

Министерство образования и науки РФ  
Правительство Республики Мордовия  
Российский фонд фундаментальных исследований  
Мордовский государственный университет имени Н. П. Огарева  
Нижегородский государственный университет  
имени Н. И. Лобачевского  
Институт общей физики РАН  
ОАО "Саранскабель"  
ОАО "Концерн РТИ Системы"

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

СБОРНИК ТРУДОВ  
5-Й ВСЕРОССИЙСКОЙ МОЛОДЕЖНОЙ НАУЧНОЙ ШКОЛЫ,

посвященной 75-летию

Мордовского государственного университета  
им. Н.П. Огарева.

Саранск, 3 – 6 октября 2006 г.

Саранск  
Издательство Мордовского университета  
2006

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. 5-й Всерос. молодежной науч. шк. Саранск, 3– 6 окт. 2006 г. / Редкол.: К. Н. Нищев (отв. ред.) и др. – Саранск: Изд-во Мордов. ун-та, 2006. – 178с.  
ISBN – 5 – 7103 – 0937 – 0

В сборник трудов включены конспекты лекций и тезисы докладов Всероссийской молодежной научной школы "Материалы нано-, микро-, оптоэлектроники и волоконной оптики: физические свойства и применение", посвященных актуальным проблемам современного физического материаловедения. Рецензирование докладов осуществлено Программным комитетом школы.

Школа организована при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта № г- 06-02-26157).

УДК 537.533.3:621.3.049.77

ББК В3

Научное издание

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

**Сборник трудов  
Всероссийской молодежной научной школы**

*Печатается с оригинал-макета авторов*

Подписано в печать 29.09.06. Формат 60 × 84 1/16. Бумага офсетная. Печать офсетная. Гарнитура Таймс. Усл. печ. л. \_\_\_\_\_. Уч.-изд. л. \_\_\_\_\_.  
Тираж 150 экз. Заказ № \_\_\_\_\_.

Издательство Мордовского университета  
Типография Издательства Мордовского университета  
430000, Саранск, ул. Советская, 24

ISBN – 5 – 7103 – 0937 – 0

© Коллектив авторов, 2006

### **Сопредседатели Школы:**

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

**В. В. Осико**, директор Научного центра лазерных материалов и технологий ИОФ РАН им. А.М. Прохорова, академик РАН

### **Организационный комитет:**

**Н. П. Макаркин**, ректор МГУ им. Н. П. Огарева, профессор, председатель

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

**Е.В. Чупрунов**, проректор ННГУ им. Н. И. Лобачевского, профессор

**С.Ф. Боев**, генеральный директор ОАО "Концерн РТИ Системы"

**М. Э. Боксимер**, директор ООО "Сарансккабель - Оптика"

**П.А. Рябочкина**, к.ф.м.н., доцент, ученый секретарь

### **Программный комитет**

**А.Н. Гурьянов** - чл.-корр. РАН, профессор, г. Н.Новгород (председатель)

**С.А. Бабин** - д.ф.-м.н., профессор, г. Новосибирск

**Е.М. Гейфман** - д.т. н., г. Саранск

**В.А. Горюнов** - д.ф.-м.н., профессор, г. Саранск

**А.М. Зюзин** - д.ф.-м.н., профессор, г. Саранск

**В.Д. Кревчик** - д.ф.-м.н., профессор, г. Пенза

**А.Е. Королев** - к.ф.-м.н., г. С-Петербург

**В.А. Маргулис** - д.ф.-м.н., профессор, г. Саранск

**А.С. Курков** - д.ф.-м.н., г. Москва

**Д.Д. Ступин** - к.т.н., г. Москва

**С. Н. Ушаков** - к.ф.-м.н., г. Москва

**Н.Е. Фомин** - к.ф.-м.н., профессор, г. Саранск

**Е.В. Чупрунов** - д.ф.-м.н., профессор, г. Н. Новгород

### **Локальный комитет**

**А.В. Голубьев** - председатель

**Ф.А. Большиков**

**О.А. Вельмискина**

**Л.А. Куликов**

**О.П. Лазарева**

**А.В. Малов**

**Н.В. Моисеев**

**Ж.Д. Мягкова**-секретарь

**Н.А. Панькин**

**Е.П. Трямкина**

**В.А. Юдин**

**Н. В. Янцен**

*Школа организована при финансовой поддержке: Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта № 2-06-02-26157), Правительства Республики Мордовия, ОАО "Сарансккабель".*

## СОДЕРЖАНИЕ

<b>ЭЛЕКТРОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В НАНОСТРУКТУРАХ И НАНОТЕХНОЛОГИИ</b>	<b>С. 13</b>
<b>Лекции</b>	
НЕКОТОРЫЕ ЗАДАЧИ СПИНТРОНИКИ В ФИЗИКЕ НАНОСТРУКТУР <b>Д.В. Хомицкий</b> <i>Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского</i>	14
<b>Доклады</b>	
ФОРМИРОВАНИЕ ДОМЕНОВ В СВЕРХРЕШЕТКЕ <b>Н.Н.Хвастунов, А.В.Шорохов</b> <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i>	17
ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КОНФИГУРАЦИИ МОЛЕКУЛЯРНОГО ИОНА $D_3^-$ НА СПЕКТР ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ КВАЗИНУЛЬМЕРНЫХ СТРУКТУР <b>В.Д. Кревчик, А.В. Разумов</b> <i>Пензенский государственный университет, г. Пенза</i>	18
ЭФФЕКТ ПЕРЕДИСЛОКАЦИИ ЭЛЕКТРОННОЙ ВОЛНОВОЙ ФУНКЦИИ В $D_2^-$ СИСТЕМЕ В КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ <b>Кревчик В.Д., Разумов А.В., Туманова Л.Н., Прошкин В.А., Иванов А.М.</b> <i>Пензенский государственный университет, г. Пенза</i>	19
ВЛИЯНИЕ СЛАБОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА СВЯЗАННЫЕ СОСТОЯНИЯ В СИСТЕМЕ «КВАНТОВАЯ ТОЧКА - $D_2^{(-)}$ - ЦЕНТР» <b>В.Д. Кревчик, А.В. Разумов</b> <i>Пензенский государственный университет, г. Пенза</i>	20
ЭЛЕКТРОННЫЙ СПЕКТР СПИРАЛЬНОГО ТОРА <b>Григорькин А.А., Дунаевский С.М.</b> <i>ПИЯФ им. Б.П. Константинова, г. С-Петербург</i>	21
О ВЛИЯНИИ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ КОВАЛЕНТНЫХ СВЯЗЕЙ НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ПЕРИОДИЧЕСКОГО МАССИВА НАНОТРУБОК <b>Е.Н. Гришанов, В.В. Демидов</b> <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i>	22
ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КВАНТОВОМ КАНАЛЕ С УЧАСТИЕМ ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНОВ <b>Карпунин В.В, Маргулис В.</b> <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i>	23
ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ В МЕДИЦИНЕ НИТЕВИДНЫХ КРЕМНИЕВЫХ НАНОСЕНСОРОВ <b>С.А. Ермаков, А.П. Ермаков</b> <i>Воронежский технический университет, г. Воронеж</i>	24

ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ РАЗРАБОТКИ ТЕХНОЛОГИИ ПОЛУЧЕНИЯ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ НИТЕВИДНЫХ КРЕМНИЕВЫХ НАНОСЕНСОРОВ <b>С.А. Ермаков, А.П. Ермаков</b> <i>Воронежский технический университет, г. Воронеж</i>	25
НАНОСЕНСОР НА ОСНОВЕ НИТЕВИДНОГО КРИСТАЛЛА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ И СКОРОСТИ ПОТОКА ГАЗА <b>С.А. Ермаков, А.П. Ермаков</b> <i>Воронежский технический университет, г. Воронеж</i>	26
КОНДАКТАНС НАНОЦИЛИНДРА С ТОЧЕЧНЫМ ВОЗМУЩЕНИЕМ <b>Кокорева М.А., Пятаев М.А.</b> <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i>	27
ОБОБЩЕННЫЙ БЛОХОВСКИЙ ОСЦИЛЛЯТОР <b>Шорохов А.В., К.Н. Алексеев</b> <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск</i>	28
ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ ЧЕРЕЗ СКРЕЩЕННЫЕ НАНОЦИЛИНДРЫ С ТОЧЕЧНЫМ КОНТАКТОМ <b>Пятаев М.А.</b> <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск</i>	29
ФЕРРОМАГНЕТИЗМ В НАНОРАЗМЕРНЫХ СЛОЯХ ГЕРМАНИЯ И КРЕМНИЯ, ПЕРЕСЫЩЕННЫХ ПРИМЕСЬЮ МАРГАНЦА <b>Д. М. Дружнов, Е. С. Демидов, Ю. А. Данилов, В. В. Подольский</b> <i>ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	30
ГИБРИДНО-ПРИМЕСНЫЙ РЕЗОНАНС В КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ <b>Шорохов А.В., Маргулис В.А.</b> <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i>	31
ОПТИМИЗАЦИЯ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ СВОЙСТВ НАНОСТРУКТУР, ПОЛУЧЕННЫХ ПУТЕМ ИОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ КРЕМНИЯ <b>Менделева Ю.А., Киселева Е.В., Тетельбаум Д.И.</b> <i>ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	32
ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ В РАЗМЕРНО-КВАНТОВАННЫХ СИСТЕМАХ С УЧЕТОМ РАССЕЯНИЯ НОСИТЕЛЕЙ НА ПОВЕРХНОСТИ (СЛУЧАЙ - ОБРАЗНОЙ ФЛУКТУАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ) <b>С.А. Карапетян, А.В. Бурлачук.</b> <i>Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко</i>	33
КОНДЕНСАЦИЯ НАНОЧАСТИЦ МЕДИ ИЗ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ <b>С. В. Костерин, С. Л. Гафнер, Ю. Я. Гафнер</b> <i>Хакасский государственный университет имени Н.Ф. Катанова, г. Абакан</i>	34
ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРНЫХ МОДИФИКАЦИЙ НАНОКЛАСТЕРОВ НИКЕЛЯ, ФОРМИРУЮЩИХСЯ ИЗ ЖИДКОЙ ФАЗЫ <b>Л.В. Редель, Ю. Я. Гафнер, С. Л. Гафнер</b> <i>Хакасский государственный университет имени Н.Ф. Катанова, г. Абакан</i>	35
ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ НАНОКЛАСТЕРОВ МЕДИ ПРИ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ <b>С. В. Костерин, С. Л. Гафнер, Ю. Я. Гафнер</b> <i>Хакасский государственный университет имени Н.Ф. Катанова, г. Абакан</i>	36
ОСОБЕННОСТИ МД МОДЕЛИРОВАНИЯ КЛАСТЕРА NI В РАМКАХ КАНОНИЧЕСКОГО И МИКРОКАНОНИЧЕСКОГО АНСАМБЛЕЙ <b>Л.В. Редель, Ю. Я. Гафнер, С. Л. Гафнер</b> <i>Хакасский государственный университет имени Н.Ф. Катанова, г. Абакан</i>	37
ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСНОГО РАССЕЯНИЯ НА АКУСТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК В КВАНТОВЫХ ПРОВОЛОКАХ <b>И.А. Кокурин, В.А. Маргулис</b> <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i>	38
РОСТ САМОФОРМИРУЮЩИХСЯ НАНОКЛАСТЕРОВ GESI/SI МЕТОДОМ СУБЛИМАЦИОННОЙ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ В СРЕДЕ ГЕРМАНИЯ <b>Филатов Д.О., Исаков М.А., Круглова М.В.</b> <i>ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	39
ВЛИЯНИЕ СПИН-ОРБИТАЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ЭФФЕКТ ФОТОННОГО УВЛЕЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ФОТОИОНИЗАЦИИ ВОДОРОДОПОДОБНЫХ ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРОВ В КВАНТОВОЙ ПРОВОЛОКЕ <b>Кревчик В.Д., Киндаев А.А.</b> <i>Пензенский государственный университет</i>	40

# МАТЕРИАЛЫ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ

41

## Лекции

- АМОΡФНЫЙ КАРБИД КРЕМНИЯ: СПОСОБЫ ПОЛУЧЕНИЯ, СВОЙСТВА, ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ 42  
**С.В. Ивенин**  
*Мордовский гос. университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск*
- РАЗРАБОТКА ТЕХНОЛОГИИ ВЫРАЩИВАНИЯ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КАРБИДА КРЕМНИЯ 44  
**Е.М. Гейфман, В.В. Чибиркин, Н.А. Гарцев, Н.М. Давыдова**  
*ОАО "Электровыпрямитель", г. Саранск*
- О ПРИМЕНЕНИИ ПРИНЦИПА КЮРИ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ 49  
НЕОДНОРОДНО НАГРЕТЫХ КРИСТАЛЛОВ  
**М.О. Марычев**  
*ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород*
- ТЕРМОИНДУЦИРОВАННОЕ УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ РЕНТГЕНОВСКИХ ДИФРАКЦИОННЫХ 55  
МАКСИМУМОВ КРИСТАЛЛОВ  
**Трушин В.Н., Фаддеев М.А.**  
*Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Н. Новгород*
- НЕЛИНЕЙНАЯ ПРЕЦЕССИОННАЯ ДИНАМИКА НАМАГНИЧЕННОСТИ В ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ 57  
МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ  
**Семенцов Д.И. Шутый А.М.**  
*Ульяновский ГУ, г. Ульяновск*

## Доклады

- ОКСИДЫ НА ОСНОВЕ ЩЗМ И РЗЭ ДЛЯ СВЕТОТЕХНИКИ И ЭЛЕКТРОНИКИ: СИНТЕЗ И 65  
ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ  
**Т. М. Зорина, К.Н. Нищев**  
*Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск*
- ВЛИЯНИЕ ТОЛЩИНЫ СЛОЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ НА ПРОСТРАНСТВЕННУЮ ДИСПЕРСИЮ 67  
СПИНОВЫХ ВОЛН В ДВУХСЛОЙНЫХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ  
**А. М. Зюзин, С.Н. Сабеев, В.В. Радайкин**  
*Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск*
- ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЁНОК ТИТАНА, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ КИБ 68  
**Н.А. Панькин, Н.А. Смоланов**  
*Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск*
- ВЛИЯНИЕ ПОЛЯ АНИЗОТРОПИИ СЛОЯ ЗАКРЕПЛЕНИЯ НА СПЕКТРЫ СВР 69  
**А. М. Зюзин, С.Н. Сабеев, М.А. Бакулин**  
*Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск*
- СТРУКТУРНОЕ СОВЕРШЕНСТВО И МОРФОЛОГИЯ ПОВЕРХНОСТИ СЛОЕВ КРЕМНИЯ НА 70  
САПФИРЕ, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ  
**Денисов С.А., Чалков В.Ю., Шенгуров В.Г**  
*ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород*
- О ДОПОЛНИТЕЛЬНОМ МАКСИМУМЕ НА РЕНТГЕНОГРАММАХ 71  
**Кириндясов Е.М., Кяшкин В.М.**  
*Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск*
- ОСОБЕННОСТИ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ СПЕКТРОВ СВР В ДВУХСЛОЙНЫХ 72  
МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ  
**А. М. Зюзин, А.Г. Бажанов, М.А. Бакулин, В.В. Радайкин, С.Н. Сабеев**  
*Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск*
- МЕХАНИЗМ ЗАКРЕПЛЕНИЯ СПИНОВ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ СВР В ДВУХСЛОЙНЫХ ПЛЕНКАХ С 73  
ОРТОРОМБИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ  
**А. М. Зюзин, М.А. Бакулин, В.В. Радайкин**  
*Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск*
- ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СТРУКТУРЫ SI-VO<sub>2</sub>-ME 74  
**Мануилов С. А., Величко А. А., Путролайнен В. В., Черемисин А. Б.**  
*Петрозаводский государственный университет, г. Петрозаводск*

