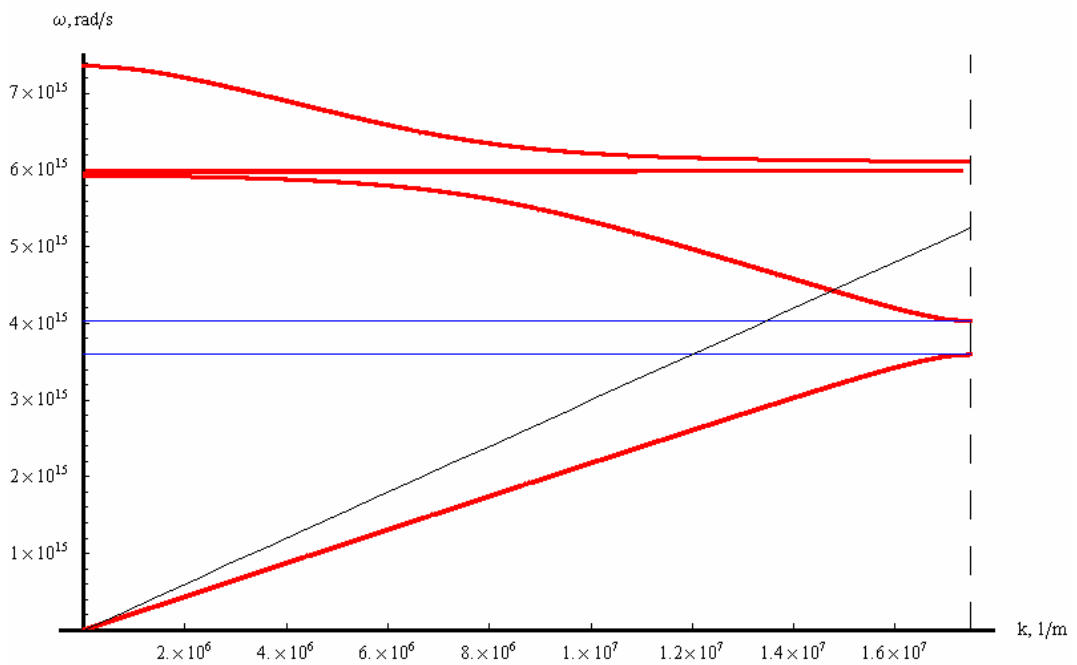


Рис. 6. Дисперсионные кривые для первых двух ветвей ГФК при наличии высокочастотного резонанса

Рис.3 и 4 иллюстрируют закон дисперсии электромагнитных волн для ГФК, заполненного диэлектриком или металлом соответственно.

Рис.5 и 6 показывают характер изменения закона дисперсии при наличии резонансов, обусловленных присутствием вещества в порах, в низкочастотной и высокочастотной областях соответственно

Как видно из рис. 1-3 теория предсказывает, что при введении диэлектриков в поры ГФК, с показателем преломления внедрённого вещества, превышающим соответствующее значение для кремнезёма, происходит изменение спектральной ширины стоп-зоны и сдвиг её положения в спектре в сторону больших длин волн. При введении металла в поры фотонного кристалла наблюдается сдвиг положения стоп зоны в высокочастотную область спектра (рис. 4). Если в поры фотонного кристалла, вводится вещество, характеризующееся наличием резонансов в области спектра, близкой к положению стоп-зоны, то происходят существенные изменения вида дисперсионных кривых электромагнитных волн с формированием новых стоп-зон в различных участках спектра в зависимости от спектрального положения резонанса (рис. 5 и 6).

Введение различных соединений в поры опалов в наших работах проводилось различными методами: в результате пропитки ГФК жидкостью, смачивающей кварц, насыщенными растворами солей с последующим отжигом, а также методами лазерной абляции и имплантации. Для анализа спектров отражения широкополосного электромагнитного излучения от поверхности ГФК, в поры которых вводились различные вещества, использовалась экспериментальная установка (рис.7), характеристики которой представлены ранее в работах [5-10]. При этом излучение от галогенной или дейтериевой лампы (14) подводилось с помощью волоконно-оптического зонда к поверхности ГФК(3). Диаметр световода, перпендикулярного к поверхности ГФК составлял 100 мкм. С помощью другого световода, подведённого к этому же зонду отражённое в обратном направлении излучение, направлялось к миниспектрометру типа FSD-8, обеспечивающего возможность оперативной регистрации спектра отражения в диапазоне 200-1000 нм. Таким образом, пространственное разрешение при регистрации спектров стоп-зон составляло 0,2 мм. Спектральное разрешение при регистрации спектров отражения составляло 1 нм. Использование лазерного источника света (импульсно-периодического лазера на алюмоиттриевом гранате с удвоением или учетверением частоты генерации) позволяло осуществлять дополнительную лазерную имплантацию диэлектриков или металлов в поры фотонного кристалла с одновременным контролем состояния спектра стоп-зон, зависящего от типа и количества вещества, вводимого в поры фотонного кристалла. Использование дополнительного зонда (16) позволяло также анализировать соответствующие спектры пропускания с помощью второго миниспектрометра (9). Обработка зарегистрированных спектров отражения и пропускания осуществлялась компьютером (10).

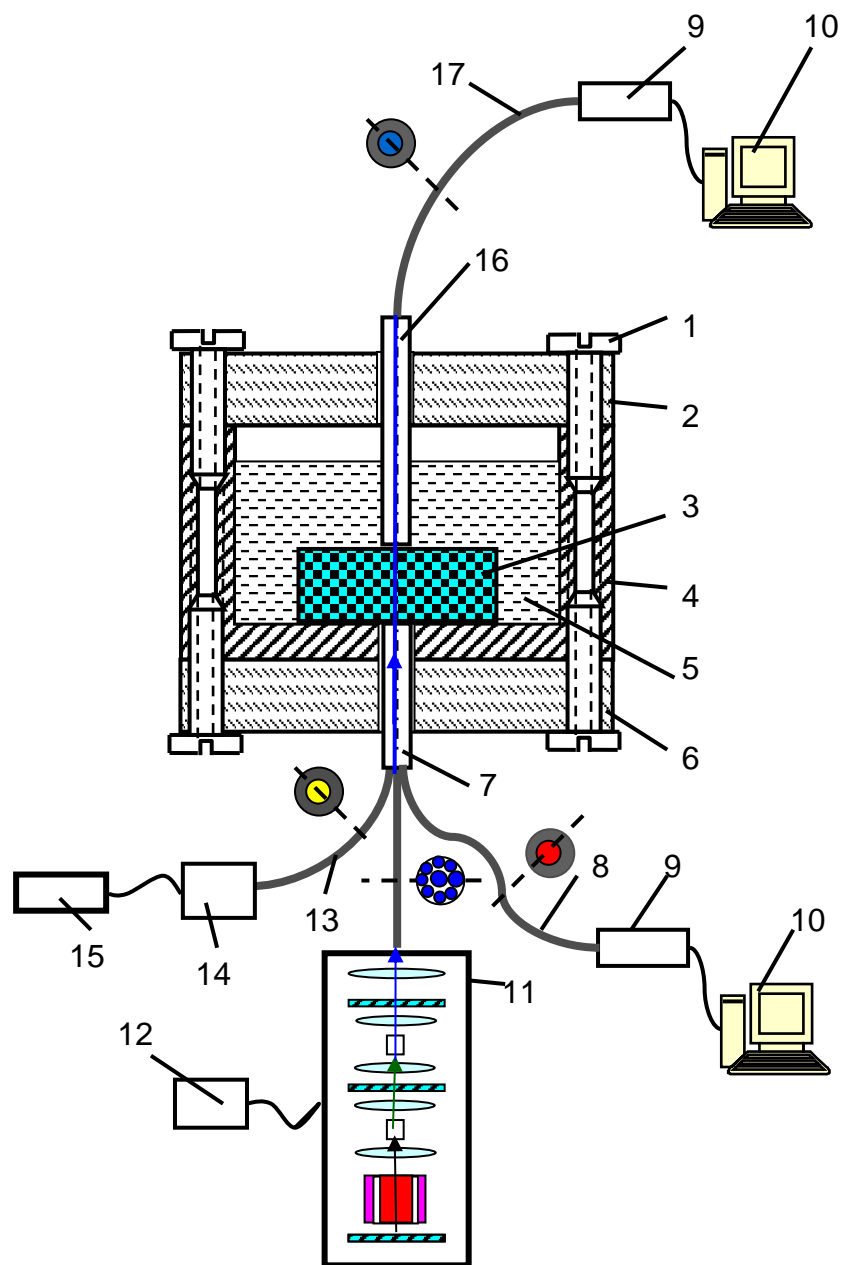


Рис.7. Принципиальная схема установки для анализа спектров отражения при установлении положения запрещённых зон в спектре фотонного кристалла; 1 – винты; 2 – верхняя тефлоновая крышка; 3 – фотонный кристалл; 4 – кювета; 5 – жидкость; 6 – нижняя тефлоновая крышка; 7 – световолоконный зонд; 8 – световод; 9 – спектрометр; 10 – компьютер; 11 – лазер на алюмоиттриевом гранате; 12 – блок питания светодиодов; 13 – световод; 14 – галогеновая лампа; 15 – блок питания лампы; 16 – зонд "на пропускание"; 17 – световод

На рис.8 приведены спектры отражения ГФК с различными диаметрами глобул, содержащих воздух (кривые 1 на рис. 8а-с), и опалов, заполненных водой (кривые 2 на рис. 8а-с). Как видно из рис. 8, при увеличении диаметра глобул, а также при введении воды в поры ГФК наблюдается сдвиг положения пика отражения, соответствующего стоп-зоне, в длинноволновую область.

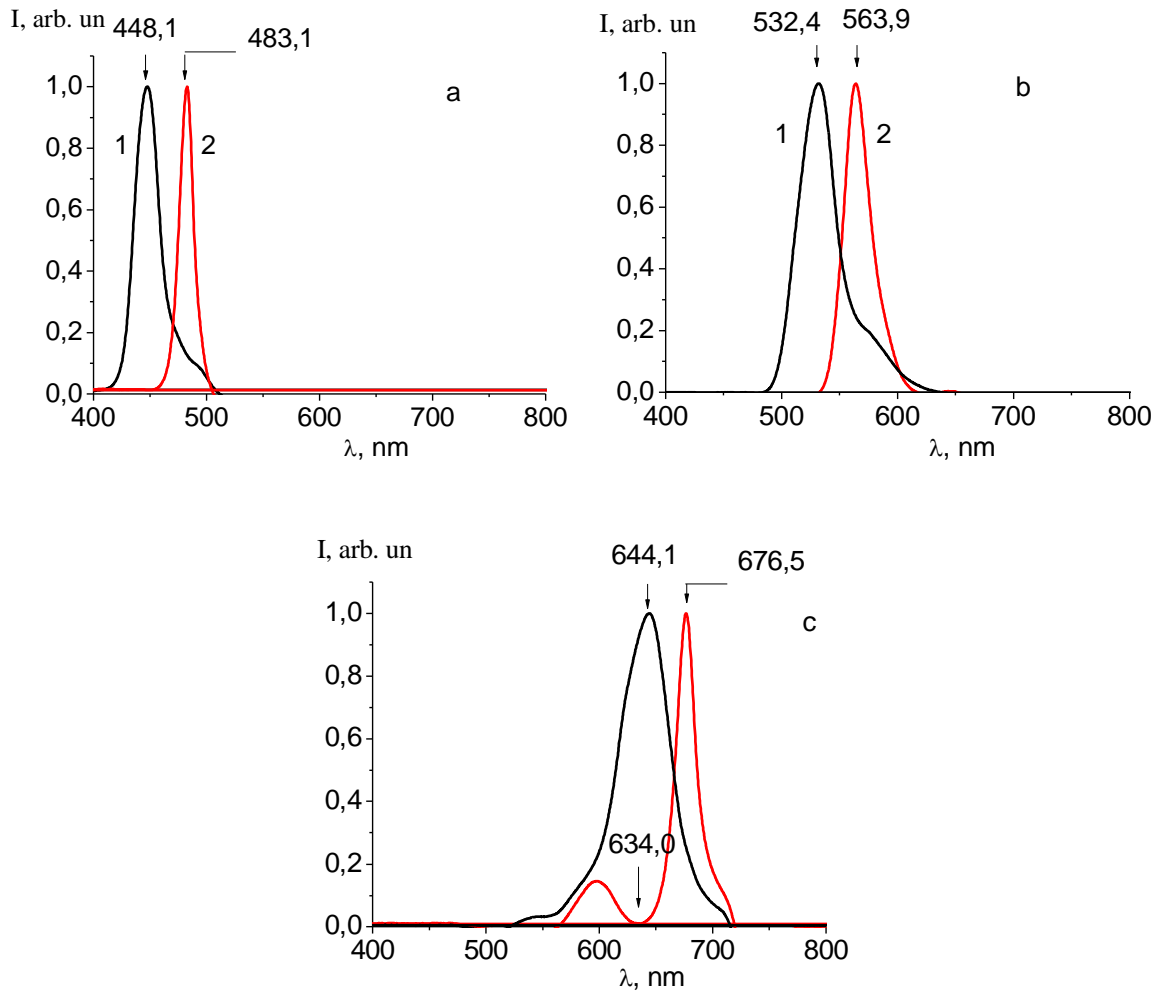


Рис.8. Спектры отражения от поверхности (111) ГФК с различными диаметрами глобул; $D=200$ (a), 240 (b) и 290 нм (c)

Такой экспериментальный результат находится в согласии с соотношениями (2), (3), справедливыми для рассматриваемой модели фотонного кристалла

$$\lambda_{\max} = 2\sqrt{\frac{2}{3}}D\sqrt{n_{\text{eff}}^2 - \sin^2 \theta} , \quad (2)$$

$$n_{\text{eff}} = \sqrt{n_1^2 \beta + n_2^2 (1 - \beta)} . \quad (3)$$

Здесь θ - угол падения излучения на поверхность (111) фотонного кристалла, D –диаметр глобул ГФК, n_1 , n_2 – показатели преломления кремнезёма и внедрённого вещества соответственно. Как видно из рис.8, пропитка опала водой приводит к сужению стоп-зоны. Это согласуется с уменьшением контраста при приближении показателя преломления n_2 к n_1 , в соответствии с формулой (4) для ширины стоп-зоны:

$$\Delta\lambda = \lambda_{\max} \frac{4 |n_2 - n_1|}{\pi (n_2 + n_1)} . \quad (4)$$

Рис.10 иллюстрирует вид спектра отражения от поверхности ГФК как в области первой, так и второй стоп-зоны. При этом в соответствии с соотношением (2) положение максимума в спектре отражения для исследуемых исходных кристаллов должно находиться в видимом диапазоне, а положение максимума отражения, обусловленного второй стоп-зоной, - в области удвоенной частоты. Как видно из рис. 10 в ближнем ультрафиолетовом диапазоне действительно наблюдается дополнительный пик отражения.

Наблюдаемая в спектре рис.10 кривая (1) характеризует параметры второй стоп-зоны, Важно отметить, что спектральное положение этой стоп-зоны сдвинуто в сторону больших длин волн по отношению к точной второй гармонике. Такой результат свидетельствует об увеличении значения показателя преломления кремнезёма при переходе в ультрафиолетовую область спектра

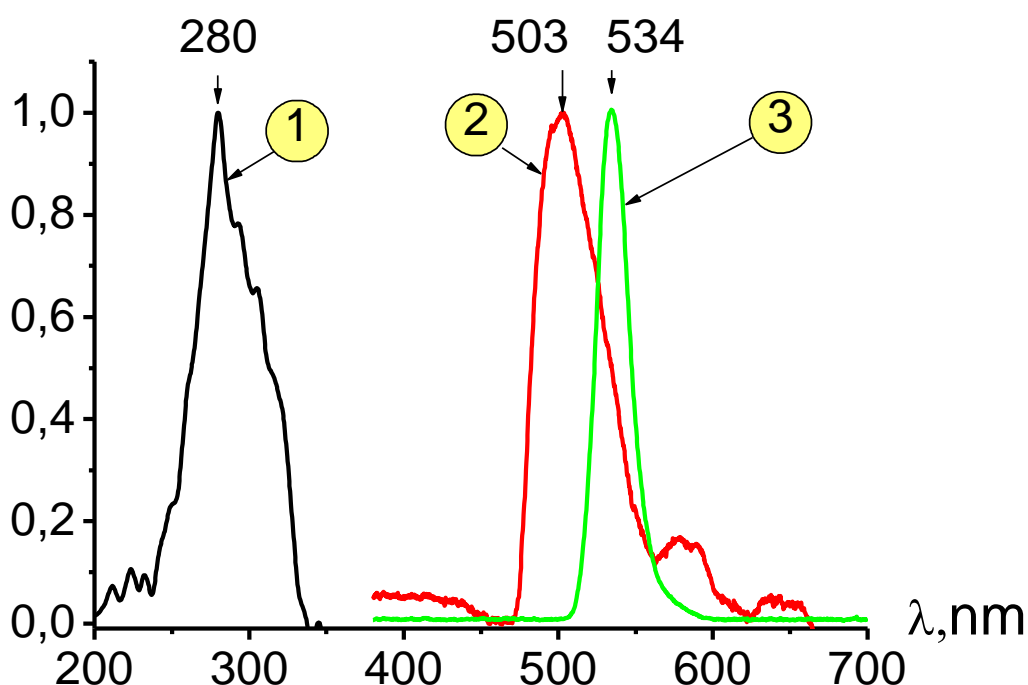


Рис. 10. Спектры отражения опалов, заполненных воздухом (кривая 2) и водой (кривые 1 и 3). Кривые 2 и 3 построены с использованием галогенной лампы, характеризующейся широкополосным спектром в видимом диапазоне. Кривая 1 получена при использовании в качестве источника излучения дейтериевой лампы, обеспечивающей широкополосное ультрафиолетовое излучение

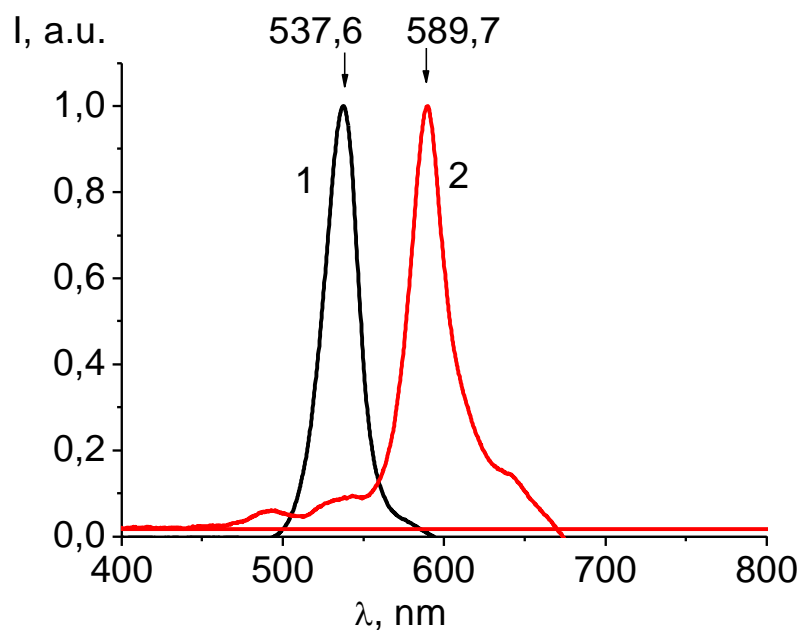


Рис.11. Сравнение спектров отражения исходного опала (кривая 2) с соответствующим спектром для опала, заполненного никелем(1) и золотом (рисунок справа)

Рис. 11 иллюстрирует вид спектров отражения от поверхности (111) ГФК в том случае, когда в их поры введены тугоплавкие металлы (никель и золото соответственно) методом лазерной абляции (см. рис.6). Как видно из рис.11 и 12, введение металла в опал приводит к сдвигу положения стоп-зоны в коротковолновую область спектра. Такой результат обусловлен отрицательным значением вещественной части показателя преломления металлов.

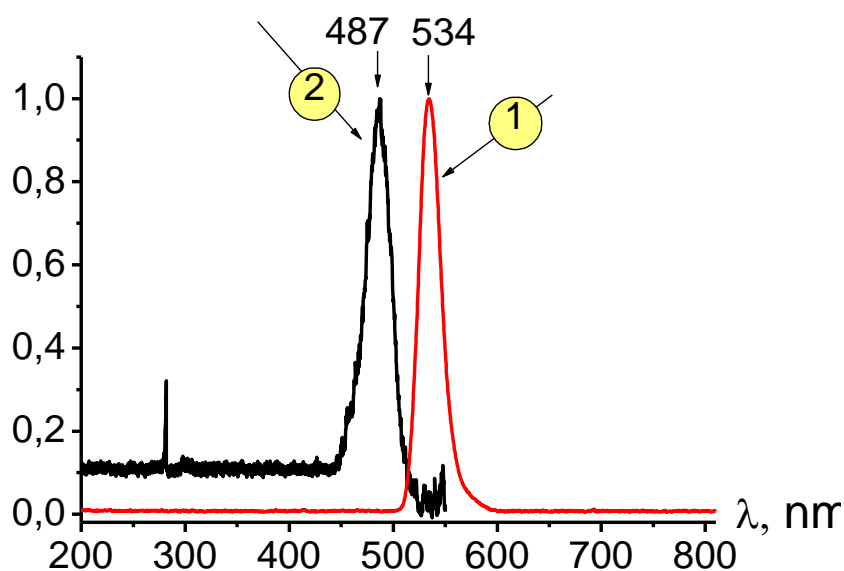


Рис.12. Сравнение спектров отражения исходного опала (кривая 2) с соответствующим спектром для опала, заполненного золотом (1)

Таким образом, в результате теоретических и экспериментальных исследований установлено, что при введении в поры фотонного кристалла диэлектриков с показателем преломления, превышающим показатель преломления кремнезёма, сдвиг стоп-зон происходит в длинноволновую область спектра. При введении в поры ГФК металлов сдвиг спектрального положения стоп-зоны происходит в коротковолновый диапазон. Введение в опал вещества, характеризующегося резонансным поглощением в области стоп-зон, приводит к появлению дополнительных резких пиков отражения в длинноволновой или коротковолновой областях спектра.

Выполненные исследования по характеристике фотонных кристаллов методом отражательной спектроскопии стоп-зон установили области аномального возрастания плотности фотонных состояний в ГФК, имеющего место вблизи краёв стоп-зон. Знание таких областей позволит оптимизировать процессы лазерной генерации в опалах, заполненных активными средами, и позволит понизить пороги для реализации различных нелинейных процессов, включая вынужденное комбинационное рассеяние света [11], вынужденное глобулярное рассеяние света [12,13], генерацию оптических гармоник, параметрическую генерацию [7] и длительное послесвечение [14,15]

Разработанная методика отражательной спектроскопии в области первой и второй стоп-зоны ГФК открывает возможность для использования ГФК, заполненных различными диэлектриками и благородными металлами, в качестве новых типов сенсоров, позволяющих по виду спектра отражения установить тип анализируемого молекулярного соединения.

Введение в поры фотонного кристалла магнитных компонентов открывает возможность для создания прозрачных магнитных фотонных кристаллов, в которых характеристики стоп-зон могут управляться с помощью внешнего магнитного поля.

Введение в поры ГФК молекул ДНК позволит распознавать структуру молекул ДНК, что представляет большой интерес для биологии и медицины.

Работы автора по исследованию свойств ГФК были выполнены при поддержке РФФИ: гранты: 08-02-00114, 10-02-00293, 10-02-90042-Бел, 10-02-90404-Укр, а также Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 21.

1. E. Yablonovich. Phys.Rev.Lett. Vol.58 (1987), p.2059.

1. S. John. Phys.Rev.Let. Vol.58 (1987), p.2486.

2. В.С. Горелик, Л.И. Злобина, О.А. Троицкий, Р.И. Чаниева. Неорганические материалы, т. 44 (2008), № 1, с.64.