О ЗАПРЕЩЕННЫХ ПОЗИЦИЯХ ФЕДОРОВСКИХ ГРУПП СИММЕТРИИ <b>Сомов Н. В., Чупрунов Е. В.</b> <i>ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	75
ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ПРОЦЕССЫ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ПЛЕНОК ГРАНАТОВ НАНОМЕТРОВЫХ ТОЛЩИН <b>Герасимов М.В., Логунов М.В., Малышев П.М., Моисеев Н.В.</b> <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i>	76
ИЗУЧЕНИЕ ДЕФЕКТНОЙ СТРУКТУРЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВ МЕТОДОМ ДИСЛОКАЦИОННОГО АНГАРМОНИЗМА <b>Скворцов А.А., Гальчин С.Н.</b> <i>Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск</i>	77
О ВЛИЯНИИ ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПОДВИЖНОСТЬ ДИСЛОКАЦИЙ В МОНОКРИСТАЛЛАХ КРЕМНИЯ <b>Скворцов А.А., Белов Д.И.</b> <i>Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск</i>	78
ВЛИЯНИЕ НЕБОЛЬШИХ ДОБАВОК ЛЕГИРУЮЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ТЕМПЕРАТУРУ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ МЕТАЛЛОВ <b>Щавлева А.В.</b> <i>ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	79
КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИСПАРЕНИЯ МЕТАЛЛОВ В НАНОМЕТРОВЫХ ОБЪЕМАХ <b>Мордюк В.С., Тихонова Н.П., Иванов О.Ю., Зинченко Е.Ю.</b> <i>Мордовский государственный университет, г. Саранск</i>	80
О ВОЗМОЖНЫХ МЕХАНИЗМАХ ОБРАЗОВАНИЯ ЗОНАРНОЙ МИКРОПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ КРИСТАЛЛОВ <b>Гуськов С. С., Фаддеев М. А.</b> <i>ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	81
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФАКТОРА ДЕБАЯ-ВАЛЛЕРА ДЛЯ МОНОКРИСТАЛЛА ДИГИДРОФОСФАТА КАЛИЯ В УСЛОВИЯХ ДИНАМИЧЕСКОЙ ДИФРАКЦИИ <b>Марков А.В., Фаддеев М.А.</b> <i>ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	82
МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОЙ ДИФРАКЦИИ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ В КРИСТАЛЛАХ С ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИЕЙ <b>Мацкевич Я.М., Фаддеев М.А.</b> <i>ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	83
ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОВОГО РАСШИРЕНИЯ РЕНТГЕНДИФРАКЦИОННЫМ МЕТОДОМ <b>О. П. Смелова, В.Н.Трушин, М. А. Фаддеев</b> <i>Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород</i>	84
ПРЕЦИЗИОННЫЙ МЕТОД ВЫЧИСЛЕНИЯ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОРИЕНТАЦИЙ ПО МНОЖЕСТВУ НЕПОЛНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО ОПРЕДЕЛЁННЫХ ПОЛЮСНЫХ ФИГУР <b>Ершов А.А.</b> <i>ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	85
ДЕФЕКТНЫЕ ЦЕНТРЫ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ДИОКСИДА ГЕРМАНИЯ, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ МАГНЕТРОННОГО ВЧ РАСПЫЛЕНИЯ <b>О.Н. Горшков, И.Н. Антонов, А.Н. Михайлов, В.А. Камин, А.П. Касаткин</b> <i>ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	86
ДИНАМИКА ДОМЕННОЙ СТЕНКИ В ДВУХСЛОЙНОЙ ПЛЕНКЕ МАГНИТООДНООСНОЙ ПЛЕНКЕ <b>А.А. Мастин</b> <i>Мордовский гос. Университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i>	87
ЭФФЕКТЫ САМООРГАНИЗАЦИИ НА РАННИХ СТАДИЯХ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ГЕТЕРОЭПИТАКСИИ КРЕМНИЯ НА САПФИРЕ <b>Коротков Е.В., Павлов Д.А., Шиляев П.А., Шенгуров В.Г.</b> <i>ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	88
ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА КОРРОЗИОННОГО РАСТРЕСКИВАНИЯ ПОД НАПРЯЖЕНИЕМ НИЗКОУГЛЕРОДИСТЫХ ТРУБНЫХ СТАЛЕЙ <b>Михайлов А.С., Нохрин А.В.</b> <i>ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	89

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТАБИЛЬНОСТИ СТРУКТУРЫ МИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ХРОМОВОЙ БРОНЗЫ <b>Мелехин Н.В.</b> <i>ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	<u>90</u>
ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНО-СКОРОСТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ РАЗРУШЕНИИ ТРУБНЫХ СТАЛЕЙ <b>Н.Н. Вирясова, В.Н. Чувильдиев</b> <i>ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Н.Новгород</i>	<u>91</u>
ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ЭЛЕКТРОИСКРОВОЙ ОБРАБОТКИ ДЛЯ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ЗОЛОТНИКА НАСОСА ГИДРОРАСПРЕДЕЛИТЕЛЯ <b>Окин М.А., Батин В.В., Лискина Т.А.</b> <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i>	<u>92</u>
МИКРОХРУПКОСТЬ КРЕМНИЯ И ЕЕ ЗАВИСИМОСТЬ ОТ СКОРОСТИ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ДЕФОРМАЦИИ <b>Тюрин А.И., Поверинова Г.В.</b> <i>Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина.</i>	<u>93</u>
ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРА ЗЕРНА НА ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРНОЙ СВЕРХПЛАСТИЧНОСТИ МИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ <b>Щавлева А.В., Чувильдиев В.Н.</b> <i>ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	<u>94</u>
ВЛИЯНИЕ ПОЛОС ПЕРЛИТА НА ПРОЧНОСТЬ ФЕРРИТО-ПЕРЛИТНЫХ СТАЛЕЙ <b>Порошков А.В.</b> <i>ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	<u>95</u>
ИССЛЕДОВАНИЕ НОВЫХ ЛИТЫХ И МИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ AL-SI СПЛАВОВ МЕТОДОМ МИКРОТВЕРДОСТИ <b>Шотин С.В.</b> <i>ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	<u>96</u>
ИССЛЕДОВАНИЕ СКОРОСТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ САМОДИФФУЗИИ <b>Тюрин А.И., Юнак М.А.</b> <i>Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина</i>	<u>97</u>
ВЛИЯНИЕ ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ НА СТРУКТУРУ СПЛАВА Ni <sub>49,9</sub> Ti <sub>50,1</sub> <b>М.С. Журин, С.А. Журин, Н.А. Смоленов</b> <i>Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарева</i>	<u>98</u>

## МАТЕРИАЛЫ ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ И ЛАЗЕРНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

99

### Лекции

МЕХАНИЗМЫ ИЗМЕНЕНИЙ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ЛАЗЕРНЫХ КРИСТАЛЛОВ И СТЕКОЛ ПРИ ИНТЕНСИВНОЙ НАКАЧКЕ <b>О.Л. Антипов</b> <i>ИПФ РАН, г. Н.Новгород</i>	<u>100</u>
СПЕКТРОСКОПИЯ И ИНДУЦИРОВАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ РАЗУПОРЯДОЧЕННЫХ КРИСТАЛЛОВ, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ Tm <sup>3+</sup> <b>Ю.К. Воронько<sup>1</sup>, В.В. Осико<sup>1</sup>, А.А. Соболев<sup>1</sup>, С.Н. Ушаков<sup>1</sup>, А.В. Шестаков<sup>2</sup>, А.В. Попов<sup>1</sup></b> <i>1 НЦЛМ и Т при ИОФ РАН им. А.М. Прохорова, г. Москва</i> <i>2 НПЦ "ЭЛС-94", г. Москва</i>	<u>101</u>
МНОГОФОНОННАЯ РЕЛАКСАЦИЯ В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ЛАЗЕРНЫХ МАТРИЦАХ С РЗ ИОНАМИ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ В ОБЛАСТИ СРЕДНЕГО ИК-ДИАПАЗОНА <b>Ю.В. Орловский, Т.Т.Басиев, К.К. Пухов, В.В. Осико</b> <i>НЦ ЛМТ ИОФАН, Москва</i>	<u>110</u>
РЕЛАКСАЦИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ ВКР-АКТИВНЫХ МОД В ШЕЕЛИТОВЫХ КРИСТАЛЛАХ МОЛИБДАТОВ И ВОЛЬФРОМАТОВ <b>Зверев П.Г.</b> <i>ИОФ им. Прохорова РАН, г. Москва</i>	<u>113</u>