3. A.P. Goncharov and V.S. Gorelik. Inorganic Materials. V.43(2007), p.386.

4. V.S. Gorelik. J. of Russ. Laser Research, V.27 (2006) p. 437.

5. В.С. Горелик. Квантовая электроника, **37**, 409-432, 2007

6. V. S. Gorelik. Laser Physics, 2008, V. 18, No. 12, p. 1479.

7. В.С. Горелик, Н.И. Юрасов, Ю.П. Войнов, М.И. Самойлович, П.П. Свербиль. Материалы XIV Международной научно-технической конференции «Высокие технологии в промышленности России. Материалы и устройства функциональной электроники и микрофотоники», Москва, ОАО «ЦНИТИ Техномаш», 2008, 11-13 сентября, с. 161-163, 2008.
8. В.С. Горелик, Н.И. Юрасов, В.В. Грязнов, Ю.П. Войнов, П.П. Свербиль, М.И. Самойлович. Неорганические материалы, т. 45 (2009), №9, с. 1020.
9. V. S. Gorelik, N.I. Yurasov, Y.P. Voinov, M.I. Samoilovich, V.V. Gryasnov. Solid State Phenomena, V.152-153 (2009), p.518.
10. Vladimir S. Gorelik, Anna D. Kudryavtseva, and Nikolay V. Tchernega. Journal of Russian Laser Research, V. 29, No. 6, pp. 551-557, 2008.
11. Gorelik V.S., Kudryavtseva A.D., Tcherniega N.V., Vodchits A.I. [Journal of Russian Laser Research](#). 2007. V. 28. № 6. С. 567-575.
12. V.S. Gorelik. Eur. Phys. J. Appl. Phys. 49, 33007 (2010).
13. В.С. Горелик, А.А. Есаков, И.И. Засавицкий. Неорганические материалы, 2010, т. 46, № 6, с. 716–721.
14. В.С. Горелик, А.Д. Кудрявцева, М.В. Тареева, Н.В. Чернега. Письма в ЖЭТФ, т. 84, вып. 9, сс. 575-578, 2006.

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ СЕНСОРЫ: ФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ

А.В. Крайский¹, В.А. Постников², Т.Т. Султанов¹, Т.В. Миронова¹,
А.А. Крайский¹

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

² *ФГУ «НИИ физико-химической медицины», ФМБА России, Москва*

Голографические сенсоры (ГС) представляют собой новый класс аналитических датчиков для анализа компонентов растворов при концентрациях от десятков мкМ/л и выше. Достоинство этих сенсоров состоит в том, что они позволяют достаточно просто измерять концентрации. В литературе показаны их возможности для определения кислотности растворов, концентрации ионов металлов, глюкозы в биологических жидкостях, содержания воды в авиационном керосине. ГС представляют собой матрицу на основе полимерного гидрогеля толщиной несколько десятков мкм, содержащей нанозерна металлического серебра или его соединений, так что образуется периодическая слоистая по оптическим свойствам структура. Такая структура отражает практически монохроматичное излучение (5 – 15 нм). В матрицу внедрены вещества, в результате взаимодействия которых с искомым веществом чувствительный голографический слой сжимается или расширяется, что приводит к изменению длины волны отраженного света. Разработанные нами матрицы в модельном растворе глюкозы имеют чувствительность до 40 нм/ммоль. С оптической точки зрения система сложна, т.к. нанозерна находятся в порах материала матрицы, изменяющего состав и структуру в результате реакции с компонентами раствора. Нами в этих системах обнаружены сильные изменения коэффициента отражения и при некоторых условиях немонотонные во времени изменения толщин слоя и одновременно коэффициента отражения. Структура голографического слоя является примером одномерного фотонного кристалла (ФК), имеющего запрещенные зоны в частотном диапазоне, в котором происходит максимальное отражение света. Для правильной работы необходим режим тонкого ФК (толщина кристалла меньше глубины проникновения излучения). Режим задается двумя параметрами: толщиной слоя и амплитудой изменения показателя преломления. Эти параметры мы определяли с помощью разработанной нами компьютерной модели распространения света в такой структуре. С помощью ГС можно измерять неоднородные по пространству изменения длины волны (например, при неоднородном распределении концентрации). Для этого был разработан колориметрический метод измерения с помощью цифрового фотоаппарата. Метод позволил определить распределение длины волны по мегапиксельному изображению с точностью лучше 0.2 нм.

Работа поддержана грантом в рамках программы фундаментальных исследований Президиума РАН “Фундаментальные науки – медицине”.

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ СЕНСОРЫ: ХИМИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ

В.А. Постников¹, А.В. Крайский², Т.Т. Султанов², А.В. Хамидулин¹

¹ ФГУ «НИИ физико-химической медицины», ФМБА России, Москва

² Физический институт им. П.В. Лебедева РАН, Москва

Голографические сенсоры [1,2] являются усовершенствованием давно известных Денисюковских голограмм на основе фоточувствительных эмульсий бромида серебра и представляют собой нанокompозитные материалы, состоящие из полимерной гидрогелевой пленки, в нанопорах которой размещаются наночастицы серебра, образующие периодические слои так, что при отражении белого света отражается только компонента излучения, резонансная периоду слоев. Голограммы создаются в гидрогелевой матрице в результате интерференции падающей и отраженной волны, при последующем проявлении, в гидрогеле образуются периодические слои нанозерен (15 нм) серебра.

Гидрогелевая матрица представляет собой привитой сшитый сополимер водорастворимых неионогенных мономеров (акриламид, винилпирролидон и др.) с различными встроенными веществами, которые определяют специфичность отклика сенсора и обеспечивают селективное взаимодействие с искомым компонентом анализируемой смеси. Как правило, это сопровождается изменением степени ионизации полимерных цепей и, соответственно, набуханием или сжатием гидрогелевой матрицы. Результатом этого является изменение периода слоев, что приводит к изменению отражаемой длины волны, т.е. изменением цвета сенсора. При введении в состав матрицы дополнительных компонентов величину и область проявления отклика можно направленно изменять от ближнего ИК-диапазона до видимой и УФ-области спектра.

Отклик сенсоров на основе акриловой кислоты на ионы металлов в диапазоне концентраций от 10^{-7} до 10^{-1} моль/л. в воде можно использовать для визуального контроля качества воды в домашних условиях. В качестве чувствительного элемента сенсора глюкозы использованы голограммы, созданные на гидрогелевых матрицах, содержащих аминифенилборную кислоту, которая, как известно, образует комплексы с глюкозой. В процессе работы получены сенсоры, отклик которых достигает 40 нм/(ммоль/л) глюкозы, и в области физиологических концентраций глюкозы – 1-20 ммоль/л реагируют так, что 1 ммоль/л – синий, норма 5 ммоль/л – зеленый и более 10 ммоль/л красный и далее. Точность определения менее 1 ммоль/л.

Работа поддержана грантом Президиума РАН по программе «Фундаментальные науки – медицине».

1. С. R. Lowe et al, Anal. Chem., 2003, 75 (17), 4423-4431
2. А.В. Крайский, В.А. Постников и др., Квантовая электроника, 40 (2) 178-82 (2010)

СТРУКТУРНЫЕ И СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА НАНОПОРОШКОВ $\text{CeO}_2:\text{Tb}$ В КРЕМНЕЗЁМНОЙ ОБОЛОЧКЕ

Г.Е. Малашкевич, Г.И. Семкова, Т.Г. Хотченкова

*Институт физики имени Б.И. Степанова Национальной академии наук
Беларуси, Минск*

В [1] показано, что формирование в кварцевых гель-стеклах наночастиц $\text{CeO}_2:\text{Tb}$ с последующим восстановлением редкоземельных ионов водородом позволяет многократно увеличить интенсивность люминесценции ионов Tb^{3+} при УФ-возбуждении за счет эффективной сенсбилизации ионами Ce^{3+} , входящими в такие наночастицы. В настоящей работе была поставлена задача синтеза подобных наночастиц в свободном состоянии и исследование их структурных и спектрально-люминесцентных свойств.

Процесс синтеза включал гидролиз тетраэтилортосиликата в водно-спиртовом растворе в присутствии соляной кислоты в качестве катализатора, легирование полученного золя посредством добавления в него растворов солей редкоземельных активаторов, сушку до завершения процесса полимеризации и последующее измельчение геля. Полученные активированные порошки отжигали на воздухе, а затем в потоке водорода.

Исследование осуществлялось с использованием рентгеновского дифрактометра ДРОН-2.0, сканирующего электронного микроскопа LEO-1420 REM и спектрофлуориметра СДЛ-2.

Установлено, что индивидуальные зерна синтезированных порошков после отжига на воздухе имеют средний размер ≈ 50 нм и представляют собой находящиеся в кремнеземной оболочке нанокристаллиты $\text{CeO}_2:\text{Tb}^{3+}(\text{Tb}^{4+})$ с пространственной группой симметрии $O_h^5-Fm\bar{3}m$ и координационным числом катиона 8. Отжиг в водороде при $T = 950^\circ\text{C}$ ведет к реорганизации их структуры, при этом признаков образования нанокристаллитов Ce_2O_3 не обнаружено. Такие «реорганизованные» порошки характеризуются эффективным переносом возбуждений от ионов Ce^{3+} в состояние 5D_4 ионов Tb^{3+} . Квантовый выход сенсбилизированной люминесценции последних при достаточно полном восстановлении редкоземельных ионов может превышать 90%. Использование при синтезе примесного компенсатора локального заряда позволяет существенно модифицировать спектр возбуждения сенсбилизированной люминесценции ионов Tb^{3+} .

Полученные порошки перспективны в качестве световых преобразователей УФ-излучения в желто-зеленую область спектра, ультрадисперсных люминесцентных присадок к типографским краскам и могут служить прекурсорами при создании оптической керамики.

НАДМОЛЕКУЛЯРНАЯ СТРУКТУРА И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК РbTe НА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОДЛОЖКАХ С НАНОЧАСТИЦАМИ СЕРЕБРА И ЗОЛОТА

А.Н. Горбачева¹, Г.Е. Малашкевич¹, Д.М. Фреик², Р.И. Никируй²,
Г.П. Шевченко³

¹*Институт физики им. Б.И. Степанова Национальной академии наук
Беларуси, Минск*

²*Физико-химический институт Прикарпатского университета
им. В. Стефаника, Ивано-Франковск*

³*Институт физико-химических проблем Белорусского государственного
университета, Минск*

Соединения типа $A^{IV}B^{VI}$ принадлежат к классу узкозонных полупроводников, ширина запрещенной зоны которых зависит от химического состава, условий приготовления, внешних давления и температуры, а также от воздействия магнитным полем. Халькогениды свинца и структуры на их основе являются перспективными материалами для таких применений в инфракрасном диапазоне, как ИК – фотодетекторы [1] и инжекционные лазеры для терагерцового диапазона [2]. Кроме того, эти соединения используются в качестве базовых термоэлектрических материалов для температур 600-850 К.

В данной работе были исследованы поверхностная микроструктура и оптические свойства в среднем ИК-диапазоне пленок теллурида свинца в зависимости от условий их приготовления и природы использовавшихся подложек. Пленки РbTe были получены методом осаждения из газодинамического потока пара [3] на подложки из кремния, германия, слюды и стекла, а также на полученные золь-гель методом плёнки SiO_2 , GeO_2 , и HfO_2 с наночастицами серебра и золота, наличие которых значительно увеличивает теплопроводность гель - пленок. Измерения проводились на ИК-Фурье спектрометре «Nicolet Nexus» и сканирующем электронном микроскопе LEO – 1420REM.

Сопоставление надмолекулярной структуры поверхности и оптических свойств пленок теллурида свинца на подложках различных типов со значениями физических свойств подложек позволяет сделать вывод о существовании корреляции значений теплопроводности подложек и исследованных параметров пленок РbTe при одинаковых условиях их получения. Кроме того, установлено, что крутизна высокочастотного края поглощения исследуемой пленки возрастает с увеличением степени ориентированности микрокристаллов роста.

H. Zogg, J. John, Opto-electronics review **6(1)**, (1998) 37-46.

P.J. McCann, I-Na Chao, H. Sachar et. al., Spectrochimica ActaPart A **55** (1999) 1999-2005.

D.M. Freik, B.S. Dzundza, G.E. Malashkevich, G.D. Mateik, Physics and chemistry of solid state **V.8, №3** (2007) 509-512.

НАНОЧАСТИЦЫ НИКЕЛЯ С ПОВЫШЕННОЙ КАТАЛИТИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТЬЮ

М.В. Кузнецов^{1,2}, Ю.Г. Морозов¹

¹ *Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения РАН (ИСМАН), Черногловка*

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

Наноразмерные материалы, демонстрирующие множество уникальных физических и химических свойств, обеспечивают интересные фундаментальные и технологические перспективы. В настоящее время актуальными являются: разработка методов получения наночастиц с заранее заданными параметрами и создание на их основе наноматериалов, пригодных для использования в функциональных устройствах. Представлены экспериментальные результаты по получению наночастиц никеля с различными размерами и степенью окисления, их характеристики и потенциальные приложения в области катализа. Наночастицы никеля были получены бестигельным аэрозольным методом путем непрерывного испарения, подвешенной в электромагнитном поле капли металла, и конденсации его паров в потоке инертного газа с регулируемой добавкой кислорода. Частицы имели сферическую форму, узкое распределение по размерам и были характеризованы сканирующей электронной микроскопией с энергодисперсионным рентгеновским микроанализом, РФА, вибрационной магнитометрией и методом БЕТ. Были определены режимы получения наночастиц никеля с заданными средними размерами (от 15 до 250 нм), различной степенью окисления (от 1.5 до 99.5% NiO) и удельной поверхностью (от 2.5 до 60 м²/г). Показано, что при применении постоянного электрического поля, приложенного к зоне конденсации, можно регулировать степень окисления и средний диаметр наночастиц. Установлено, что путем комбинации данных по намагниченности и удельной поверхности, можно однозначно определять размеры наночастиц никеля, не прибегая к данным электронной микроскопии и рентгеновского микроанализа. Исследована каталитическая активность полученных наночастиц в проточных реакциях низкотемпературного окисления оксида углерода и углеводородов в газовой смеси, имитирующей состав выхлопных газов автомобиля. В частности, температура 40% конверсии CO составила 150 °С для частиц никеля средним диаметром 15 нм, содержащих 89% NiO, по сравнению с 225 °С для частиц средним диаметром 185 нм, содержащих 2% NiO. Исследована зависимость каталитической активности наночастиц от их удельной поверхности и фазового состава. Используя метод послойного селективного лазерного спекания удалось получить высокопористый функциональный материал в виде объемных спёков наночастиц, размеры которого достигают 30x15x5 мм³.

ПЛЕНОЧНЫЕ МИКРО- И НАНОСТРУКТУРЫ С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ СЛОЯМИ ИЗ ОКСИДОВ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

А.М. Гурьянов¹, В.М. Лебедев²

¹*Самарский государственный архитектурно-строительный университет,
Самара*

²*Петербургский институт ядерной физики, Гатчина*

Диэлектрические пленки оксидов редкоземельных элементов (ОРЗЭ)– оксидов скандия, гольмия, иттрия, эрбия, диспрозия – толщиной 20–100 нм изготавливались на кремниевых подложках методом термического окисления. Определялись свойства, как самих диэлектрических пленок, так и МДП-структур с диэлектрическими слоями из ОРЗЭ.

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

Методами отражательной эллипсометрии определялись оптические параметры пленок. Установлена модель отражающей поверхности структуры пленка оксида ОРЗЭ – кремниевая подложка. Это модель однородной прозрачной пленки на поглощающей подложке с двумя переходными слоями, одним из которых является поверхностный слой двуокиси кремния. В рамках установленной модели рассчитывались показатель преломления и толщина пленок, а также параметры переходных слоев на границе диэлектрик – полупроводник, которые использовались при определении электрофизических характеристик МДП-структур.

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

Пленки ОРЗЭ могут быть отнесены к альтернативным диэлектрикам (диэлектрикам с высокой диэлектрической проницаемостью – high-*k* dielectrics) и являются перспективными материалами для создания изолирующих слоев в пленочных структурах микро и нанoeлектроники.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НАМАГНИЧЕННОСТИ НАНОСТРУКТУРНОГО СВЕРХПРОВОДНИКА ВТОРОГО РОДА

Н.Д. Кузьмичев, А.А. Федченко

Рузаевский Институт Машиностроения Мордовского государственного университета им. Н.П. Огарева, Рузаевка

В настоящее время существует много моделей, описывающих критическое состояние сверхпроводника. К ним относится модель Бина [1], в основу которой положен закон электромагнитной индукции. В области сверхпроводника, куда проникло поле, течет ток, экранирующий поле в оставшейся части. В других моделях, например, в модели Кима-Андерсена [2] считается, что критическая плотность тока зависит от внешнего поля по закону обратной пропорциональности.

Главная цель данной работы – разработать модель, которая бы смогла описывать экспериментальные данные. Задача моделирования поведения сверхпроводника была решена с помощью программирования. Так как в данном проекте исследуется поведение сверхпроводника в магнитном поле, то оба «действующих лица» этого процесса представлены в виде объектов. Каждый из них обладает набором уникальных параметров, определяющих их свойства и поведение в различных ситуациях. Представленная в этой программе модель состоит из следующих частей: 1) класс «сверхпроводник» (экземпляр этого класса имеет ряд свойств, характеризующих геометрическую форму образца и его материал); 2) класс «магнитное поле», комбинирующее воздействие двух составляющих: постоянного H_0 и переменного $h \cdot \cos \omega t$; 3) набор численных методов, выделенных в отдельные функции. Результаты работы программы представлены на рис. 1

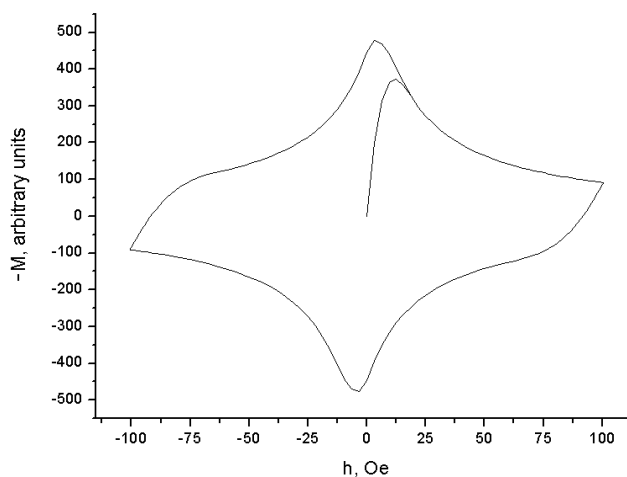


Рис. 1. Изменение намагниченности образца ВСП согласно модели Кима-Андерсена

1. Bean C.P. Magnetization of high-field, superconductors. Rev. Mod. Phys. 1964. V.36. P.143
2. Kim Y.B., Hempstead O.P., Strnad A.R. Critical persistent currents in hard superconductors. Phys. Rev. Lett. 1962. V.9, N7. P.306-309

АДСОРБЦИЯ ОДНОВАЛЕНТНЫХ АТОМОВ НА УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ И ГРАФЕНЕ **Equation Chapter 2 Section 1**

А.В. Пак, Н.Г. Лебедев

Волгоградский государственный университет, Волгоград

В работе представлены результаты теоретического исследования адсорбции одновалентных атомов металлов, лития, натрия и калия на поверхности графена и углеродных нанотрубках (УНТ). Теоретическое исследование графена началось задолго до получения реальных образцов материала. Широкий спектр возможных применений графена привлек к его изучению большое число исследователей.

Использован модельный гамильтониан Андерсона [1]. В рамках метода функций Грина рассчитана зонная структура графена и УНТ с адсорбированными атомами щелочных металлов.

Построены дисперсионные кривые в случае адсорбции атомов щелочных металлов, лития, натрия, калия. Рассматривалось перекрытие только s -орбиталей валентных электронов с p_z -орбиталью атома углерода. Из-за малой величины потенциала гибридизации натрия и калия вид кривых значительно не меняется. В случае множественной адсорбции при определенном числе дефектов в образованной зоне локальных состояний наблюдаются осциллирующие значения энергий.

Недостатком данной работы является то, что в ней не учтены кулоновские корреляции электронов кристаллической решетки графена и углеродных нанотрубок.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 08-02-00663) и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» Госконтракт № П892.

1. Давыдов С.Ю., Трошин С.В. Адсорбция на металлах и полупроводниках: модели Андерсона-Ньюнса и Халдейна-Андерсона // ФТТ. 2007. Т. 49. Вып. 8. С. 1508 – 1513.
2. Большов Л.А., Напартович А.П., Наумовец А.Г., Федорус А.Г. Субмонослойные пленки на поверхности металлов // УФН. 1977. Т. 122. Вып. 1. С. 125 – 158.
3. Phaedon Avouris, Zhihong Chen, Vasili Perebeinos. Carbon-based electronics// Nature Nanotechnology. Vol.2. 2007. P. 605-615.

ЭВОЛЮЦИЯ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА В ПУЧКАХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

М.Б. Белоненко¹, Н.Г. Лебедев²

¹ Волгоградский государственный педагогический университет, Волгоград

² Волгоградский государственный университет, Волгоград

Нелинейная оптика углеродных нанотрубок – новое направление исследований, формирующееся на стыке физики твердого тела, лазерной физики, физики низкоразмерных наноструктур и нанооптики. [1]

В работе теоретически изучаются особенности распространения лазерного импульса в массиве углеродных зигзагообразных нанотрубок [2]. Электронная подсистема нанотрубок рассматривается микроскопически без учета взаимодействия с фононами. Нанотрубки полагаются идеальными и расположенными на одинаковых расстояниях друг от друга 0.34 нм [2]. В одномерной модели считаем, что вектор напряженности $\mathbf{E}(x, t)$ направлен вдоль оси трубки, а волна движется в поперечном направлении.

Получено эффективное уравнение на амплитуду вектор-потенциала электромагнитного поля. Выявлены решения, которые соответствуют уединенным волнам в случае косинусоидального закона дисперсии для электронной подсистемы. Проанализированы зависимости получившихся нелинейных решений от параметров задачи. Показано, что первоначальный импульс гауссовой формы распадается на несколько импульсов, часть из которых движется в обратном направлении.

Показано, что при наличии угла между ориентацией углеродных нанотрубок и поляризацией входящего ультракороткого оптического импульса происходит генерация импульса ортогональной поляризации и обмен энергией между импульсами с различной поляризацией.

В двумерном массиве возможны устойчивые нелинейные волны, которые имеют динамику аналогичную динамике пульсонов в двумерном нелинейном уравнении sine–Gordon. Приложение постоянного электрического поля в конечной области двумерного массива углеродных нанотрубок стабилизирует распространение нелинейной волны.

Работа выполнена в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы (проект № НК-16(3)), а также поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 08-02-00663).

1. Желтиков А.М. Сверхкороткие импульсы и методы нелинейной оптики. Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2006. 296 с.
2. Харрис П. Углеродные нанотрубы и родственные структуры. Новые материалы XXI века. Москва: Техносфера, 2003. 336 с.

ЭФФЕКТ ПЬЕЗОПРОТИВЛЕНИЯ В УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ И ГРАФЕНЕ

О.С. Ляпкосова, Н.Г. Лебедев

Волгоградский государственный университет, Волгоград

В работе представлены результаты теоретического исследования пьезорезистивного эффекта [1] в однослойных углеродных нанотрубках (УНТ) двух структурных модификаций: «arm-chair» и «zig-zag» типов [2] и графене. Изменение энергетических зон вследствие деформации кристаллической решетки косвенно создает эффект пьезосопротивления. Принимая во внимание малые смещения атомов, зонную структуру можно разложить в ряд, ограничиваясь первыми двумя слагаемыми:

$$\varepsilon(k_x, k_y) \approx \varepsilon_0(k_x, k_y) + R \frac{\partial \varepsilon}{\partial R} \delta, \quad (1)$$

где $\varepsilon_0(k_x, k_y)$ - зонная структура недеформированного кристаллита, δ - относительное изменение длины С-С связи.

С использованием метода функций Грина в рамках однозонной модели Хаббарда [3] получено выражение для удельной проводимости кристаллита:

$$\sigma = -\frac{(2\pi)^2}{2k_B T} \frac{e^2}{V\hbar} \sum_k \left(\frac{\partial \varepsilon(k_x, k_y)}{\partial k} \right)^2 \frac{1}{1 + ch\left(\frac{2\varepsilon(k_x, k_y)}{k_B T}\right)} \quad (2)$$

где V – объём нанотрубки, k_B – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, α, β – индексы компонент вектора плотности тока.

Проведен теоретический расчет продольной компоненты тензора эластопродимости для ряда углеродных нанотрубок разных типов и графена. Для всех проводящих углеродных нанотрубок его расчетное значение одинаково и равно 6.2 для «arm-chair» нанотрубок и 8.5 для типа «zig-zag». Для полупроводящих нанотрубок значение компоненты тензора уменьшается с увеличением их диаметра и стремится к значению для графена.

Работа выполнена в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы (проект № НК-16(3)), а также поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 08-02-00663).