## Доклады

- ВЛИЯНИЕ МОДИФИКАЦИИ ПОКРОВНОГО СЛОЯ НА ФОТОЭЛЕКТРОННЫЕ СПЕКТРЫ КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ ДИОДНЫХ СТРУКТУР  $\text{IN}(\text{GA})\text{AS}/\text{GAAS}$  114  
**Л.А. Истомин, П.Б. Демина, И.А. Карпович**  
*ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород*
- СПЕКТРЫ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЙЯНИЯ СВЕТА И СТРОЕНИЕ КРЕМНИЙ-КИСЛОРОДНЫХ КОМПЛЕКСОВ В  $\text{MG}_2\text{SIO}_4$  В КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ, РАСПЛАВЛЕННОМ И СТЕКЛООБРАЗНОМ СОСТОЯНИЯХ 115  
**Воронько Ю.К., Соболев А.А., Шукшин В.Е.**  
*ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва*
- ПАРАМЕТРЫ ИНТЕНСИВНОСТИ ДЛЯ ИОНОВ ND В КРИСТАЛЛАХ КАЛЬЦИЙ-НИОБИЙ-ГАЛЛИЕВОГО ГРАНАТА 116  
**И. А. Белова<sup>1</sup>, Ю.К. Воронько<sup>2</sup>, П.А. Рябочкина<sup>1</sup>, А.А. Соболев<sup>2</sup>, С.Н. Ушаков<sup>2</sup>**  
*1- Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск*  
*2- ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва*
- ВЛИЯНИЕ Г-ОБЛУЧЕНИЯ НА СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ GERMANOSILLENITA, СОДЕРЖАЩИХ  $\text{CR}^{3+}$  И  $\text{FE}^{3+}$  117  
**Н.Г. Горащенко, И.В. Степанова**  
*РХТУ им. Д.И. Менделеева, г. Москва*
- ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В КРИСТАЛЛАХ  $\text{CdF}_2$  И  $\text{CdF}_2:\text{Ag}^+$ , СОДЕРЖАЩИХ ИЗБЫТОЧНЫ ИОНЫ ФТОРА 118  
**<sup>1</sup>А.Г. Варламов, <sup>2</sup>Г.А. Новиков, <sup>1</sup>В.А. Уланов**  
*<sup>1</sup>Казанский государственный энергетический университет, г. Казань*  
*<sup>2</sup>Казанский физико-технический институт КазНЦ РАН, г. Казань*
- МНОГОФУНКЦИОНАЛЬНЫЙ ДИОД НА ОСНОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ С НЕЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ 119  
**Денисов Б.Н.**  
*Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск*
- ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНОГО СОСТАВА ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДВУХЧАСТОТНЫХ ЛАЗЕРОВ МЕТОДОМ СПЕКТРАЛЬНО РАЗРЕШЕННОЙ БЛИЖНЕПОЛЬНОЙ СКАНИРУЮЩЕЙ ОПТИЧЕСКОЙ МИКРОСКОПИИ 120  
**Д.О. Филатов, Г.А. Максимов, В.П. Мишкин, В.В. Левичев, С.М. Некоркин\***  
*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород*
- АВТОМАТИЗАЦИЯ УСТАНОВКИ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ СПЕКТРОВ ПОГЛОЩЕНИЯ И ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В ОБЛАСТИ ДЛИН ВОЛН 0.2-2МКМ 121  
**Большиков Ф.А.<sup>1</sup>, Малов А.В.<sup>1</sup>, Попов А.В.<sup>2</sup>, Рябочкина П.А.<sup>1</sup>, Ушаков С.Н.<sup>2</sup>**  
*1-Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск,*  
*2- ИОФ им. А.М. Прохорова РАН*
- ПОЛУЧЕНИЕ УЛЬТРАДИСПЕРСНЫХ ПРЕКУРСОРОВ ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ПРОЗРАЧНОЙ  $\text{Y}_2\text{O}_3$  КЕРАМИКИ 122  
**Усламина М.А., Жариков Е.В., Тельнова Г.Б.**  
*РХТУ им. Д.И. Менделеева, г. Москва*
- ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА РАСПЫЛЕНИЯ МАТЕРИАЛА ЭЛЕКТРОДОВ ПРИ ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ ТОКА 123  
**Горюнов В.А., Майоров А.М., Майоров М.И., Родченкова В.В.**  
*Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск*  
*РГУ "МАТИ" им. Циолковского, г. Москва*
- РОСТ И СПЕКТРАЛЬНО-ГЕНЕРАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ  $\text{TM:NAGD}(\text{WO}_4)_2$  124  
**Д.А.Лис, К.А.Субботин, Е.В. Жариков, А.В. Попов, С.Н. Ушаков**  
*Институт общей физики Российской академии наук, г. Москва*
- ВЛИЯНИЕ  $\gamma$ -ОБЛУЧЕНИЯ НА СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ GERMANOSILLENITA, СОДЕРЖАЩИХ  $\text{CR}^{3+}$  И  $\text{FE}^{3+}$  125  
**Н.Г. Горащенко, И.В. Степанова**  
*Российский химико-технологический университет им.Д.И.Менделеева, Москва*
- МОДИФИКАЦИЯ ГАУССОВЫХ ПУЧКОВ И ИМПУЛЬСОВ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ОТ УСИЛИВАЮЩЕЙ ПЛЕНКИ 126  
**Наседкина Ю.Ф., Семенцов Д.И.**  
*Ульяновский госуниверситет*

ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛЕНOK PDLC НА ОСНОВЕ АКРИЛОВЫХ МОНОМЕРОВ <b>Коробков А.В., Машин А.И., Булгакова С.А., Казанцева И.А., Каштанов Д.Е., Джонс М.М., Нежданов А.В.</b> <i>Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород</i>	<u>127</u>
ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ БАРИЙ-БОРАТНЫХ СТЕКОЛ <b>О. Б. Петрова<sup>1</sup>, Л. Н. Дмитрук<sup>2</sup>, В. Е. Шукшин<sup>2</sup></b> <i>1-Российский химико-технологический университет имени Д.И. Менделеева, Москва</i> <i>2-Институт Общей физики имени А.М. Прохорова РАН, Москва</i>	<u>128</u>
ГЕНЕРАЦИЯ Nd <sup>3+</sup> В КРИСТАЛЛЕ С РАЗУПОРЯДОЧЕННОЙ структурой NaLa(MoO <sub>4</sub> ) <sub>2</sub> НА ДЛИНАХ ВОЛН λ=1059НМ И 1065 НМ С ПРОДОЛЬНОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ <b>Е.В. Жариков<sup>1,2)</sup>, Д.А. Лис<sup>2)</sup>, В.А. Романюк<sup>3)</sup>, К.А. Субботин<sup>2)</sup>, С.Н. Ушаков<sup>2)</sup>, М.Н. Хромов<sup>2)</sup>, А.В. Шестаков<sup>3)</sup></b> <i>Российский химико-технологический университет им. Д.И.Менделеева<sup>1)</sup>; Институт общей физики им А.М.Прохорова РАН, г. Москва<sup>2)</sup>; ООО НПЦ «ЭЛС-94», г. Москва<sup>3)</sup></i>	<u>129</u>
КООРДИНАТНО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ ФОТОПРИЕМНИКИ НА ОСНОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СЛОЕВ nCdTe:In <b>Сенокосов Э. А., Сорочан В. В.</b> <i>Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко</i>	<u>130</u>
ОСОБЕННОСТИ НЕЛИНЕЙНОГО ПРОПУСКАНИЯ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАСТИНКОЙ ПОЛУПРОВОДНИКА В УСЛОВИЯХ ДВУХФОТОННОГО ОДНОИМПУЛЬСНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ БИЭКСИТОНОВ <b>Гончар И.В.</b> <i>Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко</i>	<u>131</u>
ВЫРАЩИВАНИЕ КРИСТАЛЛОВ ЧАСТИЧНО СТАБИЛИЗИРОВАННОГО ДИОКСИДА ЦИРКОНИЯ ИЗ РАСПЛАВА И ИССЛЕДОВАНИЕ ИХ СВОЙСТВ <b>М.А.Борик, М.А.Вишнякова, А.В.Кулебякин, Е.Е.Ломонова, В.В.Осико, В.А.Панов</b> <i>ИОФ им. А.М. Прохорова, г. Москва</i>	<u>132</u>
СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ СТЕКОЛ В СИСТЕМЕ Ag-Cs-X (X=Cl, Br,I), ЛЕГИРОВАННЫХ Er <sup>3</sup> <b>Галаган Б.И., Дмитрук Л.Н., Моисеева Л.В., Осико В.В.</b> <i>ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва</i>	<u>133</u>
СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ЭЛЕКТРОННЫХ И ТЕПЛОВЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ В ЛАЗЕРНЫХ КРИСТАЛЛАХ И СТЕКЛАХ, ДОПИРОВАННЫХ ИОНАМИ Yb <b>К.А. Федорова, О.Л. Антипов</b> <i>ИПФ РАН, ВШОПФ</i>	<u>134</u>
ИЗУЧЕНИЕ МЕХАНИЗМОВ ПЕРЕНОСА ТОКА И ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В ПОРИСТОМ КРЕМНИИ С ПРИМЕСЯМИ ПЕРЕХОДНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ <b>Рассолова И.С., Демидов Е.С.</b> <i>Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского</i>	<u>135</u>
СИНТЕЗ И СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ aLa(MoO <sub>4</sub> ) <sub>2</sub> :Tm <sup>3+</sup> <b>Воронько Ю.К.<sup>1)</sup>, Жариков Е.В.<sup>2, 1)</sup>, Субботин К.А.<sup>1)</sup>, Лис Д.А.<sup>1)</sup>, Попов А.В.<sup>1)</sup>, Соболев А.А.<sup>1)</sup>, Ушаков С.Н.<sup>1)</sup>, Хромов М.Н.<sup>1)</sup>, Папин Ю.М.<sup>1)</sup></b> <i>1.- Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, г. Москва</i> <i>2.- Российский химико-технологический университет им. Д.И.Менделеева, г. Москва</i>	<u>136</u>

137

## ВОЛОКОННАЯ ОПТИКА

### Лекции

МИРОВЫЕ ТЕНДЕНЦИИ РАЗВИТИЯ ОПТИЧЕСКИХ КАБЕЛЕЙ. СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ <b>А.С.Воронцов, Ю.Т. Ларин, Г.И. Мещанов</b> <i>ОАО "Всероссийский научно-исследовательский, проектно-конструкторский и технологический институт кабельной промышленности", г. Москва</i>	<u>138</u>
ЭЛЕКТРОННЫЕ МЕТОДЫ КОМПЕНСАЦИИ ДИСПЕРСИИ В ОПТИЧЕСКИХ ЛИНИЯХ СВЯЗИ <b>О.Е. Наний, М.А. Величко</b> <i>МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва</i>	<u>139</u>

### Доклады

УМЕНЬШЕНИЕ ИЗГИБНЫХ ПОТЕРЬ В МНОГОМОДОВЫХ ПОЛИМЕРНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ ПЕРЕМЕННОЙ КРИВИЗНЫ <b>Павлова Е.Г.</b> <i>МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва</i>	<u>145</u>
---	------------