1. Бир Г.Л., Пикус Г.Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. Москва: Наука, 1972. 584 с.
2. Харрис П. Углеродные нанотрубы и родственные структуры. Новые материалы XXI века. Москва: Техносфера, 2003. 336 с.
3. Тябликов С.В. Методы квантовой теории магнетизма. Москва: Наука, 1975. 528 с.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НАНО-УЛЬТРАДИСПЕРСНЫХ ПСЕВДОСПЛАВОВ W-Ni-Fe

В.В. Евстифеева, А.В. Нохрин, В.Н. Чувильдеев

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

В работе проведены систематические экспериментальные исследования плотности, параметров структуры и механических свойств нано- и ультрадисперсных вольфрамовых псевдосплавов системы W-Ni-Fe, полученных методами высокоэнергетической механоактивации, свободного спекания и электроимпульсного плазменного спекания.

Проведены исследования влияния режимов механоактивации (время механоактивации, типы мелющих тел) и температурно-временных режимов (температура спекания, время спекания, скорость нагрева) на параметры структуры (плотность, пористость, размер зерна) и механических свойств нано- и ультрадисперсных вольфрамовых псевдосплавов.

Показано, что в процессе механоактивации происходит формирование неравновесного твердого раствора вольфрама в γ -фазе, представляющей собой твердый раствор замещения никеля и железа, обуславливающий немонотонный характер зависимости плотности сплава от температуры спекания с максимумом, соответствующим оптимальной температуре спекания.

Установлено, что формирование нанодисперсной структуры в вольфрамовом псевдосплаве позволяет существенно снизить оптимальную температуру спекания и реализовать эффект твердофазного спекания, что имеет принципиальное значение для спекания наноматериалов. Проведенные экспериментальные исследования показали, что использование методов высокоэнергетической механоактивации и электроимпульсного плазменного спекания позволяет получать наноструктурные вольфрамовые псевдосплавы с механическими свойствами в 3-4 раза превосходящими аналогичные характеристики стандартных крупнозернистых материалов.

Показано, что существенный вклад в повышение прочности вольфрамовых псевдосплавов вносит не только малый (нанодисперсный) размер частиц, но и неравновесное состояние межфазных границ, формирующееся в процессе высокоэнергетической механоактивации и обеспечивающее существенное повышение коэффициента зернограничного упрочнения в уравнении Холла-Петча. Для объяснения полученных результатов в работе предложена качественная модель эволюции структуры вольфрамовых псевдосплавов при механоактивации и спекании.

Полученные вольфрамовые псевдосплавы с высокими механическими свойствами могут быть использованы при изготовлении изделий специальной техники, биомедицинской техники, а также при решении задач по утилизации и безопасному хранению радиоактивных отходов.

БОМБАРДИРОВКА КЛАСТЕРОВ Ti_{13} ИОНАМИ ТИТАНА С ЭНЕРГИЕЙ 100–1000 ЭВ: МД-МОДЕЛЬ

Н.А. Панькин, Н.А. Смоланов

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

Основными механизмами образования кластеров в низкотемпературной плазме являются: непосредственное распыление поверхности; агломерация атомов эмитируемых с бомбардируемой мишени; распад макрочастиц вследствие их взаимодействия с другими частицами. При своем движении в ионно-плазменном потоке кластеры испытывают упругие и неупругие столкновения с различными высокоэнергетическими частицами. В результате, изменяются пространственные и временные характеристики плазмы.

Цель настоящей работы – изучение начальных стадий процесса взаимодействия ионов титана с нанокластерами Ti_{13} моделированием в рамках метода молекулярной динамики. Исследование проводилось при различных начальных энергиях иона (100-1000 эВ) и прицельных расстояниях b ($0 \leq b/R \leq 1$, где R – радиус кластера). Значения b отсчитывались от центральной плоскости нанокластера. Взаимодействие между атомами нанокластера, а также иона с кластером описывалось с помощью парного потенциала Морзе. При моделировании не учитывали энергию теплового движения атомов кластера. Неупругими потерями энергии иона при его взаимодействии с атомами кластера пренебрегали. Рассчитывали коэффициент прохождения ионов, их распределения по энергиям и углам вылета после взаимодействия с кластером.

По результатам моделирования можно сделать следующие выводы.

1. На начальном этапе ион взаимодействует с центральным и ближайшим к нему атомами нанокластера. Дальнейшее перераспределение энергии между атомами кластера происходит вследствие развития «каскада столкновений». Повышение первоначальной энергии E_0 бомбардирующих частиц увеличивает коэффициент прохождения ионов, долю и относительную энергию отразившихся ионов.

2. В распределении ионов по энергиям после их взаимодействия с кластерами можно выделить три зоны, которые соответствуют различным вкладам конденсированных на кластере, отразившихся и прошедших сквозь него ионов. Увеличение E_0 сопровождается уменьшением вклада первой и второй областей в результирующий энергетический спектр. В каждой из рассматриваемых энергетических зон выделяются максимумы, которые соответствуют различным углам распространения ионов после их взаимодействия с кластером.

3. Немонотонная зависимость коэффициента прохождения от прицельного расстояния связана с особенностями строения нанокластера. При этом, увеличение b приводит к росту интенсивности максимума третьей при одновременном уменьшении максимумов первой и второй энергетических зон.

ИССЛЕДОВАНИЕ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ ЧСЦ МЕТОДОМ ЭПР

А.М. Зюзин¹, К.Н. Нищев¹, Е.Е. Ломонова², К.В. Саврасов¹,
А.А. Пыщенко¹, С.Н. Ушаков²

¹ Мордовский государственный университет имени Н.П. Огарева, Саранск

² Научный центр лазерных материалов и технологий ИОФ РАН
им. А.М. Прохорова, Москва

Исследован ЭПР ионов Cu^{2+} и Mn^{2+} в кристаллах частично стабилизированного диоксида циркония. Спектры ЭПР записывались на спектрометре PS 100X при комнатной температуре на частоте $9,34 \cdot 10^9$ Гц.

Спектр ЭПР ионов Cu^{2+} состоял из двух серий линий сверхтонкой структуры (рис. 1), обусловленной дипольным электрон-ядерным взаимодействием. Присутствие в спектре ЭПР двух серий линий свидетельствует о наличии двух кристаллографически неэквивалентных позиций, занимаемых ионами Cu^{2+} в структуре ZrO_2 . Как видно из рис.1, линии поглощения одной из серий в свою очередь состоят из дублетов. Природа последних, на наш взгляд, связана с различными значениями констант сверхтонкой структуры из-за разных значений магнитных моментов ядер изотопов Cu^{63} и Cu^{65} . Об этом свидетельствует, в частности, соотношение интенсивностей линий в дублетах, которое соответствует относительному природному содержанию данных изотопов.

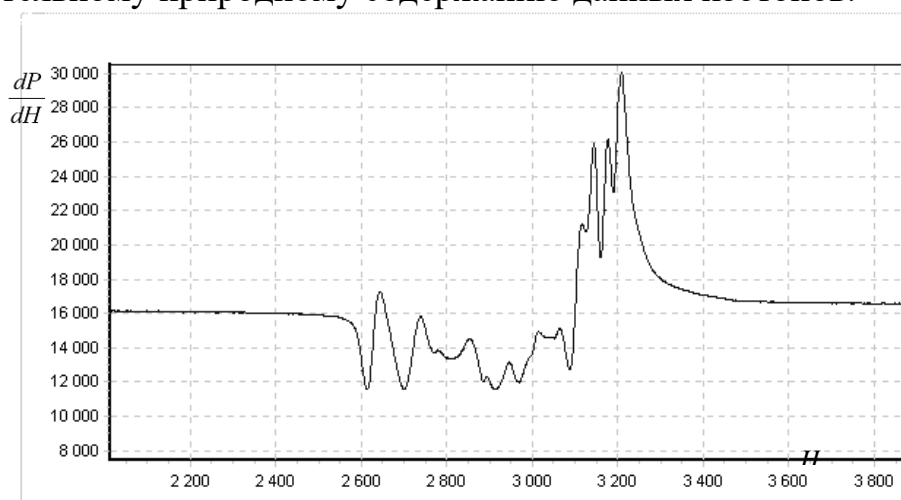


Рис. 1. Спектр ЭПР ионов Cu^{2+} в исследуемых образцах

Как одна, так и другая серии пиков обладали ярко выраженной анизотропией. Из угловых измерений спектров ЭПР следует, что симметрия окружения ионов Cu^{2+} является тетрагональной. Кроме того, обнаружено, что сверхтонкое взаимодействие 3d-электронов с ядрами меди также является анизотропным.

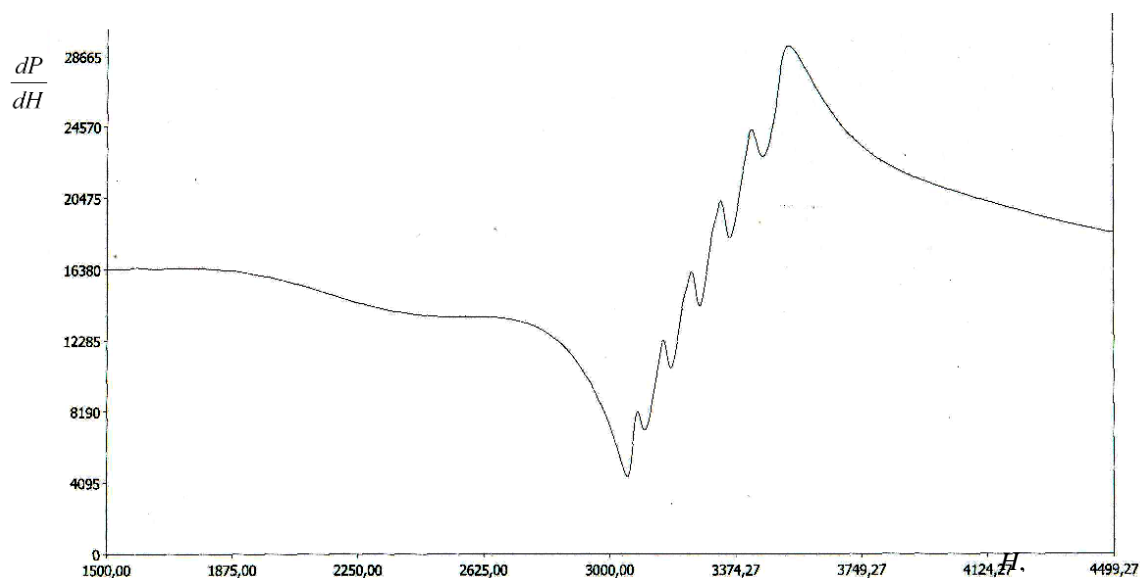


Рис. 2.а. Спектр ЭПР ионов Mn^{2+} в ZrO_2 с кубической симметрией окружения

На рис. 2 а.,б. приведены спектры ЭПР ионов Mn^{2+} в ZrO_2 с кубической и тетрагональной симметрией окружения соответственно. Видно, что имеет место резкое различие в характере и параметрах спектров. В кристаллах с кубической симметрией спектр ЭПР является изотропным и состоит из широкой линии и шести узких линий сверхтонкой структуры.

Широкая линия вероятнее всего обусловлена поглощением части близко расположенных ионов Mn^{2+} , сверхтонкая структура спектра которых размыта из-за влияния электронного магнитного диполь-дипольного взаимодействия. В кристаллах ЧСЦ с тетрагональной симметрией окружения спектр ЭПР (рис. 2.б) состоит их трех сравнительно широких интенсивных линий поглощения и является, в отличие от спектра ЭПР кубического ЧСЦ, анизотропным. Наличие трех линий поглощения в спектре ЭПР может быть обусловлено расщеплением в кристаллическом поле тетрагональной симметрии или наличием трех кристаллографически неэквивалентных позиций, которые занимают ионы Mn^{2+} в структуре ZrO_2 .

ВЛИЯНИЕ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА НА СТРУКТУРУ КРИСТАЛЛОВ ЧСЦ

М.А. Борик¹, А.В. Кулебякин¹, Е.Е. Ломонова¹, В.А. Мызина¹,
Н.Ю. Табачкова²

¹*Учреждение Российской академии наук Институт общей физики
им. А.М. Прохорова РАН, Москва*

²*Московский институт стали и сплавов, Москва*

В настоящее время большой интерес представляют циркониевые системы $ZrO_2 - R_2O_3$ ($R - Y, Gd, Yb, \dots$) в областях с малым содержанием стабилизирующего оксида, в которых происходит стабилизация тетрагональной модификации Zr (кристаллы ЧСЦ). Обладая более высокими механическими характеристиками в сравнении с кубическими твердыми растворами на основе диоксида циркония (фианит), а также со многими керамическими материалами кристаллы ЧСЦ являются весьма перспективным многофункциональным материалом во многих отраслях промышленности.

В процессе роста, во время охлаждения кристалла, при фазовом переходе кубической структуры в тетрагональную, формируется доменная двойниковая структура. Механические характеристики кристаллов ЧСЦ связаны с особенностями их фазового состава и структуры, а именно со степенью тетрагональности фазы, присутствием доменов размерами от десятков до сотен нанометров, во взаимном расположении доменов относительно кристаллографических направлений. Структура кристаллов напрямую зависит от их химического состава: концентрации стабилизирующего оксида, типа и количества дополнительно введенных примесей.

Кристаллическая структура исследуемых материалов позволяет вводить большое число ионов переходных и редкоземельных элементов в значительных концентрациях. Исследования их влияния на физико-химические свойства кристаллов ЧСЦ является важной задачей современного материаловедения.

В настоящей работе представлены исследования кристаллов ZrO_2 стабилизированных Y_2O_3 . Показано, что введение дополнительных примесей может значительно изменять характер внутренней наноструктуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ грант № 09-08-12135-офи_м и Президиума РАН по Программе фундаментальных исследований № 27 “Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов”.

ВОЛОКОННАЯ ОПТИКА И ОПТОЭЛЕКТРОНИКА

ГОЛЬМИЕВЫЕ ВОЛОКОННЫЕ ЛАЗЕРЫ ДВУХМИКРОННОГО ДИАПАЗОНА

А.С. Курков

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

Волоконные лазеры, излучающие в спектральном диапазоне 2-2.2 мкм, представляют интерес по ряду причин, среди которых высокая прозрачность атмосферы, что делает их перспективными для лазерной локации. В то же время, достаточно большое поглощение такого излучения биотканями позволяет предполагать медицинские применения таких источников. Кроме того, такое излучение может использоваться для дальнейшего преобразования в средний ИК-диапазон.

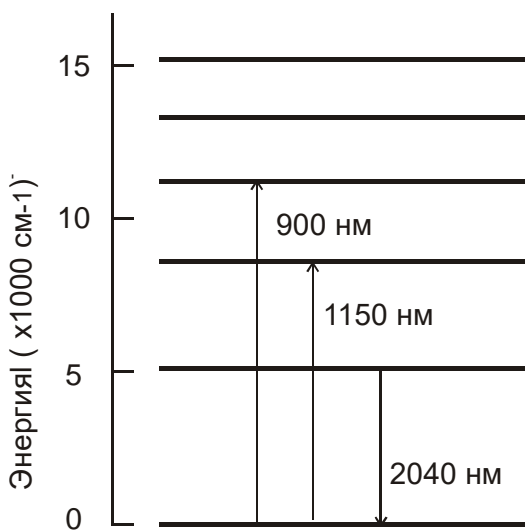


Рис.1. Энергетическая схема уровней ионов гольмия

На рис. 1 представлена схема ⁵F₅ уровней ионов гольмия в кварцевом стекле. Из рисунка видно, данный элемент обладает оптическими переходами, обуславливающими излучение в области 2 мкм. Для накачки может быть использован источник с длиной волны излучения в области 1.15 мкм. Поскольку иттербиевые волоконные лазеры могут излучать вплоть до 1.18 мкм, естественным представляется их использование в качестве такого источника накачки. На рис.2 представлена схема гольмиевого волоконного лазера с накачкой от иттербиевого лазера.

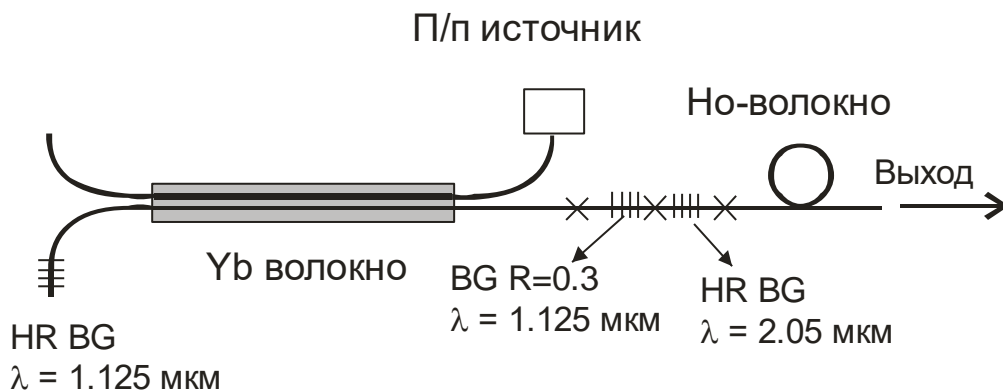


Рис.2. Схема волоконного лазера

Резонатор гольмиевого лазера был образован высокоотражающей брэгговской решеткой и торцом волокна, обеспечивающим френелевское отражение. В работе исследовались образцы волокон с различной концентрацией ионов гольмия и решетки с резонансными длинами волн от 2.02 до 2.15 мкм.

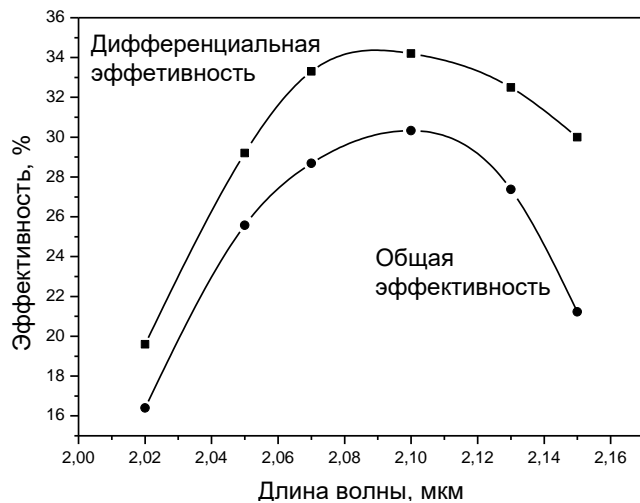


Рис.3. Спектральная эффективность генерации гольмиевых лазеров

Из рисунка видно, что максимальная эффективность лазера достигается в области 2.05-2.12 мкм и составляет около 30% от мощности накачки.

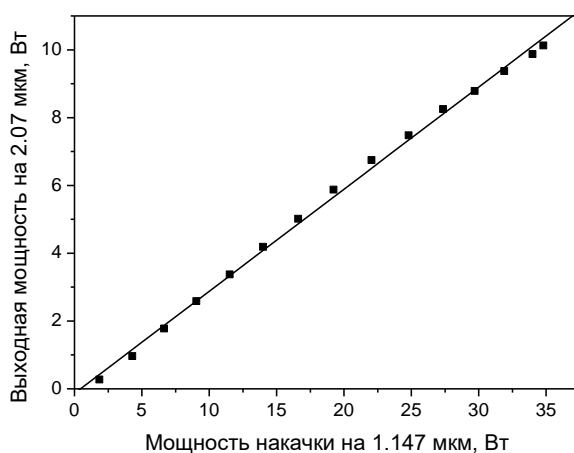


Рис.4. Выходная мощность гольмиевого лазера

Для достижения высокой выходной мощности иттербиевый лазер накачивался двумя полупроводниковыми источниками. Это позволило увеличить его мощность до 35 Вт. Кроме того, была выбрана длина волны излучения на 1.147 мкм, что позволило увеличить поглощение накачки. Всего было реализовано 3 лазера с длинами волн излучения на 2.05, 2.07 и 2.1 мкм. Для всех лазеров максимальная мощность достигала уровня 10 Вт. Мощность непоглощенной накачки на выходе лазера нелинейно возрастала при увеличении мощности на входе и достигала 2.5 Вт. Подобное поведение может объясняться термическими эффектами, так как температура волокна возрастает. Измерение спектров генерации показало, что их ширина составляет 0.4-0.5 нм, что близко к спектральному разрешению, составляющему 0.35 нм. Отсутствие значительного спектрального уширения объясняется малой длиной резонатора (0.6-0.8 м).

Следует отметить, что в наших экспериментах использовались волокна с достаточно большой концентрацией гольмия. Это было обусловлено необходимостью сокращения длины волокна в резонаторе, чтобы избежать влияния дополнительных оптических потерь, которыми

Для определения спектральной эффективности генерации исследовались 6 лазерных схем. Концентрация ионов гольмия составляла около $1.2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Для каждой длины волны генерации подбиралась длина волокна, на которой достигалась максимальная выходная мощность. Оптимальная длина волокна изменялась от 0.8 до 1.8 м при увеличении длины волны генерации от 2.02 до 2.15 мкм.

Для достижения высокой выходной мощности иттербиевый лазер накачивался двумя полупроводниковыми источниками. Это позволило увеличить его мощность до 35 Вт. Кроме того, была выбрана длина волны излучения на 1.147 мкм, что позволило увеличить поглощение накачки. Всего было реализовано 3 лазера с длинами волн излучения на 2.05, 2.07 и 2.1 мкм. Для всех лазеров максимальная мощность достигала уровня 10 Вт. Мощность непоглощенной накачки на выходе лазера нелинейно возрастала при увеличении мощности на входе и достигала 2.5 Вт. Подобное поведение может объясняться термическими эффектами, так как температура волокна возрастает. Измерение спектров генерации показало, что их ширина составляет 0.4-0.5 нм, что близко к спектральному разрешению, составляющему 0.35 нм. Отсутствие значительного спектрального уширения объясняется малой длиной резонатора (0.6-0.8 м).

обладает кварцевое стекло в области 2 мкм. В то же время при больших концентрациях активных ионов возможно проявление такого концентрационного эффекта, как кластеризация. При возбуждении двух активных ионов, находящихся в кластере, на метастабильный уровень происходит передача энергии от одного иона к другому. В результате один из ионов переходит на более высокий энергетический уровень, а другой – безизлучательно релаксирует на основной уровень. Таким образом, половина ионов, входящих в кластеры (если считать, что кластеры состоят только из двух активных ионов), находится на основном уровне вне зависимости от мощности накачки и не участвует в процессе усиления. В результате возникают потери мощности, как накачки, так и сигнала, поскольку гольмиевый лазер работает по трехуровневой схеме. Поэтому следует ожидать, что эффективность генерации будет зависеть от концентрации ионов гольмия. Было проведено измерение эффективности генерации для трех активных волокон с концентрациями ионов гольмия $9 \cdot 10^{19}$, $1.2 \cdot 10^{20}$ и $1.9 \cdot 10^{20}$ см⁻³. При этом дифференциальная эффективность генерации составила 0.32, 0.3 и 0.26. То есть было обнаружено, что эффективность уменьшается при увеличении концентрации ионов гольмия.

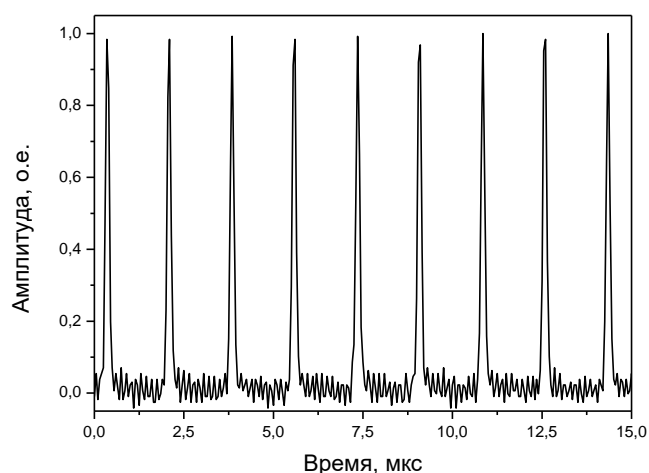


Рис.5. Типичная последовательность генерируемых импульсов

Образование кластеров может приводить и к такому эффекту как переход лазера в импульсный режим. Причиной этого является то, что в трехуровневой схеме ионы, находящиеся на основном уровне, могут играть роль насыщающегося поглотителя. В нашем случае оказалось, что все исследованные лазеры работают в импульсном режиме (рис. 5).

Параметры импульсной генерации существенным образом зависели от мощности накачки на рис. 6 представлены соответствующие зависимости частоты повторения и длительности импульсов. Из рисунка видно, что в отличие от обычного режима модуляции добротности частота повторения зависит от мощности накачки нелинейно.