<p>ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЙ ВОЛОКОННЫЙ ЭРБИЕВЫЙ ЛАЗЕР ДЛЯ СЕНСОРНЫХ ПРИМЕНЕНИЙ  <b>С.А. Бабин, А. Е. Исмагулов, С.И. Каблуков, Д.В. Чуркин, И.С. Шелемба</b>  <i>Новосибирский Государственный Университет, г. Новосибирск</i></p>	146
<p>ИДЕАЛЬНОЕ УСИЛЕНИЕ СОЛИТОНОВ  <b>Адамова М.С., Золотовский И.О., Семенцов Д.И.</b>  <i>Ульяновский госуниверситет, г. Ульяновск</i></p>	147
<p>ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НОВОГО ФОРМАТА МОДУЛЯЦИИ, ОБЪЕДИНЯЮЩЕГО В СЕБЕ  МНОГОУРОВНЕВОЕ АМПЛИТУДНОЕ КОДИРОВАНИЕ И АДИАБАТИЧЕСКИЙ ЧИРП  <b>Величко М.А.</b>  <i>МГУ им.М. В.Ломоносова, г. Москва</i></p>	148
<p>МЕХАНИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫХ СВЕТОВОДОВ  <b>А.Ф. Косолапов, С.Л. Семенов</b>  <i>Научный центр волоконной оптики РАН, г. Москва</i></p>	149
<p>ВЛИЯНИЕ НАГРЕВА НА ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ИТТЕРБИЕВОГО  ВОЛОКОННОГО ЛАЗЕРА С ДВОЙНОЙ ОБОЛОЧКОЙ  <b>Вэнь С.Я., Воронин В.Г., Ван Гэ</b>  <i>МГУ им.М. В.Ломоносова, г. Москва</i></p>	150
<p>МЕХАНИЗМ САМОПРОИЗВОЛЬНОГО ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ В ИТТЕРБИЕВОМ  ВОЛОКОННОМ ЛАЗЕРЕ  <b>Вэнь С.Я., Наний О.Е., Воронин В.Г.</b>  <i>МГУ им. М. В.Ломоносова, г. Москва</i></p>	151
<p>ВЫРАЩИВАНИЕ ОДНОРОДНЫХ ПО СОСТАВУ И СВОЙСТВАМ КРИСТАЛЛОВ НА ОСНОВЕ  ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ ГАЛОГЕНИДОВ СЕРЕБРА  <b>Л.В. Жукова, Н.В. Примеров, Н.К. Булатов, А.С. Корсаков</b>  <i>Уральский государственный технический университет – УПИ, г. Екатеринбург</i></p>	152

## РАДИОТЕХНИЧЕСКИЕ И ИНФОРМАЦИОННЫЕ СИСТЕМЫ 153

### Лекции

<p>ВОЗМОЖНОСТЬ ПОВЫШЕНИЯ ПРОПУСКНОЙ СПОСОБНОСТИ РЛС НА ОСНОВЕ  ОПТИМИЗАЦИИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК  <b>Д.Д. Ступин</b>  ОАО "Концерн РТИ Системы", г. Москва</p>	154
---	-----

### Доклады

<p>НОВАЯ ИМС ИСТОКОВОГО ПОВТОРИТЕЛЯ ДЛЯ МАЛОГАБАРИТНЫХ ЭЛЕКТРЕТНЫХ  МИКРОФОНОВ  <b>С.В. Никитанов, В.П. Падеров</b>  <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i></p>	155
<p>РАДИОТЕХНИЧЕСКИЕ ЗАДАЧИ ПРОЕКТИРОВАНИЯ ИНВЕРТОРНЫХ СВАРОЧНЫХ АППАРАТОВ  <b>Д.А. Борисов, В.М. Бардин</b>  <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i></p>	156
<p>ПРИМЕНЕНИЕ СРЕДСТВ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ И АВТОМАТИЗИРОВАННОГО  ПРОЕКТИРОВАНИЯ ДЛЯ РАЗРАБОТКИ ЭПРА  <b>Д.В.Пьянзин, О.П. Витковский</b>  <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i></p>	157
<p>ПЕРЕМНОЖИТЕЛЬ РАДИОСИГНАЛОВ НА ОСНОВЕ ОПЕРАЦИОННОГО УСИЛИТЕЛЯ  <b>Денисов Б.Н., Кучаев Н.А</b>  <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i></p>	159
<p>ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВОЙСТВ ЗОНДИРУЕМОГО СЛОЯ  <b>С.Н. Монин</b>  <i>Южноуральский государственный технический университет, г. Кыштым</i></p>	160
<p>АДАПТИВНЫЙ АЛГОРИТМ ОБНАРУЖЕНИЯ ТОЧЕЧНЫХ ЦЕЛЕЙ НАФОНЕ ПАССИВНЫХ ПОМЕХ С  ВЫСОКИМ КОЭФФИЦИЕНТОМ МЕЖПЕРИОДНОЙ КОРРЕЛЯЦИИ В КОГЕРЕНТНЫХ РЛС  <b>Родионов В.В., Светлов А.Ю.</b>  <i>Южноуральский государственный технический университет, г. Кыштым</i></p>	161

ФОРМИРОВАНИЕ ФАЙЛОВ ФОРМАТА *.NCD С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРОГРАММНОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ P-CAD 2000 <b>А.И. Агафонов, М.В. Логунов</b> <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i>	163
УСТАНОВКА ДЛЯ ТЕРМОЦИКЛИРОВАНИЯ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ СВОЙСТВ РАДИОКОМПОНЕНТОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ <b>В.В. Вельмискин, М.В. Герасимов, А.М. Горин, М.В. Логунов, П.М. Малышев, А.Г. Романов, А.Н. Чалдышкин</b> <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i>	164
ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В СИСТЕМЕ ИЗЛУЧАЮЩИХ ДИПОЛЕЙ <b>Кузнецов Ю.Н.</b> <i>Ульяновский государственный университет</i>	165
О ЧАСТОТНОМ КОЭФФИЦИЕНТЕ ПЕРЕДАЧИ КАНАЛА СВЯЗИ <b>Астайкин М.А</b> <i>Мордовский Государственный Университет им. Огарева, г. Саранск</i>	166

## **ХРОНИКА ШКОЛЫ** 167

## **АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ** 176

**МАТЕРИАЛЫ  
МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ**

# АМОРФНЫЙ КАРБИД КРЕМНИЯ – СПОСОБЫ ПОЛУЧЕНИЯ, СВОЙСТВА, ОБЛАСТЬ ПРИМЕНЕНИЯ.

*Ивенин С.В.*

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

Полупроводниковые соединения с большой шириной запрещенной зоны в последнее время привлекают повышенное внимание исследователей. Среди них карбид кремния – материал, обладающий чрезвычайно широким комплексом полезных свойств. Это материал с высокой химической, термической и радиационной стойкостью, высокой механической и электрической прочностью и стабильностью свойств [1].

В настоящее время показана возможность применения карбида кремния в большинстве классических полупроводниковых приборов, в том числе как образцы интегральных микросхем на основе карбида кремния [2].

Интерес к аморфным полупроводникам и, в частности, к аморфному кремнию и карбиду кремния, обусловлен успехами в области получения плазмохимических пленок этих материалов и применения их для преобразователей солнечной энергии.

Первые эксперименты по получению и легированию аморфных гидрогенезированных пленок кремния были выполнены в плазмохимическом процессе. Затем такие же результаты были получены на аморфных пленках, осажденных ионным распылением кремния в атмосфере аргона и водорода [3].

Сведения о получении и исследовании аморфных пленок карбида кремния не столь обширны, в тоже время они обладают рядом важных достоинств:

- удельное сопротивление при комнатной температуре может достигать значения порядка  $10^{14}$  Ом·см;
- край полосы основного поглощения можно варьировать, в зависимости от условий осаждения, от 1,5 до 3,0 эВ;
- возможность получать аморфные пленки в широком диапазоне температур от комнатной до 600 – 700°С с большим различием свойств;
- высокая механическая прочность, стойкость к истиранию;
- наличие фотолюминесценции, длину волны получения которой можно регулировать параметрами осаждения пленок;
- возможность применения в активных приборах (солнечные элементы, высокотемпературные датчики);
- возможность использования аморфных пленок карбида кремния в качестве пассивирующих, защитных, маскирующих и просветляющих покрытий.

Способы получения аморфных пленок карбида кремния традиционные. В настоящее время пленки получены следующими способами:

- путем термического испарения в вакууме;
- пиролитическим разложением кремний – углеродосодержащее соединение;
- ионно – плазменным распылением мишеней из карбида кремния;
- плазмохимическим осаждением;
- ионной имплантацией углерода в кремний.

Особый интерес к аморфным кленкам проявился после того, как Андерсон и Спир получили пленки а – SiC путем разложения в плазме тлеющего разряда смеси моносилана и метана [4] и сделали вывод о возможности их легирования. Затем была показана возможность получения аморфных гидрогенизированных пленок карбида кремния путем ионного распыления кремния в атмосфере смеси водорода и метана и путем ионного распыления карбида кремния в смеси аргона и водорода.

На основе аморфных слоев кремния и карбида кремния, полученных плазмохимическим осаждением, созданы солнечные элементы с гетеропереходом а-SiC:H/a-Si:H, эффективность преобразования которых достигала 7,5% [5], а стоимость существенно ниже монокристаллических преобразователей.

Ряд патентов реализует высокие маскирующие, пассивирующие и защитные свойства аморфных пленок карбида кремния для различных усовершенствований планарной технологии [6].

Таким образом аморфный карбид кремния, обладая комплексом электрических, оптических и механических свойств; и имея существенно более низкую стоимость, по сравнению с монокристаллическими материалами, является перспективным материалов полупроводниковой электроники как для создания активных приборов (солнечные элементы, датчики), так и для решения конструктивных и технологических задач в традиционных приборах.

1. Карбид кремния / Сб. ст. под ред. Хениша Г. и Роя Р.- М.: Мир, 1972. = 372 с.

2. Иванов П.А., Челноков В.Е., ФТП, -1995, N11, с.1921-1941.

3. Fagen E.A, Proceedings of fifth international conference on amorphous and liquid semiconductor. Taylor, Fraucies LTD—London, 1974, p.601-607.

4. Anderson D.A., Spear W.E., Phil. Mag., 1976, v.35, p.1-16.

5. Tawada Y., Okamoto H. and Hamakawa Y., Appl. Phys. Lett., 1981, v39, p.237-239.

6. Пат. 3465209 (США), -НКИ 317-234, МКИ H01 L 3/00, 5/00, 11/00.

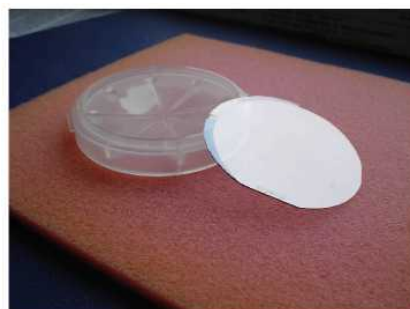
# ТЕХНОЛОГИЯ ВЫРАЩИВАНИЯ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КАРБИДА КРЕМНИЯ

*Чибишкин В.В., Гейфман Е.В., Гарцев Н.А., Давыдова Н.М.  
ЗАО “НПК” Электровыпрямитель”*

В настоящее время полупроводниковая электроника базируется на кремнии, однако с начала XXI века в мире происходит бурный рост электроники на основе широкозонных полупроводниковых материалов: карбида кремния (SiC) и нитрида галлия (GaN). Это обусловлено тем, что их уникальные физические свойства позволили создать целый ряд высокоэффективных полупроводниковых приборов, открывающих возможности для кардинального снижения электропотребления в таких энергоемких областях как освещение и преобразовательная техника.

В настоящее время разработаны и освоены в производстве мощные сверхбыстрые ключевые диоды Шоттки, мощные полевые транзисторы СВЧ диапазона с затвором Шоттки (MESFETs), монолитные интегральные схемы (ММІС), разного рода датчики и детекторы, приборы микросистемной техники и т.д.

Карбид кремния (рисунок 1) превосходит кремний (Si) по всей совокупности физических, химических и электронных свойств: тепловой и радиационной устойчивости, механической прочности, химической инертности, теплопроводности, электрической прочности, скорости дрейфа носителей тока и т.д. К этим свойствам относятся: широкая запрещенная зона (в три раза больше, чем у кремния), высокое критическое поле лавинного пробоя (приблизительно в 10 раз больше, чем у кремния), высокая насыщенная скорость дрейфа электронов (в 2,5 раза больше, чем в кремнии) и др. (схема 1)



*Рисунок 1 - Объемные кристаллы-були карбида кремния и вырезанная из були пластина, отполированная с двух сторон*

Но эти же свойства обуславливают и исключительную сложность технологии его выращивания, механической и химической обработки. Лишь в 90-х годах на основе работ советских ученых в этом направлении в мире был достигнут своего рода прорыв, обеспечивший устойчивое развитие SiC электроники.



Карбид кремния является одним из представителей соединений, обладающих политипизмом. В настоящее время известно более 170 политипов карбида кремния, различающихся последовательностью упаковки биатомных слоев, атомов кремния и углерода в кристаллической решетке (что определяет политип материала). Среди них наиболее широко распространенными структурами являются кубическая – 3С, гексагональная – 4Н и 6Н, ромбоэдрическая – 15R.

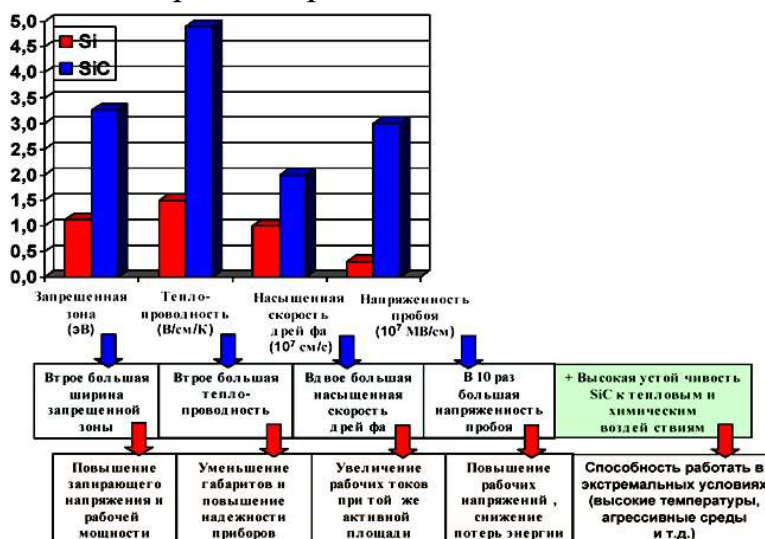


Схема 1 - Рабочие характеристики карбида кремния в сравнении с аналогичными характеристиками кремния

В настоящее время для производства полупроводниковых приборов используется в основном карбид кремния 4Н и 6Н политипов, так как только они имеют большую ширину запрещенной зоны и доступны в промышленных масштабах в виде слитков для изготовления пластин и эпитаксиальных слоев. Политип 4Н-SiC находит широкое применение в производстве высоковольтных быстродействующих полупроводниковых приборов, так как имеет высокую величину подвижности носителей заряда ( $950 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ ), а политип 6Н-SiC – в качестве подложек для полупроводниковых приборов на основе GaN, так как имеет наибольшую совместимость кристаллической решетки с GaN (~3,5 %). Параметры полупроводниковых материалов различных политипов представлены в таблице 1 [1].

Основные методы роста монокристаллов карбида кремния представлены в таблице 2.

*Метод высокотемпературного осаждения из паровой фазы (HT-CVD).*

Это CVD-метод получения карбида кремния при очень высоких температурах (~ 2200 °С) с использованием двух газов (силана SiH<sub>4</sub> и пропана C<sub>3</sub>H<sub>8</sub>). Данный метод используется в производстве высококачественных пластин SiC 4Н политипа. Однако существенными недостатками метода являются высокая стоимость получаемых образцов и низкая скорость роста.

Таблица 1- Параметры полупроводниковых материалов.

Параметры	Материал			
	Si	3C-SiC	4H-SiC	6H-SiC
Ширина запрещенной зоны, эВ	1,12	2,4	3,2	3,0
Подвижность носителей заряда, см <sup>2</sup> /В·с	1350	1000	950	500
Теплопроводность, Вт/см·К	1,3	4,9	4,9	4,9
Критическое поле лавинного пробоя, В/см	3,7·10 <sup>5</sup>	–	3·10 <sup>6</sup>	2,8·10 <sup>6</sup>
Относительная диэлектрическая проницаемость	11,8	9,7	10	10
Насыщенная скорость дрейфа электронов, см/с	1,0·10 <sup>7</sup>	2,5·10 <sup>7</sup>	2,0·10 <sup>7</sup>	2,0·10 <sup>7</sup>
Совместимость кристаллической решетки с GaN, %	-17	–	3,8	3,5

Таблица 2 - Основные методы роста кристаллов карбида кремния.

Параметры	Основные методы выращивания карбида кремния			
	Метод сублимации	Метод высокотемпературного осаждения из паровой фазы (HT-CVD)	Метод гетероэпитаксии SiC на Si	Метод жидкофазной эпитаксии (LPE)
Скорость роста, мкм/ч	400-700	~300	50	500
Температура выращивания, °С	2100-2300	2200	1350	1460-1800
Политип	4H, 6H	4H, 6H	3C	4H, 6H
Основные фирмы-производители карбида кремния	Cree Inc. (США), SiCrystal (Германия), II-IV Inc. (США), DOW Corning (США), Nippon Steel (Япония), Sixon (Япония), Intrinsic (США), Denso (Япония)	Nortel (Okmetic)	Hoya (Япония), Toshiba Ceramics (Япония), Showa Denko (Япония)	Sumitomo (Япония)

*Метод гетероэпитаксии SiC на Si.*

В этом методе кремниевая платина используется как затравка, на которой эпитаксиально выращивается 3C-SiC. После наращивания тонкого слоя SiC кремниевая платина удаляется. Достоинством этого метода

является возможность получения пластин SiC большого диаметра, однако этот метод обеспечивает очень низкие скорости роста (50 мкм/ч).

*Метод жидкофазной эпитаксии (LPE).*

Этот метод позволяет достичь больших скоростей роста 4Н и 6Н политипов SiC (500 мкм/ч), однако качество слоев политипов SiC очень низкое.