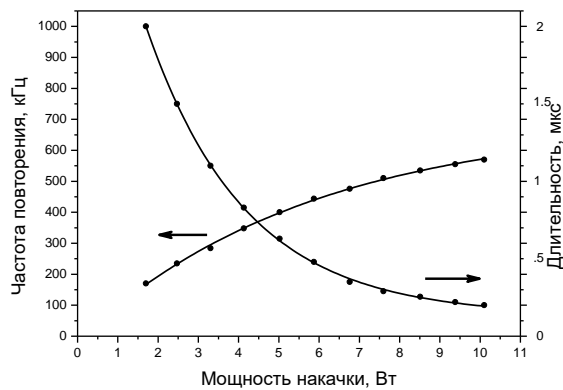


Рис.6. Частота повторения и длительность от мощности накачки генерируемых импульсов

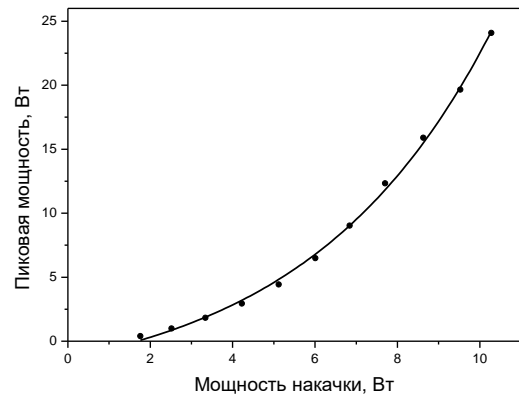


Рис.7. Пиковая мощность от мощности накачки

Длительность импульса уменьшается с ростом накачки, в результате импульсная мощность возрастает, достигая 25 Вт при средней мощности около 2 Вт. Импульсный характер генерации увеличивает число возможных применений. С другой стороны, это накладывает определенные ограничения, что делает актуальным исследование лазеров на основе волокон с меньшей концентрацией активных ионов для получения непрерывного режима генерации.

Таким образом, гольмиевые волоконные лазеры являются перспективным типом излучателей двухмикронного диапазона. Следует отметить, что существует ряд нерешенных вопросов, связанных как собственно с конфигурацией и свойствами лазеров, так и с их эффективным применением.

1. А.С.Курков, Е.М.Дианов. «Непрерывные волоконные лазеры средней мощности» Квантовая Электроника, **34**, 881 (2004).
2. Jackson S D., Sabella A., Lancaster D. «Application and development of high-power and highly efficient silica-based fiber lasers operating at 2 μm.» IEEE J. of selected topics in Quantum electronics, **13**, 567 (2007).
3. A.S. Kurkov, E.M. Sholokhov, O.I. Medvedkov, V.V. Dvoyrin, Yu.N. Pyrkov, V.B. Tsvetkov, A.V. Marakulin, and L.A. Minashina. «Holmium fiber laser based on the heavily doped active fiber», Laser Phys. Letters, **6**, 661 (2009)
4. Kurkov AS, Dvoyrin VV, Marakulin AV. «All-fiber 10 W holmium lasers pumped at $\lambda=1.15 \mu\text{m}$. Optics letters, **35** 490 (2010)»

ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЯНИЕ МАНДЕЛЬШТАМА–БРИЛЛЮЭНА В ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКНАХ И ВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРАХ

А.А. Фотиади^{1,2}, Е. Preda¹, Р. Mégret¹

¹ *University of Mons, Belgium*

² *Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург*

Среди нелинейных эффектов, возникающих в оптическом волокне при распространении лазерного излучения, вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ) занимает особое место. Во-первых, это самый низкопороговый нелинейный эффект в волокне – порог ВРМБ для стандартных одномодовых волокон составляет $\sim 10 \text{ мВт}$ из расчета на километр волокна. Во-вторых, встречный характер ВРМБ приводит к весьма специфичной пространственно-временной динамике процесса, которая при необходимости может быть задействована для генерации гигантских импульсов наносекундной длительности. В третьих, ВРМБ в многомодовом волокне обладает свойством обращения волнового фронта (ОВФ) излучения лазерной накачки полем рассеянного излучения, что делает его полезным в схемах коррекции волнового фронта, используемых в лазерных резонаторах, волоконных интерферометрах. В последние годы в связи с бурным развитием волоконных лазеров и усилителей, наметился новый всплеск интереса к волоконным Бриллюэновским зеркалам.

В докладе будет представлен обзор наиболее ярких результатов по экспериментальному исследованию и моделированию динамики ВРМБ в одномодовых оптических волокнах:

- 1) Особенности спектров и статистики ВРМБ при истощении накачки [1];
- 2) Эффект генерации случайного лазерного поля при ВРМБ в волокнах с сильным рэлеевским рассеянием [2];
- 3) Эффект пассивной модуляции добротности волоконного лазера с Бриллюэновским зеркалом [3]; его применения для генерации наносекундного суперконтинуума (900-2100 нм) в волокнах со смещенной дисперсией [4] и импульсов второй гармоники ($\sim 778 \text{ нм}$, $\sim 25 \text{ Вт}$) в волокне с периодическим полингом.

This work was supported by the European Regional Development Fund and the Walloon Region (Mediatic project), the Interuniversity Attraction Pole program VI/10 of the Belgian Science Policy and program “Scientific and Research-Educational Cadres for Innovation Russia” of Russian Federal Agency on Science and Innovation (contract 02.740.11.5093).

1. A.A. Fotiadi et al., *Optics Lett.* **27**, 83 (2002)
2. A.A. Fotiadi, *Nature Phot.* **4**, N4, 204-205 (2010)
3. A.A. Fotiadi et al, *Opt.Lett.* **29**, 1078-1080 (2004)
4. A.A. Fotiadi, P. Mégret, *Opt.Lett.* **31**, 1621-1623 (2006)

ИТТЕРБИЕВЫЙ ВОЛОКОННЫЙ ЛАЗЕР С МНОГОМОДОВОЙ БРЭГГОВСКОЙ РЕШЕТКОЙ

Я.Э. Садовникова¹, А.С. Курков²

¹Московский государственный университет
приборостроения и информатики, Москва

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

Современная тенденция развития волоконных лазеров состоит в увеличении их выходной мощности. При этом диаметр активного волокна необходимо увеличивать, чтобы избежать проявления нелинейных эффектов. В этом случае появляется проблема подбора брэгговских решеток для формирования резонатора, обеспечивающих минимальные потери на сварку. В данной работе исследуется возможность использования многомодовых решеток, а также характеристики лазера.

Для создания лазера использовалось активное волокно с увеличенным до 14 мкм диаметром сердцевины. Была исследована эффективность генерации лазера с использованием стандартной решетки и решетки на основе многомодового волокна. В качестве источника накачки использовался полупроводниковый диод с мощностью до 5.4 Вт. В случае одномодовой решетки максимальная мощность составила 2.2 Вт на длине волны 1075 нм при дифференциальной эффективности 0.45. Применение многомодовой решетки позволило увеличить мощность до 3 Вт, а эффективность составила 0.62. Это позволяет говорить о перспективности применения многомодовых решеток в лазерах на основе волокон с большим диаметром сердцевины.

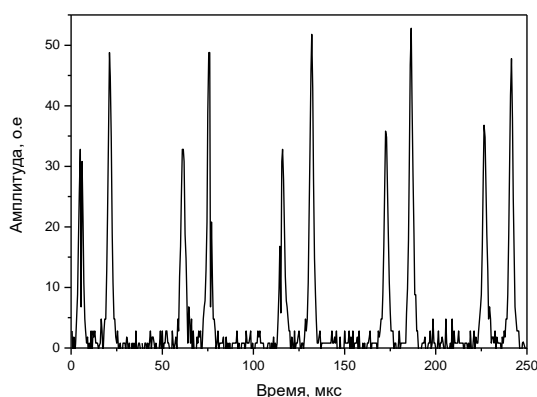


Рис.1. Последовательность генерируемых импульсов

длительностями масштаба микросекунд. На рис.1 представлена последовательность импульсов вблизи порога генерации. При увеличении мощности накачки частота модуляции возрастала.

В то же время, исследование спектров излучения показало, что в таких лазерах наблюдается более широкий спектр по сравнению с обычными волоконными излучателями. Ширина спектра достигает нескольких нанометров, что может ограничивать применение этих лазеров.

Кроме того, исследовалась динамика лазера на многомодовой решетке. Было показано, что для лазера характерна модуляция интенсивности с

СТЕКЛООБРАЗОВАНИЕ В СИСТЕМЕ $\text{V}_2\text{O}_5\text{--SiO}_2\text{--P}_2\text{O}_5$

Э.Ю. Великанова, Н.Г. Горащенко

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

Висмутсиликатные стекла находят широкие применения в качестве оптоволокон и фототеристоров благодаря высоким показателям преломления и нелинейным свойствам [1-3]. Введение в состав стекол оксида фосфора (V) в интервале концентраций компонентов, соответствующих области стеклования, дает возможность снижать вязкость расплавов и изменять оптические свойства исходных стекол.

Нами установлена область существования стабильных стекол и получены стекла в системе $\text{V}_2\text{O}_5\text{--SiO}_2\text{--P}_2\text{O}_5$. В диапазоне концентраций $\text{V}_2\text{O}_5\text{--}57.1$ мол.%, $\text{SiO}_2\text{--}42.9\div 17.1$ мол.%, $\text{P}_2\text{O}_5\text{--}0\div 25.7$ мол.% получены прозрачные стекла хорошего оптического качества. Определена потеря масс летучих оксидов V_2O_5 и P_2O_5 при постоянной температуре, равной 1000°C в течение 2 часов. Улетучивание оксидов V_2O_5 и P_2O_5 во время варки расплавов стекол составляет не более 0.08% весовых от исходной массы шихты.

Изучено влияние состава и времени варки стекол на их некоторые физико-химические свойства (показатель преломления, микротвердость и предел упругости). Добавление P_2O_5 заметно влияет на такие свойства стекол, как показатель преломления и микротвердость.

Установлено, что окраска стекол зависит как от состава, так и от условий варки. Показатель преломления также меняется в зависимости от условий варки стекол и содержания в них оксида фосфора. Возрастание концентраций оксида фосфора (V) и времени варки стекол приводит к увеличению показателя преломления данных стекол.

Микротвердость и предел упругости стекол также меняются в зависимости от состава и условий получения стекол, снижаясь с увеличением содержания P_2O_5 и временем варки расплавов.

1. Karthikeyan B., Mohan S. J. *Physica B*. **334**, 298 (2003)
2. Desmurh P. T., Burghate D. K., Deogaonkar V. S., Yawale S. P., Pakade S. V. *Bull. Mater. Sci.* **26**, 639 (2003)
3. Ebendorff-Heidepriem H., Petropoulos P., Asimakis S., Finazzi V., Moore R. C., Frampton K., Koizumi F., Richardson D. J., Monro T. M. *Optical Society of America*. **12**, 5082 (2004)

СОВРЕМЕННЫЕ МАТЕРИАЛЫ ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ И АНИЗОТРОПНЫЕ ЖИДКОСТИ

Д.В. Кондратьев, Н.Г. Мигранов

*Башкирский государственный педагогический университет
им. М. Акмуллы, Уфа*

Бурно развивающиеся технологии современных систем отображения информации требуют новых подходов в постановке, решении и реализации новых идей, опирающихся на фундаментальные знания о материалах. Несмотря на солидный возраст жидких кристаллов с момента их появления (1888 г.) они не утратили своей привлекательности и сегодня.

Вязкие анизотропные материалы как нельзя хорошо позволяют описать многие физические процессы, наблюдаемые в твердых телах, имеющих дальний порядок. Жидко-кристаллические объекты помимо собственных замечательных и уникальных свойств позволяют достаточно глубоко заглянуть внутрь процессов, которые наблюдаются в физике конденсированного состояния, особенно в нано масштабах. Тонкие пленки жидких кристаллов являются прекрасным модельным объектом для изучения таких явлений как эффекты соизмеримости, вязко-упругая динамика, двуосная анизотропность и особые приповерхностные эффекты на границах с подложкой и в свободном состоянии.

Целью наших исследований являлось изучение поведения нематического жидкого кристалла с определенной геометрией на границах (синусоидальное распределение длинных осей молекул и в виде меандра) при наличии внешних электрических, магнитных, тепловых полей, которые выступают в качестве упругих параметров в рассматриваемой задаче. Влияние структурированных подложек в отсутствие внешних полей отчасти рассматривалось в работе [1]. В этом случае изучение распределения молекул в образце сводилось к решению уравнения вида

$$\kappa\theta_{xx} + \theta_{zz} = 0,$$

где $\kappa \in [0;1]$ и $\theta(x,z)$ – угол наклона длинных осей молекул нематика к поверхности подложки. Сцепление молекул с поверхностью считалось жестким.

Аналитическое представление решения задачи сопровождалось численными оценками, выполненными на современных интегрированных вычислительных системах (COMSOL Multiphysics, Maple 13). Полученные в ходе исследований результаты позволяют заключить, что возникшие новые структуры в нематическом жидком кристалле определяются не только граничными условиями задачи, но и влиянием предыдущих структур в объеме образца во взаимодействии макрообъектов. Отсюда следует, что континуальный подход вполне адекватно описывает получаемые физические картины и хорошо согласуется с экспериментальными данными.

ДИНАМИКА САМОПОДОБНЫХ ИМПУЛЬСОВ В НЕОДНОРОДНЫХ ПО ДЛИНЕ АКТИВНЫХ СВЕТОВОДАХ

И.О. Золотовский, Д.И. Семенцов, М. С. Явтушенко

Ульяновский государственный университет, Ульяновск

В последнее время широко обсуждаются особенности генерации и распространения в нелинейных средах частотно-модулированных (ЧМ) импульсов параболической формы, практически не подверженных волновой неустойчивости в области спектра, отвечающей нормальной дисперсии групповых скоростей. Соответствующее свойство импульсов параболической формы открывает широкие возможности для создания полностью волоконных систем генерации и усиления субпикосекундных импульсов с пиковой мощностью свыше 1 МВт, а также для генерации устойчивого суперконтинуума. Особый интерес представляют световоды с плавно изменяющимися по длине материальными параметрами.

В настоящей работе исследуются особенности распространения ЧМ импульсов различной формы в усиливающих световодах с изменяющимися дисперсией групповых скоростей, кубической нелинейностью, инкрементом усиления и площадью моды. Для импульсов указанной формы получены условия образования волновых пакетов с постоянной скоростью ЧМ, при которой они приобретают симилиритонный характер, т.е. остаются самоподобными.

1. В результате вариационной процедуры решения НУШ приходим к следующей системе уравнений для длительности и скорости частотной модуляции импульса:

$$\frac{d\tau_p}{dz} = 2D(z)\alpha(z)\tau_p, \quad \frac{d\alpha(z)}{dz} = \left(\frac{c_1}{\tau_p^4} - 2\alpha^2(z) \right) D(z) + \frac{c_2 W}{\tau_p^3} R(z). \quad (1)$$

Здесь D параметр дисперсии групповых скоростей (ДГС), параметр эффективной кубической нелинейности связан с соответствующим параметром $\rho(z)$ в НУШ соотношением

$$R(z) = \rho(z) \exp\left(2 \int_0^z g(z') dz' \right), \quad (2)$$

$g(z)$ - эффективный параметр усиления световода, $W = |A_0|^2 \tau_0 = const$, $\tau_0 = \tau_p(0)$; константы $c_1 = \sqrt{2}$, $c_2 = 1/2$ - для гауссова импульса, $c_1 = c_2 = 2/\pi^2$ - для секанс-гиперболического, $c_1 = 0$, $c_2 = 1$ - для параболического. В качестве примера применения уравнений (1) рассмотрим ситуацию, когда необходимо реализовать ЧМ волновой пакет параболической формы, длительность которого вдоль световода меняется линейным образом $\tau_p(z) = \tau_0(1 - Qz)$, что при $Q > 0$ является признаком солитонноподобного сжатия. В этом случае, в соответствии с первым уравнением из системы (1), для скорости ЧМ должна выполняться

зависимость $\alpha(z) = -Q/2D(z)(1 - Qz)$. При этом дисперсия групповых скоростей должна удовлетворять условию

$$\frac{1}{D^2} \frac{\partial D}{\partial z} = \frac{2R(z)W}{\tau_0^3 Q(1 - Qz)^2}. \quad (3)$$

Решение этого уравнения при $R(z) = \text{const}$ является зависимость $D(z) = \pm |D(0)|(1 - Qz)$, где уширению импульса отвечает нормальная ДГС, а сжатию - аномальная ДГС. Таким образом, для линейного сжатия параболического импульса в случае однородной эффективной нелинейности необходима линейно убывающая по модулю аномальная дисперсия. Подобные профили дисперсии групповых скоростей достаточно легко могут быть реализованы на практике [1, 2]. Отметим также, что сжатие импульса имеет место только при его распространении в направлении заданного профиля дисперсионного параметра. При распространении в противоположном направлении динамика импульса будет существенно отличаться, что указывает на невзаимный характер рассматриваемого динамического процесса.

2. Импульсы, имеющие не нулевую, но постоянную по длине световода скорость ЧМ, т.е. импульсы для которых выполняется условие $d\alpha/dz = 0$, обладают способностью устойчиво сохранять свою форму. Именно такие импульсы получили название симиляритонов. Для импульсов любой формы изменение их длительности в случае постоянной величины $\alpha(z) = \alpha_0$, согласно (1), определяется выражением

$$\tau_p(z) = \tau_0 \exp\left(2\alpha_0 \int_0^z D(z') dz'\right). \quad (4)$$

Для световода с независимыми от координаты параметрами D и R образование симиляритона гауссовой и секанс-гиперболической формы возможно только в случае сильной девиации несущей частоты, т. е. при $|\alpha_0| \gg \tau_0^{-2}$. Для световода с произвольной зависимостью параметров $D(z)$ и $R(z)$ образование симиляритона параболической формы возможно только при выполнении следующего условия

$$\alpha_0^2 = \frac{c_2 WR(z)}{D(z)\tau_0^3} \exp\left(-6\alpha_0 \int_0^z D(z') dz'\right). \quad (5)$$

Так как параметр нелинейности $R(z)$ всегда положителен, то для образования симиляритонного импульса необходимо также, чтобы дисперсия световода была нормальной, т.е. чтобы $D(z) > 0$. Общее условие образования волновых пакетов симиляритонного типа имеет вид:

$$\frac{S(0)}{S(z)} \cdot \frac{\rho(z)}{D(z)} \exp\left(2 \int_0^z (\gamma(z') - 3\alpha_0 D(z')) dz'\right) = \text{const}. \quad (6)$$

В пределе однородных световодов для импульсов параболической формы из (5) получаются соотношения, совпадающие с известными

решениями. Так, для постоянных значений параметров с учетом переменного верхнего предела интегрирования получаем известные выражения для условия образования симиляритона и его длительности

$$\gamma(0) - 3\alpha_0 D(0) = 0, \quad \tau_p(z) = \tau_0 \exp(2\gamma z / 3). \quad (7)$$

Наряду с условием (6), можно записать также энергетический порог образования симиляритона

$$W_s = 2 \frac{D(0)\alpha_0^2 \tau_0^3}{c_2 R(0)} = \frac{W_0}{c_2}. \quad (8)$$

Набор значений константы c_2 для разных форм огибающей импульса указывает, что энергия образования симиляритона параболической формы является наименьшей и равной $W_s = W_0$. Данное обстоятельство объясняет экспериментальный факт, что ЧМ импульсы при выполнении соответствующих условий, независимо от своей начальной формы, асимптотически стремятся к форме параболической, масштабирующейся с ростом координаты импульса.

3. При реализации самоподобного режима распространения волнового пакета важным является выполнение резонансного условия

$$\left(\frac{\partial g}{\partial \omega} \right)_{\omega_0} = \left(\frac{\partial \gamma}{\partial \omega} \right)_{\omega_0} - \frac{1}{2S} \left(\frac{\partial^2 S}{\partial \omega \partial z} - \frac{1}{2S} \frac{\partial S}{\partial \omega} \frac{\partial S}{\partial z} \right)_{\omega_0} \cong 0, \quad (9)$$

предполагающего совпадение несущей частоты с частотой максимума эффективного параметра усиления. Отличие от нуля мнимой составляющей дисперсионного параметра первого порядка способно приводить к возникновению таких важных эффектов, как смещение несущей частоты и образование волн со сверхсветовой скоростью максимума огибающей. Влияние этих эффектов на образование и динамику самоподобных волновых пакетов, как правило, нежелательно. Прежде всего, это связано с возможностью развития неустойчивостей, приводящих к смещению несущей частоты волнового пакета. Если же несущая частота смещается из области, допускающей образование симиляритона, волновой пакет теряет свои солитонные свойства. Оценка смещения (затягивания) несущей частоты в область, соответствующую максимуму инкремента усиления, на длине световода z для импульса параболической формы дается выражением

$$\Delta \omega_s = \int_0^z (\partial g(z') / \partial \omega) (\Delta \omega(z'))^2 dz', \quad (10)$$

где $\Delta \omega \cong 2\sqrt{\tau_p^{-2} + \alpha^2 \tau_p^2}$ - спектральная ширина волнового пакета, а параметры τ_p и α определяются из системы уравнений (1).

4. Из проведенного анализа следует, что режим усиления импульса параболической формы в среде с нормальной дисперсией сопровождается увеличением его длительности при сохраняющейся скорости частотной модуляции. Дальнейшее увеличение пиковой мощности импульса за счет

его временного сжатия желательно осуществлять в пассивной диспергирующей среде, обеспечивающей минимальное влияние нелинейных эффектов. Данная процедура может быть осуществлена уже за пределами усиливающего световода: либо в пассивном световоде с аномальной дисперсией, либо на паре дифракционных решеток, играющих роль эффективного дисперсионного элемента.

Так, длительность спектрально-ограниченного импульса, имеющего на входе в компрессор значения параметров $\tau_p(L)$ и $\alpha(L)$, после прохождения компрессора определяется соотношением

$$\tau_{com} = \tau_p(L) / \sqrt{1 + \alpha^2(L)\tau_p^4(L)}, \quad (11)$$

где L - длина световода-модулятора. В случае выполнения неравенства $\alpha(L)\tau_p^2(L) \gg 1$ имеем $\tau_{com} \approx 1/\alpha(L)\tau_p(L)$, поэтому пиковая мощность сжатого импульса после прохождения компрессора в соответствии с соотношениями составит:

$$P_{max} = P_0 \alpha_0 \tau_0^2 \exp \left[2 \int_0^L (\gamma(z) + \alpha_0 D(z)) dz \right]. \quad (12)$$

Для однородного световода, способного обеспечить симилиритонный режим распространения импульса, пиковая мощность составит

$$P_{max} = P_0 \alpha_0 \tau_0^2 \exp [8\alpha_0 D_0 L] = P_0 \alpha_0 \tau_0^2 \exp [8\gamma(0)L/3]. \quad (13)$$

Из полученных соотношений следует, что чем больше мы «растянем» во времени импульс с постоянной и отличной от нуля скоростью ЧМ, тем более короткий импульс может быть получен после его прохождения через компрессор. Подобная схема с симилиритонным режимом усиления и решеточным компрессором может позволить получать импульсы длительностью до 10 фс с энергией порядка 10 мкДж и, как следствие, с огромной (для полностью волоконных лазерных систем) мощностью порядка 1 ГВт. Так, в стандартных активных световодах с дисперсией $D = 10^{-26} \text{ с}^2/\text{м}$ симилиритонный режим распространения с усилением импульсов от энергий 10 нДж до энергий свыше 1 мкДж на длине 10 м возможен при инкременте усиления порядка $0,5 \text{ м}^{-1}$ и скорости частотной модуляции $\alpha_0 \cong 1,7 \cdot 10^{25} \text{ с}^{-2}$. При длине световода в 100 м и $\alpha_0 \cong 1,7 \cdot 10^{24} \text{ с}^{-2}$ инкремент усиления может быть всего $0,05 \text{ м}^{-1}$. При столь малой величине инкремента усиления можно использовать импульсы с относительно небольшой начальной скоростью частотной модуляции, что позволяет уменьшить влияние шумов и снизить вероятность развития неустойчивостей различного типа.