*Метод сублимации.*

Модифицированный метод сублимационного роста кристаллов SiC (Modified Lely technique) был разработан и успешно применен в СПбГЭТУ – “ЛЭТИ” в 1976 году под руководством профессора Ю.М. Таирова. Данный метод сегодня используется практически всеми лабораториями и фирмами мира для выращивания кристаллов полупроводникового SiC.

Это главный и по сути единственный метод выращивания монокристаллов карбида кремния больших размеров. Данный метод по идее достаточно прост - он основан на транспорте паров SiC от сублимирующего горячего источника в более холодную зону (рис. 2). Тем не менее, метод не имеет аналогов среди других полупроводниковых технологий.

Для выращивания кристаллов SiC требуется специальное оборудование и конструкционные материалы, способные выдерживать высокие температуры, не содержащие летучие (при таких высоких температурах) загрязняющие примеси.

Современный процесс выращивания слитков монокристаллического SiC методом сублимации выглядит следующим образом. В графитовый тигель (рис.2) помещена графитовая ячейка, в верхней части которой на специальном держателе расположена подложка из монокристаллического SiC (затравка). В нижней части ячейки находится графитовый стакан с источником паров - порошком чистого SiC. Процесс проводится в атмосфере чистого аргона с давлением от 1 до 100 Торр при температуре выращивания 2000 - 2300°C. Для создания градиента температур между источником и подложкой порядка 100°C используется профилированная графитовая арматура, расположенная над ячейкой роста.

Сложность описанного технологического процесса обусловлена тем, что при температурах около 2300°C необходимо осуществлять точное регулирование температуры и давление газа в реакторе, обеспечить высокий уровень чистоты оснастки и исходных материалов, при этом необходимо учитывать процессы взаимодействия паровой фазы с материалом оснастки, изменение объема источника в процессе выращивания, продольные и осевые градиенты температуры и т.д.

В настоящее время в мире существует более 20 компаний, которые занимаются разработкой технологии и производством монокристаллического карбида кремния. Ведущими фирмами-производителями монокристаллического карбида кремния являются Cree Inc (США), II-IV Inc (США), Dow Corning (США), TDI Inc (США),

SiCrystalAG (Германия) и т.д. Рынок продаж карбидкремниевых подложек в 2004 г. представлен в таблице 3.

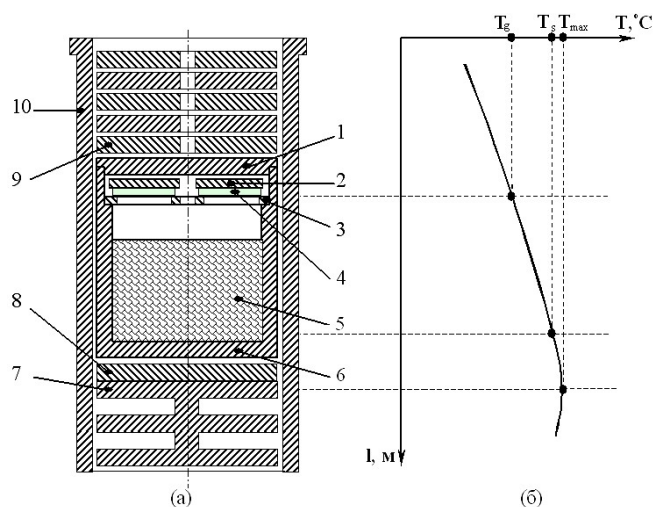


Рисунок 2 - Схематическое изображение конструкции тигля (7-10) с кристаллизационной ячейкой (1-6) (а) и распределение температуры ( $T$ , °C) вдоль длины ( $l$ , м) тигля (б), где  $T_g$ -температура монокристалла-затравки карбида кремния,  $T_s$ -температура поликристаллической засыпки карбида кремния,  $T_{max}$ - температура теплоизолятора: 1 - крышка кристаллизационной ячейки; 2 - графитовая пластина; 3 - кристаллодержатель; 4 - монокристаллы-затравки карбида кремния; 5 - исходная поликристаллическая засыпка карбида кремния; 6 - графитовый стакан; 7 - теплоизолятор; 8 - графитовые шайбы; 9 - графитовые шайбы с отверстием; 10 - корпус тигля.

Таблица 3 - Рынок продаж карбидкремниевых подложек в 2004 г.

№	Название фирмы	Страна	Объем продаж в 2004 г., млн. долларов США
1	Cree Inc.	США	21,1
2	II-IV Inc.	США	2
3	Norstel (Okmetic)	Швеция	1,6
4	DOW Corning	США	1,2
5	Sixon	Япония	1
6	Nippon Steel	Япония	0,8
7	SiCrystal	Германия	0,5
8	Другие производители		0,4
9	Cree Inc.	США	60*
			Итого: 90

\*-использует для собственного производства полупроводниковых приборов

Из таблицы видно, что безусловным лидером, а фактически монополистом в этой области является фирма Cree Inc.

Интенсивные исследования в области роста и эпитаксии SiC привели к тому, что качество пластин монокристаллов за последние годы резко возросло. С 2006 года фирма Cree Inc. продает подложки с диаметром 3 дюйма, плотностью микропор  $\leq 5 \text{ см}^{-2}$  и диаметром 4 дюйма, плотностью микропор  $\leq 20 \text{ см}^{-2}$ . Другие фирмы коммерческие продажи подложек, пригодных для полупроводникового производства не проводят.

В настоящее время в России научные исследования в области роста монокристаллов SiC и изучения его свойств успешно проводятся в лабораториях широкозонных полупроводников СПбГЭТУ - "ЛЭТИ" и ООО "Полупроводниковые кристаллы" (г. Санкт-Петербург). Уже выращены монокристаллы карбида кремния и изготовлены из них подложки диаметром 2 дюйма с плотностью микропор  $\leq 100 \text{ см}^{-2}$ . В декабре текущего года планируется освоить производство подложек диаметром 3 дюйма с плотностью микропор 20-100  $\text{см}^{-2}$ .

На базе ЗАО "НПК "Электровыпрямитель" при поддержке Правительства РФ и руководства республики Мордовия также начаты работы по созданию промышленной технологии производства изделий на основе широкозонных полупроводниковых материалов, и в скором времени будет организовано их промышленное производство. Развитие нового перспективного направления позволит заложить базу для развития в России новой ультрасовременной отрасли полупроводниковой промышленности.

[1] Cooke, M. Semiconductor hardnut / M. Cooke // III-Vs Review the advanced semiconductor magazine. – 2005. - №9. – p. 40-44.

О ПРИМЕНЕНИИ ПРИНЦИПОВ КЮРИ И НЕЙМАНА ПРИ АНАЛИЗЕ

ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НЕОДНОРОДНО НАГРЕТЫХ КРИСТАЛЛОВ

**Марычев М.О., Чупрунов Е.В.**

*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского*

Симметричный аспект анализа физических свойств кристаллов основан на двух фундаментальных принципах, которые формулируются следующим образом [1, 2]. *Принцип Неймана*: точечная группа  $G_{ce}$  симметрии физического свойства кристалла является надгруппой точечной группы  $G$  симметрии этого кристалла  $G_{ce} \supset G$ . *Принцип Кюри*: точечная группа симметрии  $G'$  кристалла, находящегося в поле внешнего воздействия, имеющего точечную группу симметрии  $G_e$ , является пересечением групповых множеств  $G_e$  и первоначальной точечной группы симметрии  $G$  кристалла  $G' = G_e \cap G$ . Очевидно, что эти соотношения позволяют наиболее простым образом провести анализ возможного спектра физических свойств идеальных однородных кристаллов. Однако, реальные кристаллы имеют, вообще говоря, неоднородности, которые могут быть вызваны как условиями роста кристалла, так и неоднородными внешними воздействиями. В общем случае это приводит к тому, что свойства кристаллов могут при неоднородных внешних воздействиях

проявляться иначе, а также к появлению новых свойств, определяемых спецификой взаимодействия структуры неоднородностей реального кристалла с однородным или неоднородным полем внешнего воздействия. В связи с этим представляет интерес, какие могут возникнуть методические трудности при применении принципа Кюри к описанным ситуациям.

В самом общем виде под физическим свойством кристалла мы понимаем установленную взаимосвязь между внешним воздействием на кристалл и его откликом на это воздействие. Такого рода взаимосвязи могут выражаться соответствующими функциональными зависимостями. В случае относительно слабых внешних воздействий эти функции могут быть приближённо заменены линейными зависимостями между воздействиями и откликами, в которых в качестве коэффициентов пропорциональности будут присутствовать компоненты тензоров различных рангов (например, вектор пьезоэлектрических коэффициентов, тензоры коэффициентов линейного теплового расширения, электропроводности, теплопроводности, диэлектрической проницаемости, и пр.).

Свойства кристаллов, проявляющиеся при неоднородных внешних воздействиях, могут отличаться от их свойств при однородных воздействиях, что нуждается в специальном исследовании.

В качестве примера для моделирования различного рода неоднородностей кристаллов можно рассмотреть неоднородный нагрев и его влияние на оптические свойства кристаллов. Создавая такого рода неоднородность в кристалле, мы можем управлять ею целенаправленным способом, и, например, исследовать влияние на кристалл неоднородного температурного поля с различной симметрией.