5. Для скорости максимума огибающей ЧМ импульса параболической формы можно записать хорошо выполняющееся соотношение

$$u_m(z) \cong u_g(z) \left[1 + \alpha(z) u_g(z) \left(\frac{\partial g}{\partial \omega} \right)_{\omega_0} \tau_0^2 \exp \left(4 \int_0^z D(z') \alpha(z') dz' \right) \right]^{-1}, \quad (13)$$

где $u_g(z)$ - групповая скорость, а скорость ЧМ находится из уравнения:

$$\frac{d\alpha}{dz} = -2D\alpha^2 + \frac{RW}{\tau_0^3} \exp\left(-6\int_0^z D(z')\alpha(z')dz'\right). \quad (14)$$

Анализ показывает, что при выполнении неравенств

$$-1 < \alpha(z)u_g(z)\left(\frac{\partial g}{\partial \omega}\right)_{\omega_0} \tau_0^2 \exp\left(4\int_0^z dD(z')\alpha(z')z'\right) < \frac{u_g}{c} - 1 \quad (15)$$

скорость максимума огибающей становится больше скорости света в вакууме. Таким образом, условия, при которых может существовать сверхсветовая скорость максимума огибающей, предполагают неустойчивость несущей частоты, которая смещается в спектральную область, где выполняется условие $\partial g / \partial \omega \rightarrow 0$ и $u_m \rightarrow u_g$. Для световода с изменяющимся по длине диаметром возникновение сверхсветовой волны возможно даже в неактивной среде в том случае, если для эффективной площади моды выполняется условие

$$\frac{\partial^2 S_m}{\partial \omega \partial z} \neq \frac{1}{2S_m} \frac{\partial S_m}{\partial \omega} \frac{\partial S_m}{\partial z}. \quad (16)$$

Отметим, что явление сверхсветовой скорости максимума огибающей не противоречит постулатам СТО, а объясняется известным эффектом переформирования волнового пакета. Аналогичный рассмотренному эффект, связанный с образованием филаментов, при распространении мощных лазерных импульсов в плавленном кварце экспериментально наблюдался в работе [3].

1. А.Ю. Плоцкий, А.А. Сысолятин, А.И. Латкин, В.Ф. Хопин, П. Харпер, Дж. Харрисон, С.К. Турицын. *Письма в ЖЭТФ*, 85, 7, 397 (2007).

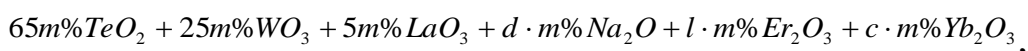
2. А.А. Sysoliatin, Е.М. Dianov, А.И. Kouyukhov, L.A. Melnikov, V.A. Stasyuk. *Laser Physics*, 17, 11, 1 (2007).

3. И. В. Блонский, В. Н. Кадан, О. И. Шпотюк*, И. Н. Дмитрук, И. А. Павлов. *Письма в ЖЭТФ*, 89, 11, 636 (2009).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИМАЛЬНОГО СОСТАВА ВОЛЬФРАМ-ТЕЛЛУРИТНОГО СТЕКЛА

Ю.И. Чигиринский, М.В. Карзанова, Ю.И. Калинина
*Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского,
Нижний Новгород*

Вольфрам-теллуритные и фосфатные стёкла, легированные редкоземельными элементами, являются перспективными материалами для создания волоконных и интегрооптических усилителей и лазеров. Фосфатные стёкла, хотя и превосходят вольфрам-теллуритные по своим люминесцентным свойствам, обладают очень низкой химической стойкостью к агрессивному воздействию окружающей среды. Таким образом, важно было получить вольфрам-теллуритное стекло, максимально близкое по своим люминесцентным свойствам к фосфатному. Для этого при постановке экспериментов были применены метод крутого восхождения и метод ортогонального планирования второго порядка, которые позволяют исследовать влияние сразу нескольких факторов. Исследовались стекла состава:



где d , l , c – содержание Na_2O , Er_2O_3 , Yb_2O_3 в молярных процентах соответственно. В качестве исследуемых факторов рассматривались d , l и S , где S – отношение концентраций оксида Yb к оксиду Er . Метод крутого восхождения позволил получить линейную модель поверхности отклика в факторном пространстве по отношению к исследуемым параметрам. Сама функция отклика представляла собой $Y = \ln\left(\frac{I\tau_0}{\tau_0 - \tau}\right)$, где I – интенсивность

люминесценции, τ – время жизни, τ_0 – максимально возможное время жизни фотолюминесценции, при котором, не наблюдается перепоглощение в таких стёклах ($\tau_0 = 6$ мкс). Метод ортогонального планирования второго порядка, позволил получить квадратичную модель поверхности отклика. В результате проведённых исследований был определён состав стекла

$66,12m\%TeO_2 + 25,43m\%WO_3 + 5,1m\%LaO_3 + 2,6m\%Na_2O + 0,18m\%Er_2O_3 + 0,57m\%Yb_2O_3$
с люминесцентными характеристиками (интенсивность фотолюминесценции, время жизни фотолюминесценции), максимально близкими к характеристикам фосфатного стекла. Далее были изучены возможности получения плёнок на основе данного стекла ВЧ-магнетронным осаждением с помощью метода крутого восхождения.

Таким образом, применение методов многофакторного эксперимента позволило получить оптимальную рецептуру вольфрам-теллуритного стекла. Полученные образцы, в том числе пленочные, по своим люминесцентным параметрам оказались близки к фосфатному стеклу, которое до сих пор считалось наиболее эффективной люминесцентной матрицей в области ближнего ИК-излучения.

КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ СТЕКОЛ В СИСТЕМЕ $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{--GeO}_2$

М.Е. Ворончихина¹, Н.Г. Горащенко¹, В.Б. Цветков²

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

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

Система $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{--GeO}_2$ изучена гораздо подробнее, чем родственная система с SiO_2 . При изучении фазовых равновесий в ней обнаружены три стабильных соединения $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ (силленит), $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ (эвлигин) и Bi_3GeO_9 (бенитоит), а также метастабильное соединение Bi_2GeO_5 и твердый раствор GeO_2 в $\delta\text{-Bi}_2\text{O}_3$ [1]. Кристаллы эвлигина обладают рядом уникальных свойств: сцинтилляционными, пьезоэлектрическими, акустооптическими, у аморфных соединений того же состава также обнаружены сцинтилляционные свойства, кроме того, они нашли применение в КРС спектроскопии, в качестве активных элементов в криогенных датчиках и т.д. [2, 3].

Данная работа посвящена получению и исследованию стекол и стеклокерамики состава $2\text{Bi}_2\text{O}_3\text{--}3\text{GeO}_2$. Стекла получали по стандартной методике. Для получения стеклокерамики проводили кристаллизацию стеклянных образцов посредством термообработки при температурах, лежащих внутри интервала их кристаллизации. Интервал кристаллизации определяли из зависимости относительного удлинения образцов стекла от температуры.

Кристаллизацию проводили при различных режимах термообработки. На основании данных рентгенофазового анализа установлено, что при термообработке в стекле выпадают стабильная фаза $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$, и метастабильная Bi_2GeO_5 . Установлено, что режимы варки и последующей термообработки существенно влияют на свойства стекол и стеклокерамики, также как для стекол состава $2\text{Bi}_2\text{O}_3\text{--}3\text{SiO}_2$. Но по сравнению с силикатными стеклами кристаллизация германатных стекол идет быстрее и при более низких температурах.

Измерены показатель преломления, микротвердость и спектры поглощения полученных образцов. Построены зависимости объемной доли кристаллической фазы и размеров кристаллитов от времени выдержки стекол при термообработке и от температуры.

1. Zhereb V. P., Skorikov V. M., Metastable states in bismuth-containing oxide systems. Inorganic materials, vol.39, suppl. 2. 2003. p 121-145.

2. Junghwan Kim, Nan-Ei Yu and Byung Moon Jin, Soo-Young Joh and Jung-Nam Kim. Eu Doping effect on the Radiation Resistance in $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ (BGO) Scintillator. Journal of the Korean Physical Society, Vol. 32, February 1998, pp. 1123-1126.

3. В Kusz, K. Trezebiatowski. // Bismuth germanate and bismuth silicate glasses in cryogenic detectors. 2003. P. 257 – 262.

МАКЕТ ЛАЗЕРНОЙ УСТАНОВКИ НА ОСНОВЕ ВОЛОКОННОГО ЛАЗЕРА ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ АВТОЭМИССИОННЫХ КАТОДОВ ИЗ МОНОЛИТНОГО СТЕКЛОУГЛЕРОДА

И.А. Попов, Т.Н. Соколова, А.В. Конюшин, Е.Л. Сурменко
НПФ «Прибор-Т» Саратовский государственный технический университет, Саратов

Область применения автоэмиссионных катодов – АЭК- охватывает все электровакуумные приборы с большой плотностью электронных потоков и микросекундным временем готовности: от микроэлектронных устройств, приборов СВЧ диапазона – ЛБВ, клистронов и т.д. до быстродействующих коммутационных приборов. Одним из наиболее перспективных направлений в сфере создания АЭК является их изготовление из монокристаллических углеродных подложек.

Одним из наиболее перспективных альтернативных методов является широкое использование лазерных технологий на всех этапах изготовления многоострижных АЭК из монокристаллического углерода: скрайбирование заготовки, фрезеровка для создания эмитирующих участков, очистка поверхности, структурирование поверхности этих участков. Лазерное структурирование поверхности катода проводилось методом лазерной микрогравировки. Полученная структура представляет собой поле микроострий куполообразной формы с размерами основания одного острия от 10×10 мкм и высотой от 15 мкм. Микрогравировка выполнялась на малогабаритном макете лазерной установки на базе волоконного лазера мощностью 5 Вт, с внутриволоконной модуляцией добротности, частота следования импульсов 4-30 кГц, длина волны 1.07 мкм (рис. 1). Полученные результаты позволяют считать, что выбор направления исследований открывает положительные перспективы в использовании лазерной техники в микро- и нанотехнологиях с целью внедрения в производство АЭК.

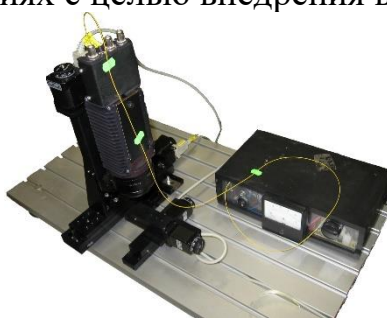


Рис. 1. Макет установки на основе волоконного лазера

Исследование образцов АЭК, изготовленных с использованием лазерной фрезеровки и структурирования, показало, что на всех этапах изготовления отсутствуют изменения элементного состава образца и вне зависимости от обработки в среде инертного газа или на воздухе.

Работа проводилась на оборудовании регионального филиала ЦКП ЛиОТ в рамках ГК № П2498 от 20 ноября 2009г.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛНЫ ПРОБОЯ В ВОЛОКОННОМ СВЕТОВОДЕ В РЕЖИМЕ МЕДЛЕННОГО ГОРЕНИЯ

Э.Н. Руманов, О.Е. Ячменева

*Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения
(ИСМАН) РАН, Черноголовка, Московская область*

Если световод содержит дефектный участок, то при увеличении мощности вводимого излучения поглощение и нагрев ведут к неустойчивости. Когда значения параметров выше критических, по световоду бежит волна пробоя навстречу питающему лучу, и при этом световод разрушается.

В случае непрерывного действия лазера, скорость оптического разряда около 1 м/с. [1]. В импульсном режиме и при больших мощностях излучения скорость разряда сопоставима со скоростью звука в кварце (6 км/с). В первом случае движение разряда подобно медленной волне горения [2].

Для моделирования разряда используется одномерное уравнение теплопроводности, а плотность мощности теплового источника определяется поглощением в плазме разряда. В безразмерных величинах имеем систему уравнений:

$$\frac{d}{dx} I(t, x) = -\alpha(T) I(t, x), \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} T(t, x) = \frac{\partial^2}{\partial x^2} T(t, x) - \frac{\partial}{\partial x} I(t, x) - \frac{T}{\tau}, \quad (2)$$

где I – интенсивность лазерного излучения; T – температура; $\alpha(T)$ – коэффициент поглощения излучения; x – пространственная координата; t – время; τ – время остывания световода. На границе имеем $I(0, -x_0) = I_0$,

$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=-x_0} = \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=+x_0} = 0$. В качестве начальных условий берется

схематический профиль волны в виде «ступеньки».

С моделью проводятся численные эксперименты по исследованию зависимости скорости волны пробоя от интенсивности излучения при заданном времени остывания. Вторая серия экспериментов показывает изменение критического значения времени остывания в зависимости от интенсивности излучения.

Результатом работы является анализ критические условия распространения волны оптического пробоя на основе методов теории горения. Проанализирован тепловой механизм потерь из плазмы, и найдены значения параметров, допускающие распространение такой волны. Результаты сопоставляются с экспериментом.

1. И. А. Буфетов, Е. М. Дианов УФН 2005, Т. 175. №1. С. 100–103.
2. А.Г. Мержанов, Э.Н. Руманов УФН 1987, Т.151. С. 553.

ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ ФОТОХРОМНЫХ КВАРЦОИДНЫХ СТЕКОЛ ПО ДАННЫМ ЭЛЕКТРОННОЙ МИКРОСКОПИИ

И.А. Дроздова, Т.В. Антропова

Учреждение Российской академии наук ордена Трудового Красного Знамени Институт химии силикатов имени И.В. Гребенщикова РАН, Санкт-Петербург

Одним из примеров практического использования высококремнеземных пористых стекол (ПС), полученных на базе двухфазных щелочноборосиликатных стекол, является изготовление фотохромных кварцоидных стекол (ФХКС) [1 - 3]. Высокое содержание кремнезема гарантирует их повышенную прозрачность и светочувствительность в коротковолновой области ультрафиолетового излучения, что делает их пригодными для использования в оптическом приборостроении. Концентрация светочувствительной фазы в ФХКС может существенно превосходить таковую в фотохромных стеклах (ФХС), синтезированных обычным способом из шихты. При этом существенно, что при синтезе ФХКС отсутствуют безвозвратные потери серебра, которые при варке ФХС из шихты могут достигать 30 - 50 %. Высокая степень потемнения при малых толщинах образцов обеспечивает высокую разрешающую способность материала (более 2000 лин./мм) [2]. Улучшение фотохимических свойств ФХКС может быть достигнуто за счет варьирования толщины пластин ПС, условий подготовки ПС перед пропиткой, состава пропитывающих растворов, режимов спекания [3]. В настоящей работе методами просвечивающей электронной микроскопии (ЭМ) исследована структура ПС, импрегнированных Ag-NaI компонентой, а также монолитных ФХКС, полученных в результате полного спекания импрегнированных ПС. При обсуждении результатов привлечены данные ЭМ исследования исходных ПС и кварцоидных стекол [4-8]. Работа выполняется при финансовой поддержке ПФИ ОХНМ-02 РАН и РФФИ.

1. Мешковский И. К. Композиционные оптические материалы на основе пористых матриц. СПб: Изд. СПб ГИТМО (ТУ), 1998. 332 с.
2. Алексеева З. Д., Анфимова И. Н., Мазурин О. В. и др. А. с. 823332 (СССР). Метод получения высококремнеземного фотохромного стекла. // Б. И. 1981. № 15. С. 85.
3. Цехомская Т.С., Роскова Г.П., Вильцен Е.Г., Анфимова И.Н. Физика и химия стекла **18**, 130 (1992).
4. Антропова Т.В., Дроздова И.А. Физика и химия стекла **21**, 199 (1995).
5. Antropova T.V., Drozdova I.A., Yastrebov S.G., Evstrapov A.A. Optica Applicata **30**, 553 (2000).
6. T.V. Antropova, I.A. Drozdova. Optica Applicata **33**, 13 (2003).
7. I.A. Drozdova, T.V. Antropova, M.D. Tolkachev. Optica Applicata **35**, 709 (2005).
8. I.A. Drozdova, T.V. Antropova. Optica Applicata **38**, 17 (2008).

ВЫСОКОЧИСТЫЕ ТЕЛЛУРИТНЫЕ СТЕКЛА СИСТЕМЫ $\text{TeO}_2\text{-ZnO-Na}_2\text{O-Bi}_2\text{O}_3$.

И.А. Краев, А.Н. Моисеев, В.В. Дорофеев, А.В. Чилисов
Институт химии высокочистых веществ РАН, Нижний Новгород

Обзор литературы показывает, что на теллуридных стеклах этой системы получены волоконные световоды с минимальными на сегодняшний день оптическими потерями (20-100 дБ/км на длине волны 1,3 мкм) [1-3]. Представляло большой интерес получить эти стекла и исследовать некоторые их свойства. Конкретные составы были выбраны на основе патента США [3].

Стекла получали методом плавления в платиновом или золотом тигле при 800°С особо чистых оксидов (в случае оксида натрия брали Na_2CO_3 или NaNO_3) и последующего отверждения расплава. В качестве исходных использовали компоненты высокой степени чистоты, полученные в ходе работы (TeO_2 и ZnO), и наиболее чистые производимые в нашей стране (Na_2CO_3 ос. ч. ТУ 6-09-3588-78, NaNO_3 ос. ч. 9-4 ТУ 6-09-1516-78 и Bi_2O_3 ос. ч. производства ИНХ СО РАН). Содержание примесей в исходных компонентах контролировали с помощью различных методик спектрального анализа, и оно не превышало 10^{-4} % масс. (за исключением Na_2CO_3 , в котором составляло $n \cdot 10^{-4}$ % масс.). В полученных стеклах содержание 3d-переходных металлов не превышало $1 \cdot 10^{-4}$ % масс., ОН-групп — на уровне $(3-5) \cdot 10^{-5}$ % моль.

Для стекол изучены спектры пропускания в видимом и ближнем ИК-диапазонах, определены показатели преломления методом эллипсометрии, центры рассеяния — методом ультрамикроскопии, термические свойства (температура стеклования, кристаллизации, плавления) — методом дифференциальной сканирующей калориметрии. С помощью метода лазерной калориметрии определены оптические потери на поглощение стекол, равные от 40 до 150 дБ/км.

Совокупность исследованных свойств позволяет выбрать пару стекол для изготовления волоконных световодов с низкими оптическими потерями.

1. Mori A., Ohishi Y., Sudo S. Erbium-doped tellurite glass fibre laser and amplifier // Electron. Lett. – 1997. - Vol. 33, No 10. - P. 863-864.
2. Ohishi Y., Mori A., Yamada M., Ono H., Nishida Y., Oikawa K. Gain characteristics of tellurite-based erbium-doped fiber amplifiers for 1.5- μm broadband amplification // Opt. Lett. - 1998. - Vol. 23, No 4. - P. 274-276.
3. Ohishi, Y., Mori, A., Yamada, M., Ono, H., Kanamori, T., Shimada, T. Tellurite glass, optical amplifier, and light source // Пат. США № 6266181, 24.07.2001.

ПОВЕДЕНИЕ МАКРОКОМПОНЕНТОВ ПРИ ВАКУУМНОЙ ДИСТИЛЛЯЦИИ РАСПЛАВА СТЕКОЛ СИСТЕМЫ As–Se

А.Е. Курганова

Институт химии высокочистых веществ РАН, Нижний Новгород

Целью настоящей работы являлось исследование поведения макрокомпонентов при вакуумной дистилляции расплавов стекол системы As–Se в условиях открытой и замкнутой системы.

Для проведения экспериментов прямым синтезом из простых веществ получены образцы селенидно-мышьякового стекла с содержанием мышьяка 30 и 40 мол.% соответственно. Макросостав дистиллята и кубового остатка контролировали гравиметрическим [1] и рентгенофлуоресцентным [2] методами анализа.

Исследование процесса вакуумной перегонки стеклообразных селенидов мышьяка в условиях замкнутой системы показало, что состав исходного стекла, температура испарителя и конденсатора, а также доля отогнанного продукта не влияют на поведение макрокомпонентов – состав дистиллята и кубового остатка не меняется. Это может рассматриваться как косвенное свидетельство конгруэнтного характера испарения стекол системы As–Se.

Поведение макрокомпонентов в условиях открытой системы изучалось на образцах стекла стехиометрического состава (40 мол.% мышьяка). Установлено фракционирование макрокомпонентов, величина которого зависит от доли отогнанного продукта, что связано с различной летучестью компонентов пара. Состав средней и хвостовой фракций контролировался методом РФА. Состав головной фракции определялся методом атомно-эмиссионной спектроскопии с ИСП.

Изучена возможность очистки селенидно-мышьякового стекла от примесей вакуумной дистилляцией с парциальной конденсацией пара при непрерывном вакуумировании рабочего объема. При очистке отделяли фракции, обогащенные легко- и труднолетучими примесями соответственно. Эффективность очистки стекла оценивали по интенсивности примесных полос селективного поглощения в ИК-спектрах объемных образцов.

При контролируемом фракционировании макрокомпонентов вакуумную дистилляцию расплава стекол системы As–Se можно рекомендовать как способ очистки стекол для изготовления волоконных световодов.

1. Курганова А.Е. //VI Российская ежегодная конференция молодых научных сотрудников и аспирантов: Сборник статей, Москва, 17-19 ноября 2009г.- Москва, Интерконтакт Наука, 2009.-С.149-152.
2. Курганова А.Е., Снопатин Г.Е., Сучков А.И. // Неорганические материалы, 2009, том 45, №12, С.1506-1510.

АМОРФНЫЕ СЛОИ $(\text{TeO}_2)_{1-x}(\text{WO}_3)_x$, ОСАЖДЕННЫХ НА ВНУТРЕННЮЮ ПОВЕРХНОСТЬ ОПОРНОЙ ТРУБКИ ОКИСЛЕНИЕМ ХЛОРИДОВ В РАЗРЯДЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

А.С. Лобанов

Институт химии высокочистых веществ РАН, Нижний Новгород

Использование низкотемпературной плазмы позволяет осуществить превращения, не происходящие или характеризующиеся низкой скоростью в термически инициируемых реакциях. Понижение температуры процесса актуально для CVD-технологии стёкол системы $\text{TeO}_2\text{--WO}_3$. Термическое окисление TeCl_4 и WCl_6 кислородом в проточном трубчатом реакторе требует высоких температур, что затрудняет получение однородных двухкомпонентных слоев из образующихся оксидов Te и W.

Был осуществлен процесс осаждения слоев $\text{TeO}_2\text{--WO}_3$ на внутреннюю поверхность опорной трубки из низкотемпературной плазмы емкостного разряда, в которой окислялась смесь хлоридов Te и W. Состав осадков задавали соотношением TeCl_4 и WCl_6 в парогазовой смеси, поступающей в зону разряда. Получены слои с содержанием WO_3 8 – 53 % мол.

Исследован примесный состав слоёв, однородность распределения макрокомпонентов и толщины по координатам поверхности осаждения. Получены слои с однородностью содержания WO_3 на длине 10 см не хуже 1-2 % мол. Спектры комбинационного рассеяния осажденных слоев характеризуются отсутствием пиков кристаллической фазы и отличаются от спектров стекол наличием дополнительных полос на 250, 480, 800 см^{-1} и сдвигом полосы 920 см^{-1} (до 15 см^{-1}). ДСК анализ полученных слоев проводили на приборе STA 409 Luxx, скорость нагрева составляла 10 К/мин. Термограммы осажденных слоев не содержат эффекта соответствующего стеклованию в стеклах данного состава, с одновременным присутствием экзо и эндо термических пиков. Термограммы слоев прошедших термическую обработку содержат характерный перегиб, в интервале стеклования стекол системы $\text{TeO}_2\text{--WO}_3$ полученных методом сплавления оксидов в тигле.

Проведенное исследование показало возможность получения стекол системы $\text{TeO}_2\text{--WO}_3$ заданного состава плазмохимическим парофазным осаждением.

СВЕТОВОДЫ С БОЛЬШИМ ПОЛЕМ МОДЫ НА ОСНОВЕ БРЭГГОВСКИХ СВЕТОВОДОВ С МИКРОСТРУКТУРИРОВАННОЙ СЕРДЦЕВИНОЙ

С.С. Алешкина, М.Е. Лихачев, А.Д. Прямиков, Д.А. Гапонов,
А.Н. Денисов, С.Л. Семенов, М.М. Бубнов, М.Ю. Салганский,
А. Н. Гурьянов

*Научный центр волоконной оптики, Москва
Институт химии высокочистых веществ, Нижний Новгород*

Одним из наиболее актуальных направлений в физике волоконных световодов является увеличение выходной мощности непрерывных и импульсных лазеров и усилителей. Однако рост интенсивности потока света в сердцевине световода приводит к возникновению нежелательных нелинейных эффектов, которые ограничивают работу лазера. Решением этой проблемы является создание волоконных структур с большим полем моды. Использование существующих типов оптических волокон оказывается мало пригодным или проблематичным для практических применений. С целью решения этой проблемы мы предлагаем новый тип волоконных световодов, представляющих собой брэгговский световод (БС) [1] с микроструктурированной сердцевинной. Локализация света в волокне осуществляется за счет френелевского отражения от слоев брэгговского зеркала, а одномодовый режим достигается за счет внедрения в сердцевину В- и F-содержащих стержней.

В ходе работы нами была изготовлена заготовка БС с микроструктурированной сердцевинной, которая затем была перетянута в волокно с внешним диаметром 125 мкм и диаметром сердцевинной около 40 мкм. Полученные данные показали, что фундаментальная мода LP_{01} эффективно ограничена в пределах первого брэгговского слоя с высоким показателем преломления. Диаметр поля основной моды на длине волны распространяющегося света 1,064 мкм составляет 29 и 18 мкм для большой и малой осей, соответственно. Площадь поля моды составила около 340 мкм², что соответствует световоду с диаметром сердцевинной около 21 мкм. Полученный световод является маломодовым, однако уже на участке волокна длиной 60 см и при радиусе изгиба менее 50 см световод поддерживает распространение только одной моды LP_{01} .

Таким образом, проведенные эксперименты подтверждают возможность создания одномодовых световодов с большим полем моды за счет микроструктурирования сердцевинной брэгговского световода. Более того, как показывают наши расчеты, и при больших диаметрах сердцевинной оказывается возможным создание световодов, поддерживающих распространение лишь основной моды LP_{01} .

1. Yeh P., Yariv A., "Theory of Bragg fiber", J. Opt. Soc. Am., **68**, 1196-1201 (1978).

ОПТИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА БАРИЙ-ЛИТИЕВОЙ СТЕКЛОКЕРАМИКИ, АКТИВИРОВАННОЙ ИОНАМИ ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ

Д.Ю. Ерин, П.А. Кашайкин, К.Н. Нищев, А.П. Сивко, С.А. Смирнов,
В.И. Чуйкин

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

Перспективным материалом для создания активных световодов, являющихся основой волоконных лазеров и волоконных оптических усилителей, может быть прозрачная стеклокерамика, легированная ионами переходных металлов. Стеклокерамика представляет собой многофазный оптический материал, образующийся в процессе контролируемой кристаллизации стекла. Этот класс наноматериалов потенциально может сочетать преимущества стекла (технологическую легкость изготовления) и активные свойства легированных кристаллов. Стеклокерамика может быть оптически прозрачной, если размер кристаллов в ней составляет 10-50 нм, а их показатель преломления близок к показателю преломления базового стекла.

В докладе представлены результаты исследований, целью которых являлась разработка технологии синтеза фторсодержащей барий-литиевой стеклокерамики, активированной ионами никеля, перспективной для создания волоконных лазеров и оптических усилителей ближнего и среднего ИК-диапазонов. В качестве основы для получения стеклокерамики использовалось барий-литиевое стекло, синтезированное из шихты состава: $75.81\text{SiO}_2-5.02\text{BaO}-9.92\text{Na}_2\text{O}-2.94\text{K}_2\text{O}-3.05\text{Al}_2\text{O}_3-2.21\text{Li}_2\text{O}-1.04\text{F}$ (СЛ-99)

Исследовалось влияние концентрации фтора на процессы кристаллизации исследуемого стекла. При этом установлено, что введение фтора в состав бариево-литиевых стекол стимулирует их кристаллизацию. При концентрации фтора в стеклах от 12,8 мол.% в них рентгенографически идентифицируется кристаллическая фаза, которая образуется в процессе выработки стекол без дополнительной термообработки.

Температуры стеклования (T_g) и кристаллизации (T_c) стекол определялись термогравиметрически с использованием термоанализатора TGA/SDTA851^E, Mettler Toledo. Температура стеклования для барий-литиевых стекол $T_g = 456 \pm 2^\circ\text{C}$, кристаллизации – $T_c = 904 \pm 2^\circ\text{C}$. При этом установлено, что с увеличением содержания фтора происходит снижение характеристических температур.

Исследованы спектры поглощения синтезированных стекол (рис.1). Показано, что увеличение концентрации никеля в стекле приводит к возрастанию интенсивности пиков поглощения без заметного их сдвига по спектру.

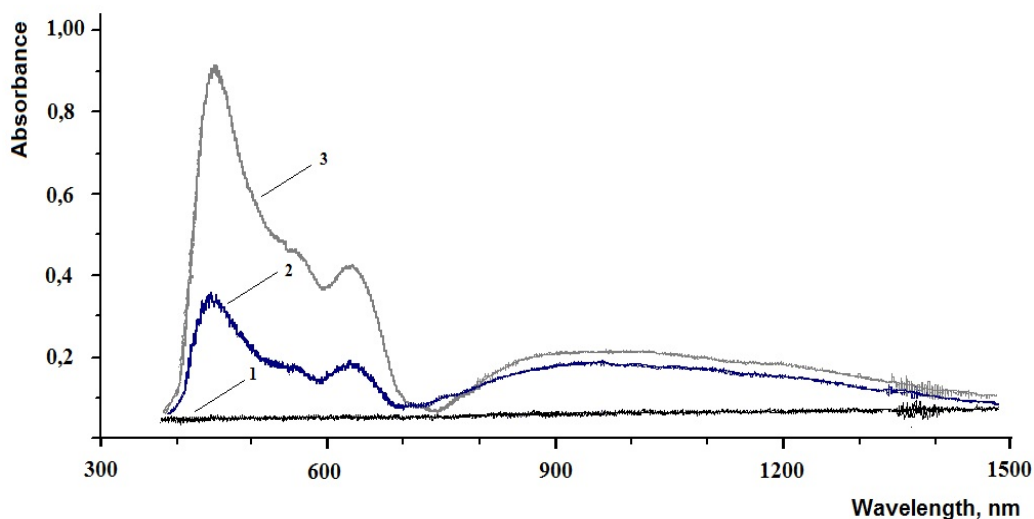


Рис.1. Спектры поглощения синтезированных стекол :

1) $75.81\text{SiO}_2-5.02\text{BaO}-9.92\text{Na}_2\text{O}-2.94\text{K}_2\text{O}-3.05\text{Al}_2\text{O}_3-2.21\text{Li}_2\text{O}-1.04\text{F}'$, 2) $75.81\text{SiO}_2-5.02\text{BaO}-9.92\text{Na}_2\text{O}-2.94\text{K}_2\text{O}-3.05\text{Al}_2\text{O}_3-2.21\text{Li}_2\text{O}-1.04\text{F}'-0.05\text{NiO}$; 3) $75.81\text{SiO}_2-5.02\text{BaO}-9.92\text{Na}_2\text{O}-2.94\text{K}_2\text{O}-3.05\text{Al}_2\text{O}_3-2.21\text{Li}_2\text{O}-1.04\text{F}'-0.1\text{NiO}$

В спектрах ЭПР стекол, содержащих ионы никеля, отмечена широкая линия поглощения в области 2500-3500 Э, структура которой зависит от ориентации образца в магнитном поле, что может указывать на наличие в исследуемых образцах кристаллических включений, имеющих симметрию окружения парамагнитного иона ниже кубической.

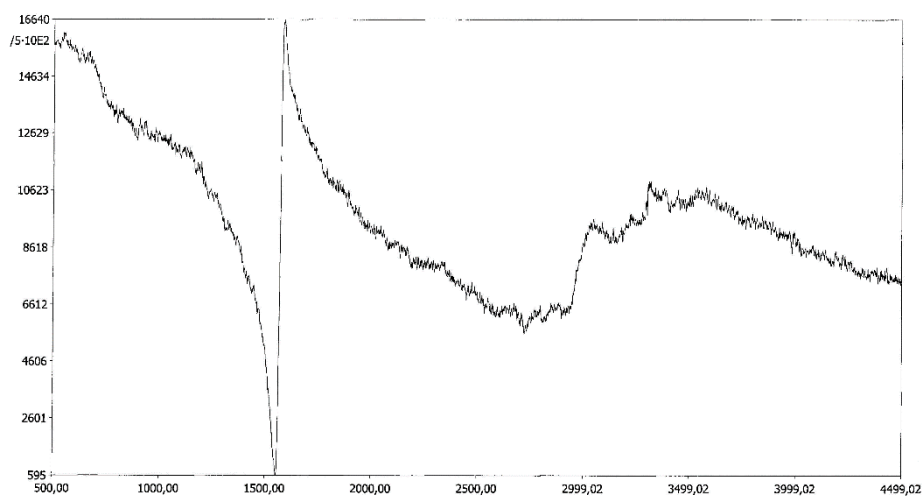


Рис.2. Спектр ЭПР стекла $61.23\text{SiO}_2-4.51\text{BaO}-8.74\text{Na}_2\text{O}-2.59\text{K}_2\text{O}-2.68\text{Al}_2\text{O}_3-1.95\text{Li}_2\text{O}-18.39\text{F}'-0.1\text{NiO}$ (№9)

Исследованы зависимости статической магнитной восприимчивости синтезированных стекол от напряженности магнитного поля и температуры. Показано, что увеличение концентрации оксида никеля в шихте приводит к увеличению парамагнитного вклада в магнитную восприимчивость стекол. Показано также, что магнитная восприимчивость исследуемых образцов в интервале 500-5000 Э не зависела от напряженности магнитного поля, что указывает на отсутствие в стеклах (в

пределах чувствительности метода) каких-либо магнитноупорядоченных областей.

СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ГАЛЛИЙ-СОДЕРЖАЩЕЙ СТЕКЛОКЕРАМИКИ, ЛЕГИРОВАННОЙ НИКЕЛЕМ

К.Н. Нищев, С.А. Смирнов, Д.А. Танякин

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

Перспективным материалом для создания активных элементов волоконных лазеров и волоконных оптических усилителей является прозрачная стеклокерамика, легированная ионами переходных металлов. Этот класс наноматериалов потенциально может сочетать технологическую легкость изготовления стекла и активные свойства, присущие легированным кристаллам. К числу перспективных активных оптических материалов относят стеклокерамику, содержащую нанокристаллы на основе Ga_2O_3 и $LiGa_5O_8$. Однако практическому применению этой стеклокерамики препятствует высокая температура варки базового стекла ($1600^{\circ}C$) [1]. Поэтому актуальной является задача разработки технологии синтеза легкоплавких галлий-содержащих стекол.

Из литературы известно, что температуру синтеза галлий-содержащих стекол возможно снизить путем замещения кремнезема на оксид германия [2]. С учетом этого целью настоящего исследования являлась разработка технологии синтеза галлий-содержащих стекол на основе оксидов кремния и германия, а также поиск режимов термообработки стекол с целью получения стеклокерамики, содержащей наноразмерные кристаллы, легированные никелем. В качестве базового состава галлий-содержащего стекла был выбран состав $3.4Na_2O-3.3K_2O-13.3Ga_2O_3-80SiO_2$ с температурой плавления $1580^{\circ}C$ [1].

Известный в стекловарении технологический прием, заключающийся во введении в шихту «плавней» в виде карбонатов Na_2CO_3 и K_2CO_3 , восстанавливающихся при нагреве до Na_2O и K_2O , не привел к снижению температуры синтеза исследуемых стекол. С увеличением концентрации плавней при температуре $750^{\circ}C$ нами наблюдалась увеличение интенсивности реакции разложения карбонатов, сопровождавшейся резким увеличением объема нагреваемой шихты с выходом ее из тигля. Температуру синтеза исследуемых стекол оказалось возможным снизить при частичном замещении в составах стекол оксида кремния на оксид германия. Путем плавления шихты состава: $3.4Na_2O-3.3K_2O-13.3Ga_2O_3-40SiO_2-40GeO_2+0, 1mol\% NiO$ нами было получено оптически прозрачное стекло. Режим варки стекла включал в себя: нагрев шихты до $1570^{\circ}C$ в течение 4 час. на воздухе, выдержку при максимальной температуре в течение 3 час., быстрое охлаждение расплава, путем выливания его в массивную стальную изложницу, отжиг при температуре $600 \pm 5^{\circ}C$ в течение 2 час.

Температура кристаллизации синтезированного стекла, определенная по данным термогравиметрических исследований, составляла $T_c=941 \pm 2^{\circ}C$.

С целью получения стеклокерамики образцы синтезированного стекла подвергались термообработке при температуре $940 \pm 2^{\circ}C$ в течение 6

час. на воздухе с медленным остыванием в печи до комнатной температуры. В результате термообработки визуально было отмечено изменение цвета стекла от светло-зеленого до бело-голубого с явными помутнениями, свидетельствующими о возможном образовании кристаллической фазы. Рентгенографически установлено, что в результате проведенной термообработки в стеклянной матрице образуется кристаллическая фаза на основе Ga_2O_3 .

В диапазоне длин волн 350-850 нм были исследованы спектры поглощения исходного стекла и стеклокерамики.

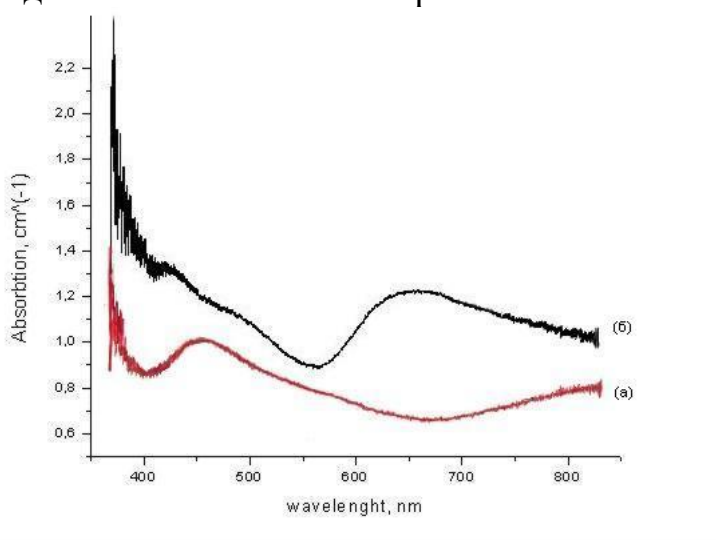


Рис. 1. Спектры поглощения стекла $3.4Na_2O-3.3K_2O-13.3Ga_2O_3-40SiO_2-40GeO_2+0.1\% NiO$ до (а) и после (б) термообработки

Показано, что спектры поглощения стеклокерамики и базового стекла существенно различаются (рис.1). Из сравнения с литературными данными следует, что спектр поглощения образца после термообработки аналогичен спектру стеклокерамики, содержащей кристаллы $LiGa_5O_8$, в которых ионы Ni^{2+} занимают октаэдрические позиции [1-4]. Максимум поглощения в районе 440 нм в спектре базового стекла близок к пику, присущему ионам Ni^{2+} из треугольной бипирамиды в стеклах силиката [1-4].

1. R. Ceccato, R. Dal Maschio, G. Mariotto, M. Montagna, F. Rossi, M. Ferrari, K. E. Lipinska-Kalita and Y. Ohki: Nucleation of Ga_2O_3 Nanocrystals in the $K_2O-Ga_2O_3-SiO_2$ Glass Systems. *J. Appl. Phys.* 90 (2001) 2522.
2. B.Wu, S. Zhou, J.Ren, D.Chen, X.Jiang, C.Zhu, J.Qiu. Broadband infrared luminescence from transparent glass-ceramics containing Ni^{2+} -doped Ga_2O_3 nanocrystals. *Applied Physics B.* 2007, vol. 87, P. 697-699.
3. B. Wu, Nan Jiang, S. Zhou, D. Chen, C. Zhu, J. Qiu. Transparent Ni^{2+} -doped silicate glass ceramics for broadband near-infrared emission. *Optical Materials* 30 (2008) 1900-1904.
4. T. Suzuki, G.S. Murugan, Y. Ohishi. Optical properties of transparent $Li_2O-Ga_2O_3-SiO_2$ glass-ceramics embedding Ni -doped nanocrystals. *Applied Physics Lett.* 2005, vol. 86, P. 131903.

ОПТИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ЛИТИЕВО-ГЕРМАНАТНЫХ СТЕКОЛ, ЛЕГИРОВАННЫХ ХРОМОМ

К.Н. Нищев, М.С. Панкратов, С.А. Смирнов

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

В докладе сообщается о результатах работ по освоению технологии синтеза литиево-германатных стекол, легированных ионами хрома, с перспективой получения на их основе наноструктурированной стеклокерамики, как основы для создания новых типов активных волоконных световодов.

Синтез стекол осуществлялся путем плавления на воздухе шихты с базовым составом $12\text{Li}_2\text{O}-88\text{GeO}_2$ с добавкой оксида хрома в различной концентрации с последующим отжигом полученных слитков.

В диапазоне длин волн от 370 до 830 нм исследованы спектральные свойства синтезированных стекол. Показано, что в спектрах поглощения литиево-германатных стекол, активированных ионами хрома, в области длин волн 400-800 нм присутствуют два широких максимума, что согласуется с литературными данными.

С целью получения информации о магнитном состоянии ионов хрома в полученных стеклах, проведены исследования их статической магнитной восприимчивости (в зависимости от напряженности магнитного поля и температуры) и исследованы спектры электронного парамагнитного резонанса. Показано, что с увеличением концентрации оксида хрома в шихте происходит пропорциональное уменьшение диамагнитной восприимчивости стекла. Полученное из данных ЭПР значение g-фактора ионов хрома соответствует литературным данным [1].

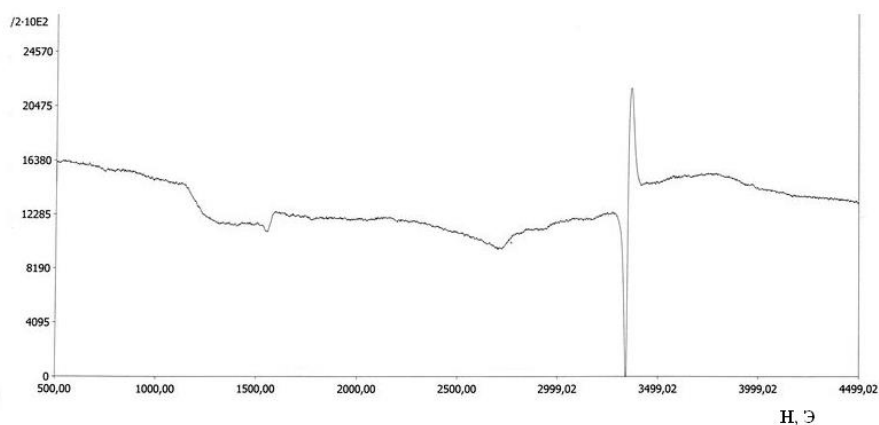


Рис 1. Спектр ЭПР синтезированного стекла $12\text{Li}_2\text{O}-88\text{GeO}_2+0,2\%\text{Cr}_2\text{O}_3$

В образцах стекол, подвергнутых отжигу при температуре 535°C в течении 6 час., рентгенографически установлено наличие кристаллической фазы.

1. А. Абрагам. Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов / А. Абрагам, Б. Блини. М. МИР, 1972 С. 652.

СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ АЛЮМОСИЛИКАТНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СТЕКОЛ, АКТИВИРОВАННЫХ ВИСМУТОМ

С.В. Глушкин, К.Н. Нищев, С.А. Смирнов, В.А. Юдин

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

Задача повышения пропускной способности волоконно-оптических линий связи (ВОЛС) путем расширения спектрального диапазона, используемого для передачи информации, является весьма актуальной. Одно из решений этой задачи заключается в освоении спектрального диапазона 1.3-1.52 мкм, в котором телекоммуникационные световоды обладают низкими оптическими потерями. Существенным шагом в освоении данного диапазона является создание соответствующих оптических усилителей и источников лазерного излучения. Результаты проведенных исследований показывают, что весьма перспективными для использования в качестве активных элементов таких устройств являются волоконные световоды, легированные висмутом [1]. Однако, несмотря на значительное количество работ, посвященных исследованию висмут-содержащих оптических стекол и волоконных световодов, до конца остается невыясненной природа висмутовых центров, определяющих их спектрально-люминесцентные свойства.

Задачей настоящей работы являлось освоение технологии получения алюмосиликатных стёкол, активированных висмутом.

Для синтеза стекол использовалась шихта следующих составов:

1) $13 \text{ Al}_2\text{O}_3 - 57 \text{ SiO}_2 - 30 \text{ MgO}$, 2) $12 \text{ Al}_2\text{O}_3 - 57 \text{ SiO}_2 - 30 \text{ MgO} - 1 \text{ Bi}_2\text{O}_3$; 3) $11,8 \text{ Al}_2\text{O}_3 - 56,7 \text{ SiO}_2 - 30 \text{ MgO} - 1,5 \text{ Bi}_2\text{O}_3$; 4) $12 \text{ Al}_2\text{O}_3 - 56 \text{ SiO}_2 - 30 \text{ MgO} - 2 \text{ Bi}_2\text{O}_3$. Синтез стекол осуществлялся путем плавления шихты в кварцевых тиглях на воздухе. При этом соблюдались следующие условия: время нагрева шихты до ее плавления – 2 часа; температура синтеза – 1450 °С; длительность выдержки шихты в расплавленном состоянии – 3 часа. По завершении синтеза расплав выливался в массивную стальную изложницу. Полученные слитки отжигались в течение 1 часа с понижением температуры от 700 °С до 600 °С. Ни в одном из полученных образцов проведенными рентгенографически не было обнаружено присутствия кристаллической фазы.

Методом термогравиметрии с использованием термоаналитического комплекса TGA/SDTA851^e (Mettler Toledo) определены температуры стеклования и кристаллизации исследуемых стекол.

Исследованы спектрально-люминесцентные свойства синтезированных стекол. При этом показано, что синтезированные стекла, активированные висмутом, имеют широкие линии поглощения (рис.1).

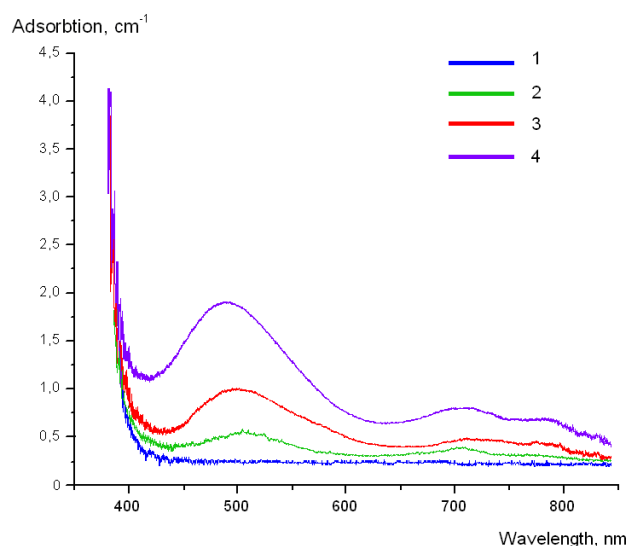


Рис.1. Спектры поглощения синтезированных стекол:
 1) $13 \text{ Al}_2\text{O}_3 - 57 \text{ SiO}_2 - 30 \text{ MgO}$, 2) $12 \text{ Al}_2\text{O}_3 - 57 \text{ SiO}_2 - 30 \text{ MgO} - 1 \text{ Bi}_2\text{O}_3$; 3) $11,8 \text{ Al}_2\text{O}_3 - 56,7 \text{ SiO}_2 - 30 \text{ MgO} - 1,5 \text{ Bi}_2\text{O}_3$; 4) $12 \text{ Al}_2\text{O}_3 - 56 \text{ SiO}_2 - 30 \text{ MgO} - 2 \text{ Bi}_2\text{O}_3$

При накачке в области 800 нм наблюдалась люминесценция синтезированных стекол, спектр которой соответствует результатам ранее проведенных исследований [2].

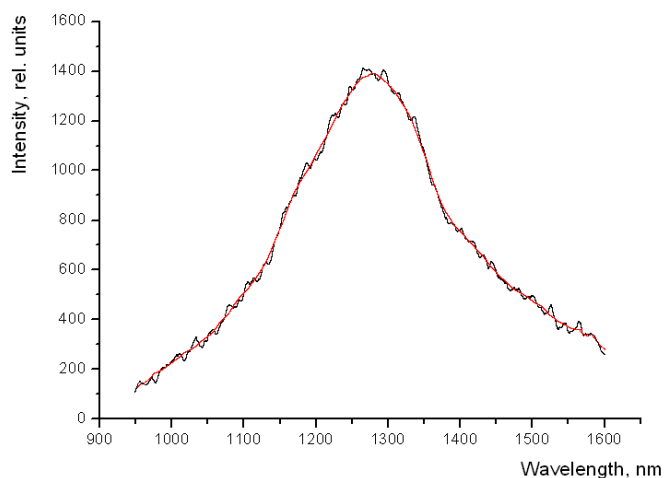


Рис.2. Спектр люминесценции стекла состава $12 \text{ Al}_2\text{O}_3 - 56 \text{ SiO}_2 - 30 \text{ MgO} - 2 \text{ Bi}_2\text{O}_3$

1. Dvoyrin V.V., Mashinsky V.M., Dianov E.M., Umnikov A.A., Yashkov M.V., Guryanov A.N., Absorption, fluorescence and optical amplification in MCVD bismuth-doped silica glass optical fibres // in Proc. European Conference on Optical Communications, 2005, September 25-29, Glasgow, paper Th. 3.3.5
2. B. Denker, B. Galagan, V. Osiko, I. Shulman, S. Sverchkov, and E. Dianov. The IR Emitting Centers in Bi-doped Mg–Al–Si Oxide Glasses. Laser Physics, 2009, Vol. 19, No. 5, pp. 1105–1111.

ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ ВИСМУТОВЫХ ЦЕНТРОВ В АЛЮМОСИЛИКАТНЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО И ВИДИМОГО ИЗЛУЧЕНИЙ

Л.И. Булатов, В.М. Машинский, В.В. Двойрин, О.И. Медведков,
С.А. Васильев, Ю.П. Яценко, Е.М. Дианов
Научный центр волоконной оптики РАН, Москва

В течение последнего десятилетия ведутся интенсивные исследования активных висмутовых центров (АВЦ), люминесцирующих в ближней ИК области (0.7-1.6 мкм) в различных материалах (стеклах, кристаллах и волоконных световодах). Работы концентрируются в основном на трех направлениях: 1) создании и исследовании новых материалов, легированных висмутом, 2) исследовании оптического усиления в стеклах и световодах и создании волоконных висмутовых лазеров и усилителей, 3) изучении физической природы АВЦ. Последнее направление представляется наиболее важным, потому что понимание физической модели и микроскопической структуры АВЦ должно существенно повысить эффективность исследований по первым двум направлениям, более прикладным по своему характеру.

К настоящему времени было выдвинуто несколько гипотез о природе АВЦ (см., напр., [1]), но ни одна из них пока не является общепринятой. Для дальнейшей работы в этом направлении может быть использована зависимость спектров поглощения и люминесценции от состава стекла, технологических условий его изготовления и внешних воздействий. Недавно нами были проведены исследования зависимости спектров АВЦ от температуры и мощности и длины волны возбуждающего излучения, что дало возможность определить параметры многих абсорбционных и люминесцентных переходов и предложить модель четырех модификаций одного висмутового центра, находящегося в разных окружениях в сетке алюмосиликатного стекла [1].

В данной работе исследуется влияние облучения ультрафиолетовым ($\lambda=244$ нм) и видимым ($\lambda=514, 532$ и 647 нм) лазерным излучением, в том числе в комбинации с насыщением стекла молекулярным водородом, на абсорбционные и люминесцентные свойства АВЦ. Впервые показана возможность селективного воздействия на спектральные свойства световодов, легированных висмутом. Так, облучение на длинах волн 514 и 532 нм приводит к увеличению люминесценции в полосах 742 и 1078 нм, принадлежащих АВЦ1, а излучение 244 нм усиливает полосы 810 и 1350 нм, принадлежащие АВЦ3. Насыщение водородом приводит к дополнительному увеличению интенсивности длинноволновых полос люминесценции.

Булатов Л.И., Машинский В.М., Двойрин В.В., Дианов Е.М., Кустов Е.Ф., Квантовая электроника, **40**, 153 (2010).

КАЛОРИМЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ОБЪЕМНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА В ВЫСОКОЧИСТЫХ ТЕЛЛУРИТНЫХ СТЁКЛАХ

М.С. Астапович, А.Ф. Косолапов, А.Н. Архангельский, В.Г. Плотниченко
Научный центр волоконной оптики РАН, Москва

В работе исследовался калориметрический метод измерения коэффициентов объёмного поглощения света в высокочистых оптических материалах, основанный на измерении температуры образца, нагреваемого проходящим через него излучением [1].

Создана установка для калориметрических измерений объёмного поглощения света в высокочистых оптических материалах в пределах 10^{-2} — 10^{-5} см⁻¹ на длинах волн: 1064 нм, 1560 нм, 1975 нм. Предложен и опробован новый метод калибровки такой установки. Проведено сравнение полученных с помощью этой установки результатов измерений показателей объёмного поглощения в образцах из кварцевого стекла марки КУ-1 с известными для такого материала значениями оптических потерь. Расхождение результатов измерения составило не более 30%.

С помощью созданной установки измерены показатели объёмного поглощения в теллуридных стеклах.

Показано, что при анализе температурных кривых нагрева поглощением излучения ближнего ИК на поверхностях образцов теллуридных стёкол можно пренебречь при соответствующей полировке торцов образцов.

Измерение коэффициента объёмного поглощения на длине волны 1975 нм позволяет оценивать степень загрязнения образцов ОН⁻-группами, а на длине волны 1064 нм – 3d-переходными металлами и редкоземельными элементами.

1. Плотниченко В.Г., Сысоев В.К., Фирсов И.Г. Анализ калориметрических измерений коэффициентов поглощения высокопрозрачных твердотельных материалов // Журнал технической физики. 1981. 51 (9), С. 1903 — 1908.

МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫЕ ВОЛОКОННЫЕ СВЕТОВОДЫ
ИЗ ВЫСОКОЧИСТОГО ТЕЛЛУРИТНОГО СТЕКЛА
 $68\text{TeO}_2\text{-}22\text{WO}_3\text{-}8\text{La}_2\text{O}_3\text{-}2\text{Bi}_2\text{O}_3$ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ
СУПЕРКОНТИНУУМА

А.Ф. Косолапов¹, М.С. Астапович¹, Ю.П. Яценко¹, В.О. Назарьянц¹,
В.Г. Плотниченко¹, Е.М. Дианов¹, А.Н. Моисеев², М.Ф. Чурбанов²,
В.В. Дорофеев², А.В. Чилясов², Г.Е. Снопатин²

¹Научный центр волоконной оптики РАН, Москва

²Институт химии высокочистых веществ РАН, Нижний Новгород

Получено высокочистое четырёхкомпонентное стекло $68\text{TeO}_2\text{-}22\text{WO}_3\text{-}8\text{La}_2\text{O}_3\text{-}2\text{Bi}_2\text{O}_3$ оптического качества с содержанием ОН-групп $(2.7 \pm 0.5) \cdot 10^{-5}$ мол. %. Содержание лимитируемых примесей 3d-переходных металлов (Сг, Сu, Мn, Fe, Ni, Со, V) не превышало пределов обнаружения методом прямого атомно-эмиссионного и масс-спектрального анализа $((1\text{—}5) \cdot 10^{-5}$ масс. %), за исключением железа, содержащегося на уровне $3 \cdot 10^{-5}$ масс. %. Примесь платины, обусловленная загрязняющим действием материала тигля, определена на уровне $10^{-3}\text{—}10^{-4}$ масс. %. Из анионных примесей масс-спектрометрически в стекле был обнаружен также фосфор на уровне $4 \cdot 10^{-5}$ масс. %.

Методом лазерной калориметрии на двух длинах волн: 1560 нм и 1975 нм был измерен показатель объемного поглощения стекла, который составил 76 и 45 дБ/км соответственно.

Методом интерференционной рефрактометрии измерен показатель преломления стекла в диапазоне 0.9 — 5,45 мкм, точность определения значений показателя преломления стекла составила $3 \cdot 10^{-4}$.

С использованием измеренной спектральной зависимости показателя преломления выполнен расчёт дисперсионных и волноводных характеристик микроструктурированных световодов, перспективных для генерации суперконтинуума в области 1 — 5 мкм.

1. Ю.П. Яценко, В.О. Назарьянц, А.Ф. Косолапов, М.С. Астапович, В.Г. Плотниченко, Е.М. Дианов, А.Н. Моисеев, М.Ф. Чурбанов, В.В. Дорофеев, А.В. Чилясов, Г.Е. Снопатин, "Дисперсионные и волноводные характеристики микроструктурированных световодов из теллуритного стекла $68\text{TeO}_2\text{-}22\text{WO}_3\text{-}8\text{La}_2\text{O}_3\text{-}2\text{Bi}_2\text{O}_3$ для генерации суперконтинуума", Квант. электроника, 2010, 40 (6), 513–518.

ПОРОШКОВЫЙ МЕТОД СОЗДАНИЯ ЛЕГИРОВАННЫХ ОПТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ КВАРЦЕВОГО СТЕКЛА ДЛЯ АКТИВНЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ

В.В. Вельмискин, О.Н. Егорова, С.Л. Семёнов
Научный центр волоконной оптики РАН, Москва

Волоконные лазеры, обладая высокой эффективностью, стабильностью оптических характеристик и компактностью, в основном базируются на световодах, легированных ионами редкоземельных элементов. Использование традиционных технологических схем для изготовления активных лазерных волокон сопровождается большими затратами времени и ценных химических материалов, что побудило к поиску новых и пересмотру некоторых старых вариантов получения оптических материалов [1,2].

Данная работа посвящена разработке порошкового метода получения стекол, легированных ионами редкоземельных элементов и висмута, и оптических волокон на их основе.

Исходным сырьем послужили особо чистые порошки SiO_2 и легирующих компонентов (Al_2O_3 , Yb_2O_3 , Bi_2O_3) с размерами частиц 50 – 100 мкм и 1 – 10 мкм, соответственно. Основой заготовки волоконного световода служила кварцевая труба Heraeus F300 с внешним диаметром 15 мм и толщиной стенки 1,3 мм. Непосредственно перед сплавлением смесь порошков оксидов помещалась в канал трубы. В процессе сплавления происходило полное остекловывание исходных порошков и диффузия легирующих элементов в кварцевое стекло. Полученная заготовка вытягивалась на вытяжной колонне при температуре 1800 – 1900 С в оптическое волокно [3,4].

В результате проделанной работы получены образцы кварцевых стекол, легированных ионами Yb^{3+} и Bi^{3+} и волоконных световодов на их основе, изучены некоторые оптические и генерационные характеристики. Обнаружено, что в полученных оптических материалах присутствуют значительные концентрационные и оптические неоднородности. На основе анализа трансформации материала при перетяжке в световод предложена методика уменьшения оптических неоднородностей до субмикронных размеров и снижения оптических потерь.

[1] M. Neff, V. Romano, W. Luthy. - Metal-doped fibres for broadband emission: Fabrication with granulated oxides. - *Optical Materials*, 2008.

[2] A. Langner, G. Schötz, M. Such, T. Kayser, V. Reichel, S. Grimm, J. Kirchhof, V. Krause, G. Rehmann. - A new material for high power laser fibers. - *Proc. of SPIE v. 6873*, 2008.

[3] R. Renner-Erny, L. Di Labio, W. Luthy. - A novel technique for active fibre production. - *Optical Material*, 2008.

[4] J. Ballato and E. Snitzer. - Fabrication of fibers with high rare-earth concentrations for Faraday isolator applications. - Applied Optics, 1995, v. 34, No. 30, 6848-6854.

ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЯЮЩИЕ МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫЕ СВЕТОВОДЫ С НИЗКОЙ АСИММЕТРИЕЙ ПОЛЯ МОДЫ

А.Н. Денисов, А.Е. Левченко, С.Л. Семенов, Е.М. Дианов

Научный центр волоконной оптики РАН, Москва

Предложен новый дизайн двулучепреломляющих микроструктурированных волоконных световодов (ДМС) с эллиптической сердцевинной, характерными чертами которого являются два концентрических слоя отверстий равного диаметра вокруг сердцевины с заданной эллиптичностью, причем отверстия отстоят на равных расстояниях от ближайших соседей, за исключением одной либо двух пар отверстий в первом слое, имеющих увеличенные расстояния между собой.

Проведен анализ двулучепреломляющих и дисперсионных свойств этих ДМС с использованием метода конечных элементов (FEM). Исследовано влияние параметров формы и размера сердцевины на величины фазового и группового двулучепреломления для двух предложенных вариантов ДМС. Исследована также спектральная зависимость дисперсии групповых скоростей от параметров формы и размера сердцевины для этих вариантов ДМС.

Показано, что предложенный дизайн ДМС позволяет получить высокое двулучепреломление ($\sim 5 \times 10^{-3}$) при низкой асимметрии поля моды. Показано также, что при определенной небольшой эллиптичности сердцевины возможна реализация рассмотренных вариантов ДМС с полем моды, имеющем равные размеры по двум ортогональным направлениям.

Изготовлены ДМС из кварцевого стекла по первому варианту, измеренное значение группового двулучепреломления на длине волны 1,53 мкм составило $(4,7 \pm 0,1) \times 10^{-4}$, что хорошо совпадает с расчетами. Измеренное значение h -параметра, равное $6,4 \times 10^{-5} \text{ м}^{-1}$, говорит о хорошей способности изготовленного световода сохранять поляризацию и о перспективах его практического применения.

РАДИОТЕХНИЧЕСКИЕ И ИНФОРМАЦИОННЫЕ СИСТЕМЫ

УСТРОЙСТВО СИНХРОНИЗАЦИИ СИСТЕМНОГО ВРЕМЕНИ И МОНИТОРИНГА ПОДВИЖНЫХ ОБЪЕКТОВ

А.В. Баранов, О.П. Витковский

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

В настоящее время отечественные устройства синхронизации системного времени и мониторинга подвижных объектов находятся на стадии внедрения в энергетику, банковский сектор, на транспорте, в научно-исследовательские разработки и другие области. С помощью устройств данного типа решаются актуальные задачи, например, обеспечение возможности синхронизированного интервального учета генерируемой электроэнергии источниками большой мощности с целью точного определения производимой и потребляемой энергии в единицу времени, что позволяет более эффективно использовать энергоресурсы [1].

Для синхронизации системного времени применяются, в частности, современные отечественные устройства УССВ-16HVS фирмы «Эльстер Метроника» и УСВ-2 фирмы «Системы и технологии», которые формируют импульсные сигналы частотой 1 Гц с погрешностью синхронизации фронта импульса к шкале координированного времени UTC ± 10 мкс при наличии коррекции по сигналам навигационных систем ГЛОНАС или GPS [2]. Мониторинг подвижных объектов выполняется с помощью устройства отечественной разработки «Скаут» с целью контроля и управления их движением, также на основе спутниковых навигационных систем слежения.

Предлагаемое устройство отличается от известных тем, что обеспечивает как функцию синхронизации системного времени, так и функцию определения координат подвижных объектов. Данное устройство включает в себя активную микрополосковую антенну фирмы Trimble, GPS-приемник Trimble Lassen iQ, микропроцессор и ЖК-индикатор, отображающий информацию о точном времени, текущем местоположении объекта и числе видимых приемником спутников. Разработано программное обеспечение микропроцессора с учетом изложенных функций данного устройства, однако его ресурсы позволяют решать и другие навигационные задачи, в том числе обеспечить запись полученных данных на съемные носители и передачу их по GSM каналу. По предварительной оценке стоимость разработанного устройства составляет около 7,5 тыс. руб. Упомянутые выше отечественные образцы с функцией синхронизации системного времени или мониторинга подвижных объектов предлагаются по цене от 10 до 20 тыс. руб.

3. Михаль П. Учет и мониторинг энергоресурсов повысят энергосбережение / П. Михаль // Энергосистема, 2009, №1. - С. 40-43.
4. Устройство УССВ-16HVS фирмы «Эльстер Метроника» // www.simenergo.ru/1docs/elster/Metr_USSV_passport_rus_2.pdf

ЛОКАЛЬНАЯ СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ ОСВЕЩЕНИЕМ ПО РАДИОКАНАЛУ

А.В. Брагин, Д.В. Пьянзин, С.А. Четвергов

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

Предлагается построение локальной системы управления освещением по радиоканалу на базе современных электронных пускорегулирующих аппаратов (ЭПРА) для питания люминесцентных ламп, имеющих аналоговый интерфейс управления [1]. Данные ЭПРА в настоящее время выпускаются многими ведущими производителями в данной области, в частности фирмой Helvar.

Локальная система включает в себя пульт дистанционного управления, а также специальные модули управления, установленные в светильниках и подключенные к входу управления ЭПРА. Пульт и модули управления разработаны на базе микроконтроллера PIC16F628A. Кроме этого, система также может включать в себя специализированные датчики движения и освещения типа MC 301 Sensor и LXP – 03.

Обмен цифровой информацией между пультом и модулем управления светильника осуществляется по радиоканалу с применением частотной манипуляции на частоте 434 МГц. Для реализации передачи данных применяются специализированные приемные и передающие модули НМ-Т/НМ-R фирмы Hoper Microelectronics Co., Ltd [2].

Основные функции локальной системы управления освещением состоят в следующем:

- дистанционное включение и выключение света;
- регулировка светового потока ламп в диапазоне 1–100%;
- адресное управление одним или группой светильников по желанию пользователя.

Разработан макетный образец пульта дистанционного управления и модуля управления. В качестве регулируемой ЭПРА использовался аппарат фирмы Helvar на две люминесцентные лампы типа Т8. Проведены испытания макетного образца, которые подтвердили работоспособность схемотехнических решений и программного обеспечения системы.

1. Варфоломеев, Л.П. Электронные пускорегулирующие аппараты и системы управления освещением. Новости светотехники. Выпуск 1 (36) / Варфоломеев Л.П. // Под редакцией Ю.Б. Айзенберга / М.: Дом Света, 2002. 15 с.

2. <http://www.hoperf.com>

АНАЛИЗ ИЗОБРАЖЕНИЙ ДОМЕННЫХ СТРУКТУР С ЛАБИРИНТНЫМИ И ЦИЛИНДРИЧЕСКИМИ ДОМЕНАМИ

А.В. Брагин, М.В. Логунов, Д.В. Пьянзин

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

Специализированные среды программирования – MatLab (Image Processing Toolbox), NI Vision [1-3], – позволяют разрабатывать программное обеспечение для решения конкретных задач анализа изображений, например для анализа доменных структур с цилиндрическими магнитными доменами [4]. В настоящей работе возможности алгоритма [4] расширены для обеспечения анализа структур, состоящих не только из цилиндрических, но и лабиринтных доменов.

Для определения длины полосовых (лабиринтных) доменов выполняется бинаризация изображения, фильтрация и преобразование – замена домена на линию, соответствующую центру домена. Длина этой линии принимается равной длине домена.

Для определения числа ветвлений полосовых доменов выполняется бинаризация изображения, определяется число объектов на изображении, затем анализируется каждый элемент изображения (рис. 1) и по числу инверсных объектов рассчитывается число ветвлений.



Рис. 1. Фотографии доменной структуры после бинаризации и при последующем анализе изображения

Для классификации доменов по форме на первом этапе выполняется расчет корреляции исследуемого изображения и опорных изображений. Затем проводится анализ каждого объекта на изображении с использованием морфологических признаков объекта: коэффициентов формы, коэффициентов заполнения.

Работа выполнена при частичной поддержке АФК «Система».

1. Визельтер Ю. В. и др. Обработка и анализ цифровых изображений с примерами на LabVIEW IMAQ Vision. – М.: ДМК Пресс, 2007. – 464 с.
2. Гонсалес Р., Вудс Р., Эддинс С. Цифровая обработка изображений в среде MatLAB. – М.: Техносфера, 2006. – 616 с.
3. Потапов А. А., Гуляев Ю. В., Никитов С. А. и др. Новейшие методы обработки изображений. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. – 496 с.
4. Брагин А. В., Логунов М. В., Пьянзин Д. В. // Сб. трудов 9-й Всеросс. конф. «Материалы нано-, микро-, оптоэлектроники и волоконной оптики». Саранск, 2009.- С. 168.

СТЕНД ДЛЯ ПРОГРАММИРОВАНИЯ И ИЗУЧЕНИЯ МИКРОКОНТРОЛЛЕРОВ MICROCHIP PICmicro

А.М. Горин, М.В. Логунов, А.В. Спиринов, Д.Д. Ступин, А.Н. Чалдышкин
Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск

Семейство микроконтроллеров PICMicro фирмы MICROCHIP с 8 разрядным ядром процессора широко используется благодаря простоте архитектуры, набору команд и периферийным модулям, способным охватить достаточно широкий круг прикладных задач. Используемая в данном семействе энергонезависимая электрически многократно перепрограммируемая постоянная память программ (FLASH-memory) предоставляет возможности для использования микроконтроллеров PICMicro в учебных целях.

В данной работе представлен лабораторный стенд для программирования и изучения микроконтроллеров с управлением от компьютера по шине USB. Стенд не требует отдельного источника питания – используется 5 В шины USB, а необходимое для программирования напряжение 12 В получается с помощью импульсного повышающего преобразователя напряжения. Для связи с компьютером использован преобразователь последовательных протоколов связи USB в RS-232 (USB-to-UART Bridge) от компании Silicon Labs.

Основа стенда – микроконтроллер, управляемый с помощью интегрированной среды разработки MPLAB IDE. В главном окне MPLAB IDE отображены все необходимые программные средства для написания, редактирования, отладки, компилирования кода и программирования микроконтроллера. Ассемблерный компилятор поставляется бесплатно вместе со средой программирования, возможно подключение коммерческих компиляторов языка Си. Среда поддерживает все оригинальные программаторы-отладчики, а с каждой новой версией – обновлённые коды прошивки программаторов.

Конструктивно стенд состоит из двух элементов: программатора (общая часть всех стендов) и исполнительного блока, выполняющего разработанную студентом программу. Стенд имеет узел звуковой индикации входа в режим программирования, позволяет изучать работу микроконтроллера как со встроенными, так и внешними периферийными устройствами. Для наглядности и упрощения проверки выполнения задания на программирование один из вариантов исполнительного блока выполнен в виде матрицы светодиодов. Алгоритм управления светодиодами задается преподавателем и программно реализуется студентом.

Работа выполнена при поддержке АФК «Система».

ПРОГРАММНОЕ И АППАРАТНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ДЛЯ КОНТРОЛЯ И УПРАВЛЕНИЯ УДАЛЁННЫМИ ОБЪЕКТАМИ ПО БЕСПРОВОДНЫМ ЛИНИЯМ СВЯЗИ

А.М. Горин, М.В. Логунов, А.В. Спириц, Д.Д. Ступин
Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск

Эффективный контроль и управление удаленными объектами и организация оперативного реагирования при возникновении различных нештатных ситуаций – актуальная задача для многих отраслей экономики: нефте-, газо-, водоснабжения, предприятий тепло- и электроэнергетики, ЖКХ, автомобильного хозяйства, в быту (системы «Умный дом» и т.п.). Огромное разнообразие возникающих на практике задач контроля и управления приводит к необходимости разработки нового или модификации имеющегося программного обеспечения и оборудования для их решения в каждом конкретном случае.

В настоящей работе задача управления удаленными объектами решена на примере дистанционного управления тремя флагами с режиссёрского пульта. Работа выполнена по заданию ректората Мордовского университета. Разработаны: аппаратный комплекс для управления тремя реверсивными электродвигателями и программное обеспечение в среде LabVIEW для удаленного управления аппаратным комплексом при помощи сетевого беспроводного соединения. Программное обеспечение включает в себя клиентскую и серверную программы, предназначенные соответственно для взаимодействия с пользователем и для работы непосредственно с удалённым аппаратным комплексом. Для наглядности и удобства работы в качестве пульта управления использован ноутбук. Панель управления (рабочее окно программы) разработана так, чтобы процесс управления был интуитивно понятен. Ход процессов и состояние электродвигателей отображаются индикаторами.

Разработанное устройство позволяет реализовать следующие режимы управления: независимое управление тремя реверсивными электродвигателями; работу 6 реле для управления электроприводами, коммутируется нагрузка до 240 В, 5 А; работу 6 управляемых каналов для концевых выключателей: 3 вверху и 3 внизу на флагштоках; предусмотрено 30 стандартизированных контактных элементов для подключения электроприводов и концевых выключателей; обеспечена стабилизация режимов работы устройства коммутации при изменении напряжения питания от 6 до 30 В. Для передачи и приёма информации с устройства коммутации электроприводов предусмотрено использование интерфейсов RS-232 и USB. Устройство коммутации разработано на современной элементной базе с высокой степенью интеграции, ключевой компонент – программируемый микроконтроллер.

Работа выполнена при частичной поддержке АФК «Система».

ИНВЕРТОРНАЯ СВАРОЧНАЯ ТЕХНИКА НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ

В.М. Бардин, Д.А. Борисов

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

В области электросварочных устройств уже более десяти лет успешно развивается поколение инверторных преобразователей.

Однако все представленные на рынке аппараты зарубежных и отечественных фирм обеспечивают дуговую электросварку на постоянном токе, сварка на переменном токе осуществляется только на промышленной частоте 50 Гц. Возникает резонный вопрос: если сварку можно осуществлять на частоте 50 Гц, то почему не осуществлять её, например, на частоте 50 кГц? Анализ физических процессов, происходящих при дуговой сварке, позволяет предположить, что качество сварных соединений при токах высокой частоты может быть выше, чем при сварке на частоте 50 Гц. Кроме того, исключение из схемы аппарата достаточно дорогого выходного выпрямителя позволяет снизить стоимость аппарата и увеличить его конкурентоспособность. С целью подтверждения этого предположения на кафедре радиотехники Мордовского госуниверситета проведён комплекс теоретических и экспериментальных исследований с целью создания нового класса сварочного оборудования – сварочных инверторов переменного тока высокой частоты.

К настоящему времени осуществлён цикл компьютерного моделирования переходных процессов в схеме преобразователя с учётом нестационарных свойств дуги и реактивных параметров схемы, изготовлен макет аппарата и проведены его испытания.

В рамках программы «У.М.Н.И.К.» с переходом на программу «Старт» планируется подготовить комплект конструкторской документации и изготовить опытную партию аппаратов.

По обозначенной тематике получен патент, одна заявка на изобретение находится на рассмотрении в Роспатенте, в центральных журналах («Сварочное производство», «Электротехника», «Современная электроника») опубликованы две статьи.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ СВАРОЧНОЙ ДУГИ

В.М. Бардин, А.В. Пивкин

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

Проектирование различных электросварочных устройств, в том числе на основе полупроводниковых приборов, может быть ускорено путем построения и исследования виртуальных (компьютерных) моделей, позволяющих в соответствующей программной среде анализировать происходящие в схеме сварочного устройства процессы и проводить инженерные расчеты. Поскольку нагрузкой сварочного аппарата является электрическая дуга, в расчетную модель аппарата должна быть введена соответствующая электрическая модель дуги. В имеющихся публикациях по этому вопросу модель дуги представляется в форме двух переключаемых резисторов – высокоомного для режима холостого хода и низкоомного для режима горячей дуги. Момент возбуждения и обрыва дуги имитируются мгновенным переключением этих резисторов. Это является достаточно грубым допущением. Электрическая дуга возникает и погасает не мгновенно, а на протяжении некоторого интервала времени, определяемого скоростью ионизации и деионизации газа в разрядном промежутке. По некоторым источникам [1,2] это время не превышает 0,01–0,03 мс. Более того, при обрыве ток дуги убывает по затухающему колебательному процессу [2]. Поэтому в электрической модели сварочной дуги на этапе ее обрыва должны быть учтены как экспоненциальный, так и колебательный характер процесса. С учетом этих соображений аналитическое выражение для процесса обрыва дуги можно представить в следующем виде:

$$F(t) = (A_1 + A_2 e^{-\frac{t}{T}} \cos(\omega t)) e^{-\frac{t}{T}}. \quad (1)$$

Построенная в соответствии с этим выражением электрическая модель дуги на этапе ее обрыва приведена на рис. 1.

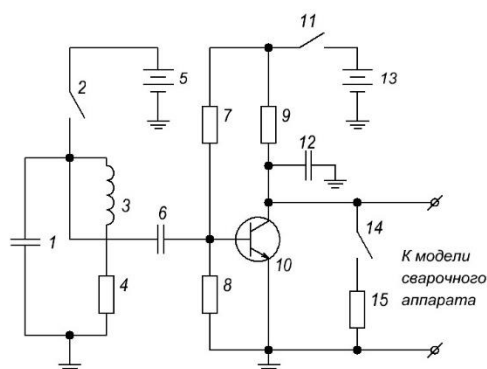


Рис. 1. Электрическая модель дуги на этапе ее обрыва

5. Лесков, Г.И. Электрическая сварочная дуга / Г.И. Лесков. – М: Машиностроение, 1970. – 335с.
6. Теолейр С. Технология отключения в сетях среднего напряжения. Выпуск № 14. Техническая коллекция Schneider Electric, 2008. с. 11.

ИНДУЦИРОВАННЫЕ СВЕТОМ ДИОДНЫЕ СТРУКТУРЫ НА ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКА

Д.О. Сыромясов, Б.Н. Денисов

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

Идея использования физических принципов интеграции нескольких функций в одном приборе возникла в конце 70-х г. В [1] показано, что фоторезистор является многофункциональным прибором и может выполнять кроме функции фотоприемника, функции прямого перемножителя оптических и электрических сигналов. Мы предлагаем расширить принцип интеграции и создавать с помощью света на поверхности полупроводника электронные устройства, выполняющие различные функции в зависимости от способа освещения. В данной работе мы приводим исследования диодных структур, индуцируемых светом на поверхности полупроводника, которые могут выполнять функции электронных приборов, например, диода. В качестве образцов использовались фоторезисторы на основе CdS, работающие в продольном режиме фотопроводимости с темновым сопротивлением $\sim 10^8$ Ом. Были исследованы вольтамперные характеристики (ВАХ) в темноте и при освещении светом различной длины волны. Обнаружено резкое отличие ВАХ, измеренных в статическом и динамическом режиме. В динамическом режиме наблюдается яркий эффект выпрямления при скорости нарастания напряжения 16000 В/с . При статическом режиме эффект выпрямления незначителен. На рис.1 приведены ВАХ фоторезистора измеренные в статическом режиме (а) и динамическом режиме (б) при освещении светом с $\lambda=533$ нм. Прямая ветвь соответствует отрицательной полярности напряжения на освещенной поверхности.

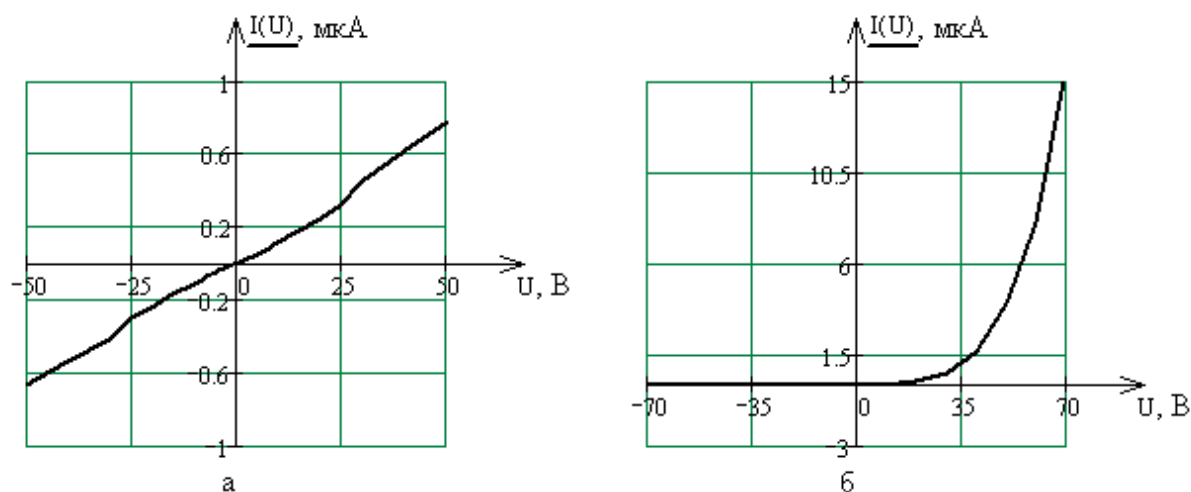


Рис.1. Вольтамперные характеристики образца CdS в статическом (а) и динамическом (б) режимах

7. Денисов Б. Н. Исследование функциональных свойств фоторезистора, питаемого переменным напряжением Письма в ЖТФ. 2008. Т.34. Вып. 2 . С.1-6.

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА ПЕРЕСТРАИВАЕМОЙ ФАЗОВОЙ РЕШЕТКЕ

М.В. Логунов, М.В. Герасимов, Н.Н. Логинов, Д.С. Кашкин
Мордовский госуниверситет им. Н.П. Огарева, Саранск

Современные дифракционные оптические элементы (ДОЭ) отличаются от классических дифракционных решеток и представляют собой зонные пластинки с варьируемым характером зон. Такая возможность появилась в связи с созданием компьютеров и технических средств машинной графики, микро- и наноэлектроники [1]. Эффективность практического использования ДОЭ увеличивается при условии, что фаза света при переходе от четных зон к нечетным меняется на π . В настоящей работе приведены результаты исследования магнитооптической дифракции Фраунгофера [2] на тонкопленочном ферритмагнетике со сквозной доменной структурой. Проявление магнитооптического эффекта Фарадея в указанном объекте позволяет рассматривать его в качестве аналога фазового ДОЭ.

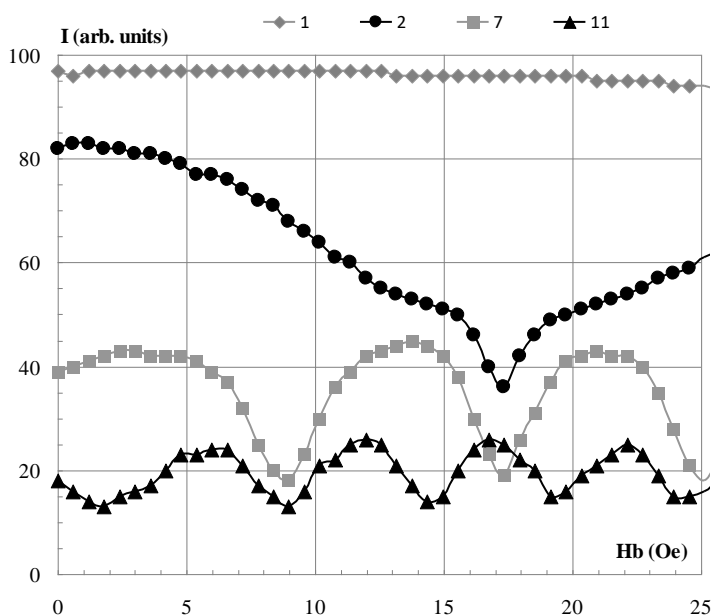


Рис. Полевая зависимость интенсивности дифракционных максимумов для доменной структуры с симметрией C_{mm6}

решетки) при неизменном периоде доменной структуры. Одновременно проведено исследование параметров дифракционных картин с указанного объекта в зависимости от его коэффициента заполнения. На рисунке представлены экспериментальные результаты модуляции интенсивности дифракционных максимумов разных порядков.

Практическое значение в оптике имеют *регулярные* ДОЭ с пространственной функцией пропускания. В магнитных материалах существование регулярной доменной структуры, управляемой магнитным полем, позволяет создавать перестраиваемую фазовую дифракционную решетку. Формирование упорядоченных двумерных решеток доменов [3-5] открывает возможность управления параметрами двумерных фазовых ДОЭ.

В работе осуществлено регулирование размеров магнитных доменов (коэффициента заполнения

1. Дифракционная компьютерная оптика / Под ред. В.С. Соифера.– М.: физматлит, 2007.– 736 с.
2. И. Ф. Гисмятов, Д. И. Семенцов // ФТТ.– 2000.– Т. 42, вып. 6.– С. 1043.
3. E. Ascitto et al. // Phys. Rev. E **72**, 021504 (2005).
4. G.V. Arzamastseva et al. // JETP **107**, 237-244 (2008).
5. M.V. Logunov et al. // IV Euro-Asian Symposium «Trends in Magnetism»: Nanospintronics. Abstracts. – Ekaterinburg, 2010 –169.

ФОТОПОТЕНЦИОМЕТР НА ОСНОВЕ ОПТРОНА

А.С. Петрухин, Б.Н. Денисов

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

Потенциометры широко используются в измерительной технике, в устройствах автоматического контроля, управления и регулирования [1]. Оптоэлектронный бесконтактный потенциометр позволяет исключить подвижный электрический контакт, заменив его фотоэлектрическим, обеспечив идеальную гальваническую развязку. При этом исключаются большинство недостатков электромеханических движковых потенциометров и существенно повышается надежность и срок службы.

В данной работе предлагается конструкция фотопотенциометра. Внутри корпуса от переменного сопротивления располагается фоторезистор, светодиод и перекрывающая световой поток пластина (шторка). Известно, что сопротивление фоторезистора изменяется как $\sqrt{\Phi}$ при линейном возрастании интенсивности светового пучка Φ . Поэтому при вырезании пластины нужно сразу обратить на это внимание, задав необходимую зависимость по формуле:

$$r = a + b \cdot f(\varphi), \quad (1)$$

где a и b – постоянные коэффициенты, a – минимальный радиус, b – изменение радиуса пластинки, численно равное значению при котором произойдет полное перекрытие φ – угол поворота, $f(\varphi)$ – функция описывающая закон изменения радиуса. Все детали крепятся внутри конструкции с помощью пайки. Для обеспечения световой герметичности все щели тщательно закрашиваются. На рис.1 приведена зависимость сопротивления фоторезистора (а) и логарифма сопротивления (б) от угла поворота.

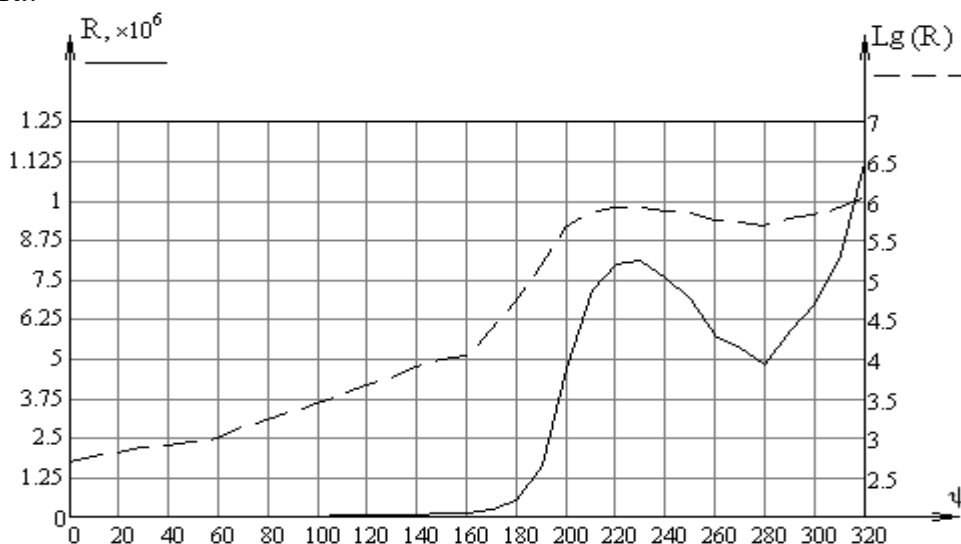


Рис. 1

8. Свечников С.В., Смовж А.К., Каганович Э.Б. Фотопотенциометры и функциональные фоторезисторы. М.: Сов. радио, 1978–184с.

СПОСОБ АМПЛИТУДНОЙ МОДУЛЯЦИИ ЗА СЧЕТ УПРАВЛЕНИЯ КИНЕТИКОЙ ПЕРЕХОДНОГО ПРОЦЕССА RC-ФИЛЬТРА

Я.А. Зазулин, Б.Н. Денисов

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

В радиотехнике широко используются аналоговые способы модуляции. Существующий способ получения амплитудно-модулированного (АМ) сигнала сопровождается появлением значительного числа гармоник [1]. Нами предлагается новый способ получения АМ-сигнала, за счет управления кинетикой переходного процесса в RC-цепи позволяющий исключить гармоники несущего сигнала. Рассмотрим интегрирующую RC-цепь. Пусть по закону передаваемого сообщения изменяется постоянная времени цепи. Дифференциальное уравнение изменения напряжения на конденсатор будет иметь вид:

$$\frac{dU}{dt} = U_0(1 + \cos\omega t) - \beta(a + b\cos\Omega t)U, \quad (1)$$

где ω -частота несущего сигнала, Ω -частота модулирующего сигнала, U_0 – амплитуда несущего сигнала, β - коэффициент пропорциональности. Сигнал на выходе (конденсаторе) представляет собой АМ-колебание. Рис.1

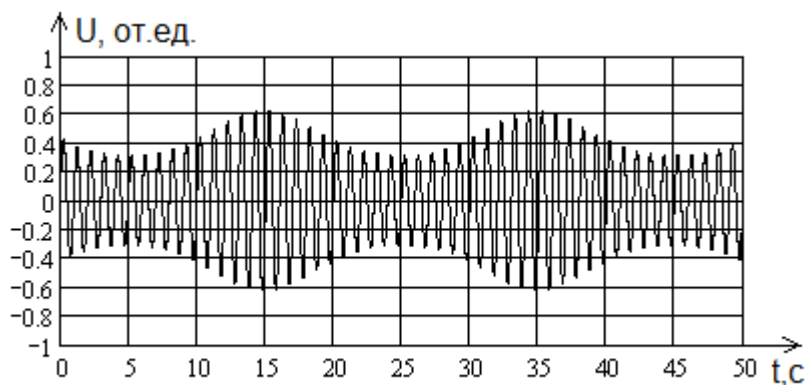


Рис.1 Сигнал на выходе RC-цепи. $\omega = 10\Omega$, $a = 10$, $b = 5$ $U_0 = 1$

Глубина модуляции зависит от амплитуды, частоты модулирующего сигнала и величины коэффициентов a , b . Предлагаемый способ получения АМ-колебания позволяет значительно упростить схему амплитудного модулятора, уменьшить нелинейные искажения модулирующего сигнала. В спектре АМ отсутствуют гармоники высокочастотного сигнала.

9. Баскаков С.И. Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Высш. шк., 2000. – с. 420.
10. Радиопередающие устройства/ Под ред. В.В. Шахгильдяна. – М.: Радио и связь, 1996. – 560 с.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Preda E.	124
Александров Л.Н.	81
Алешкина С.С.	141
Антипов О.Л.	70, 81
Антошкина С.А.	83
Антропова Т.В.	89, 137
Анфимова Т.В.	73
Архангельский А.Н.	150
Асмала Н.А.	51
Астапович М.С.	150, 151
Бажанов А.Г.	58
Балагуров Л.А.	46, 47
Баранов А.В.	156
Бардин В.М.	161, 162
Безбородов С.В.	55
Белоненко М.Б.	111
Бибанина Е.М.	38
Болдырев К.Н.	43, 71
Большакова Е.В.	68
Большиков Ф.А.	70, 83
Борик М.А.	117
Борисов Д.А.	161
Борисова К.В.	53
Брагин А.В.	157, 158
Бреховских М.Н.	74
Бубнов М.М.	141
Булатов Л.И.	149
Бутусова Е.Н.	56
Васильев С.А.	149
Васютин М.А.	39, 40
Великанова Э.Ю.	126
Вельмискин В.В.	152
Витковский О.П.	156
Ворончихина М.Е.	134
Воронько Ю.К.	48, 73, 74, 85
Гаврилов А.В.	76
Гажулина А.П.	66
Галкин А.С.	41
Гапонов Д.А.	141
Герасимов М.В.	164

Глушкин С.В.	147
Горащенко Н.Г.	78, 79, 126, 134
Горбачева А.Н.	106
Горелик В.С.	92
Горин А.М.	159, 160
Горюнов В.А.	37, 38
Григорькин А.А.	25
Гришанова В.А.	28
Грунин А.Б.	29
Губина С.А.	29
Гурьянов А. Н.	141
Гурьянов А.М.	108
Двойрин В.В.	149
Денисов А.Н.	141, 153
Денисов Б.Н.	38, 163, 165, 166
Дианов Е.М.	149, 151, 153
Дмитрук Л.Н.	74, 85
Дорофеев В.В.	138, 151
Дроздова И.А.	137
Дунаевский С.М.	25
Евстифеева В.В.	113
Егорова А.Е.	80
Егорова О.Н.	152
Елисеева С.В.	36
Ерин Д.Ю.	142
Ершков М.Н.	76
Ершов А.А.	67
Ершов А.В.	67
Жариков Е.В.	70, 75, 83, 90
Зазулин Я.А.	166
Захаров Н.Г.	70
Зверев П.Г.	62
Зиновьев А.П.	81
Золотовский И.О.	128
Зюзин А.М.	42, 49, 52, 57, 58, 115
Иванов В.А.	80
Иванов Н.Ю.	69
Калинина Ю.И.	133
Карзанова М.В.	133
Кашайкин П.А.	142

Кашкин Д.С.	164
Климин С.А.	41, 45
Кокорева М.А.	33
Кокурин И.А.	32
Кондратьев Д.В.	127
Конюшин А.В.	135
Косолапов А.Ф.	150, 151
Котков Д.Н.	56
Краев И.А.	138
Крайский А.А.	103
Крайский А.В.	103, 104
Красильников С.В.	79
Кревчик В.Д.	18, 27, 28, 29
Кревчик П.В.	27
Крестина Н.С.	53
Кузнецов Е.В.	73
Кузнецов М.В.	107
Кузьмичев Н.Д.	109
Кулебякин А.В.	117
Кулеманов И.В.	46, 47
Курганова А.Е.	139
Курков А.С.	65, 120, 125
Лабутина М.Л.	77
Лебедев В.М.	108
Лебедев Н.Г.	110, 111, 112
Левченко А.Е.	153
Лис Д.А.	70, 75, 83
Лихачев М.Е.	141
Лобанов А.С.	140
Логинов Н.Н.	164
Логунов М.В.	158, 159, 160, 164
Ломонова Е.Е.	115, 117
Лопатин Ю.Г.	50
Львов П.Е.	53
Ляпкосова О.С.	112
Майоров А.М.	37
Майоров М.И.	37
Малашкевич Г.Е.	88, 105, 106
Малов А.В.	68
Марычев М.О.	66, 69, 77, 80

Машинский В.М.	149
Медведков О.И.	149
Мигранов Н.Г.	127
Милль Б.В.	41
Миронова Т.В.	103
Мишкин В.П.	84
Моисеев А.Н.	138, 151
Моисеева Л.В.	74, 85
Морозов Ю.Г.	107
Мызина В.А.	117
Назарьянц В.О.	151
Нарожный М.В.	45
Никируй Р.И.	106
Нищев К.Н.	82, 115, 142, 144, 146, 147
Новиков А.А.	81
Нохрин А.В.	56, 113
Орлов А.Ф.	47
Орловский Ю.В.	61
Остаточников В.А.	36
Пак А.В.	110
Панкратов М.С.	146
Панькин Н.А.	54, 55, 114
Пархоменко Ю.Н.	46
Пестряков Е.В.	88
Петрова Е.А.	46, 47
Петрова О.Б.	73, 74, 85
Петрухин А.С.	165
Пивкин А.В.	162
Пискунов А.В.	50
Плотниченко В.Г.	150, 151
Позднякова О.Д.	30
Попов А.В.	68, 73, 74, 85
Попов И.А.	135
Попова М.Н.	41, 60, 64
Портнов В.Н.	80
Постников В.А.	103, 104
Прудских Н.С.	31
Прямиков А.Д.	141
Пыntenков А.А.	115
Пыталев Д.С.	44

Пьянзин Д.В.	157, 158
Пятаев М.А.	33, 34
Радайкин В.В.	42, 49, 52
Разумов А.В.	28
Рудин В.А.	27
Руманов Э.Н.	136
Рябочкина П.А.	68, 70, 82, 83
Саврасов К.В.	115
Садовникова Я.Э.	125
Салганский М.Ю.	141
Салкин Д.А.	57
Светухин В.В.	53
Семенов С.Л.	141, 152, 153
Семёнов М.Б.	27
Семенцов Д.И.	36, 128
Семкова Г.И.	88, 105
Сивко А.П.	142
Сигаев В.Н.	88
Сметанин С.Н.	72, 76
Смирнов С.А.	142, 144, 146, 147
Смоланов Н.А.	54, 55, 114
Снопатин Г.Е.	151
Соболь А.А.	48
Соколова Т.Н.	135
Солохин С.А.	76
Сомов Н.В.	77, 80
Спирин А.В.	159, 160
Станиславчук Т.Н.	43
Степанова И.В.	78, 79
Ступин Д.Д.	159, 160
Субботин К.А.	70, 75, 83
Султанов Т.Т.	103, 104
Сурменко Е.Л.	135
Сыромясов Д.О.	163
Сысолятин А.А.	128
Табачкова Н.Ю.	117
Танякин Д.А.	144
Трикшев А.И.	65
Ульянов С.Н.	34
Ушаков С.Н.	82, 83, 115

Федин А.В.	72, 76
Федченко А.А.	109
Феофанов Д.	
Филатов Д.О.	84
Фотиади А.А.	124
Фреик Д.М.	106
Хамидулин А.В.	104
Хвастунов Н.Н.	26
Хотченкова Т.Г.	88, 105
Цветков В.Б.	63, 65, 79, 134
Чалдышкин А.Н.	159
Четвергов С.А.	157
Четвертакова О.Ф.	55
Чигиринский Ю.И.	133
Чилясов А.В.	138, 151
Чувильдеев В.Н.	50, 56, 113
Чугров И.А.	67
Чуйкин В.И.	142
Чукалина Е.П.	41
Чурбанов М.Ф.	151
Шевченко Г.П.	106
Шешунова Е.И.	51
Шорохов А.В.	30, 31
Шукшин В.Е.	48, 73, 74
Шурыгин А.С.	72
Щучкина Н.В.	82
Юдин В.А.	147
Явтушенко М.С.	128
Янькова И.Ю.	78
Яценко Ю.П.	149, 151
Ячменева О.Е.	136