Влияние неоднородных температурных полей в кристаллах на их оптические характеристики должно принципиально отличаться от влияния однородного нагрева. Это вызвано тем, что неоднородное поле температуры имеет симметрию, отличную от симметрии однородного температурного поля и, в соответствии с принципом Кюри, может изменять симметрию кристалла. При этом оптически одноосные кристаллы могут стать двуосными, а оптически изотропные – двулучепреломляющими.

Рассмотрим два возможных подхода к описанию оптических свойств неоднородно нагретых кристаллов. Можно считать, что неоднородное поле температур является непосредственной причиной понижения симметрии кристалла, то есть точечная группа симметрии  $G'$  неоднородно нагретого кристалла может быть получена по принципу Кюри как пересечение групповых множеств точечной группы симметрии кристалла  $G$  и группы симметрии векторного поля градиента температуры  $G^T$

$$G' = G \cap G^T. \quad (1)$$

При этом характер понижения симметрии кристалла зависит лишь от симметрии температурного поля.

С другой стороны, можно полагать, что причиной изменения оптических свойств кристалла является поле неоднородных деформаций, возникающих в результате неоднородного нагрева, и сопутствующие этим деформациям эффекты (например, пьезоэлектрическая поляризация). Группа симметрии кристалла  $G'$  в этом случае получается как пересечение точечной группы кристалла  $G$  и группы симметрии поля неоднородных деформаций  $G^\varepsilon$

$$G' = G \cap G^\varepsilon. \quad (2)$$

Поскольку поля температуры и соответствующих деформаций имеют, вообще говоря, разные группы симметрии, то описание их воздействия на оптические свойства кристаллов может быть различным, и появляется возможность экспериментально проверить справедливость того или иного подхода. Кроме того, в рамках каждого из этих подходов можно предсказать и описать некоторые специфические явления. Например, если изменения оптических свойств определяют деформации, то на изменения оптических свойств при нагреве будут влиять размеры и взаимное расположение граней, то есть форма кристалла.

Рассмотрим далее модель, учитывающую термические деформации при описании оптических свойств неоднородно нагретых кристаллов.

Как известно [1], оптические свойства кристаллов описываются при помощи тензора диэлектрической непроницаемости  $\eta_{ij}$  (обратного к тензору диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{ij}$ ), по собственным значениям которого можно вычислить главные показатели преломления кристалла. Приращение компонент  $\Delta \eta_{ij}^t$  в малой окрестности некоторой точки с радиус-вектором  $\vec{r}$  внутри кристалла, вызванное малым изменением температуры  $\Delta T(\vec{r}) = (T - T_0)$ , в общем случае можно представить в виде суммы:

$$\Delta \eta_{ij}^t = \Delta \eta_{ij}^t(\Delta T(\vec{r})) + \Delta \eta_{ij}^f(\varepsilon^t, \sigma^t, \varepsilon^P, \sigma^P) + \Delta \eta_{ij}^e(\vec{E}(\varepsilon^t, \sigma^t, \Delta T(\vec{r}))), \quad (3)$$

где  $\Delta T(\vec{r}) = (T - T_0)$  - изменение температуры рассматриваемой точки кристалла по сравнению с начальной температурой кристалла  $T_0$ ,  $\varepsilon^t$  и  $\sigma^t$  - тензоры термических деформаций и напряжений,  $\varepsilon^P$  и  $\sigma^P$  - тензоры деформаций и напряжений, возникающих за счет обратного пьезоэлектрического эффекта под действием поля  $\vec{E}(\Delta T(\vec{r}))$ , появляющегося вследствие первичного пироэлектрического эффекта.

Первое слагаемое в (3) определяет зависимость оптических характеристик только от температуры, второе слагаемое определяется термическими и пьезоэлектрическими деформациями и напряжениями в рамках модели фотоупругости. Третье слагаемое в (3) описывает следующие явления. Термические напряжения  $\sigma^t$  и деформации  $\varepsilon^t$  вследствие пьезоэлектрического эффекта могут приводить к появлению в кристалле электрического поля  $\vec{E}(\varepsilon^t, \sigma^t)$ . Если кристалл является пироэлектриком, то в нем будет возникать дополнительное поле  $\vec{E}(\Delta T(\vec{r}))$ . Суммарное поле

$$\vec{E}(\varepsilon^t, \sigma^t, \Delta T(\vec{r})) = \vec{E}(\varepsilon^t, \sigma^t) + \vec{E}(\Delta T(\vec{r})) \quad (4)$$

тогда определяет приращение тензора  $\eta_{ij}$  в рамках модели электрооптического эффекта.

Для многих экспериментально реализуемых температурных полей можно выделить малую окрестность точки  $\vec{r}$ , в которой температурное поле можно считать однородным. Эта окрестность, тем не менее, будет содержать достаточное количество элементарных ячеек, чтобы среду можно было считать сплошной. Воздействие в виде изменения температуры в малой окрестности точки кристалла с радиус-вектором  $\vec{r}$  имеет симметрию сферы и, в соответствии с принципом Кюри, не может понизить симметрию кристалла. Следовательно, эффекты, связанные с первым слагаемым в (3), не могут понизить симметрию оптической индикатрисы кристалла в точке  $\vec{r}$  (а также для кристалла в целом) по сравнению с той симметрией, которая допускается для нее принципом Неймана в случае однородно нагретого кристалла. Симметрия оптической индикатрисы при вариации температуры сможет лишь повышаться и снова возвращаться к прежней (примером этой так называемой температурной дисперсии оптической индикатрисы является моноклинный кристалл гипса  $\text{CaSO}_4 \times 7\text{H}_2\text{O}$ , оптически одноосный при температуре  $116^\circ\text{C}$  и двуосный при более низких и более высоких температурах [1]).

Следовательно, изменение симметрии оптической индикатрисы определяется вторым и третьим слагаемыми в (3).

Рассмотрим подробнее вопрос о термических деформациях и напряжениях неоднородно нагретого кристалла. Запишем элементы матрицы термических деформаций  $\varepsilon_\lambda$  кристалла в виде

$$\varepsilon_\lambda(\vec{r}) = s_{\lambda\mu} \sigma_\mu(\vec{r}) + \alpha_\lambda \Delta T(\vec{r}) \quad , \quad (5)$$

где  $s_{\lambda\mu}$  - матрица упругой податливости кристалла,  $\sigma_\mu(\vec{r})$  - матрица термических напряжений,  $\alpha_\lambda$  - матрица коэффициентов линейного теплового расширения.



Термические напряжения в кристаллах могут быть найдены как решения уравнений Бельтрами-Митчелла, [1]

$$\delta_{ikn}\delta_{jlm}s_{mnpq}\frac{\partial^2\sigma_{pq}}{\partial x_k\partial x_l}=-\delta_{irs}\delta_{jft}\frac{\partial^2(\alpha_{st}\Delta T(\vec{r}))}{\partial x_r\partial x_f}. \quad (6)$$

В (6)  $\delta_{ijk}$  – единичные абсолютно антисимметричные тензоры Леви-Чивита,  $x_i$  – пространственные координаты,  $s_{mnpq}$  – тензор упругой податливости,  $\sigma_{pq}$  – тензор упругих напряжений,  $\alpha_{st}$  – тензор коэффициентов линейного теплового расширения.

Если кристалл нагрет однородно, или если поле приращения температуры  $\Delta T(\vec{r})$  является линейной функцией координат (эквивалентно условию  $gradT = const$ ), то эти уравнения имеют однородный вид (правые части уравнений тождественно равны нулю). В силу теоремы о единственности решения уравнений Бельтрами-Митчелла температурные напряжения в этих случаях одинаковы. Поскольку в свободном от внешних нагрузок и объемных сил однородно нагретом кристалле механические напряжения равны нулю, то в случае температурного поля с  $gradT = const$  температурные напряжения в механически свободном кристалле также отсутствуют [1]. Тогда матрица деформаций примет вид

$$\varepsilon_\lambda(\vec{r}) = \alpha_\lambda \Delta T(\vec{r}) \quad (7)$$

Видно, что симметрия поля деформаций в малой окрестности точки  $\vec{r}$  совпадает с симметрией тензора теплового расширения. В соответствии с принципом Кюри, симметрия кристалла в поле термических деформаций (7) не изменится. По принципу Неймана это означает, что кристалл средней категории не станет оптически двуосным, а кристалл высшей категории (кубический) – одноосным или двуосным.

Итак, если принять, что воздействием является создаваемое в кристалле поле неоднородных деформаций, то существенное (ниже допускаемой принципом Неймана для однородного кристалла) понижение симметрии оптической индикатрисы может происходить только при нелинейном температурном поле в кристалле (температурные поля с неоднородным градиентом).

Попытаемся ответить на вопрос, можно ли описать реальное изменение симметрии оптической индикатрисы кристалла при его неоднородном нагреве, пользуясь принципом Кюри, используя в качестве группы симметрии воздействия  $G^T$  только группу симметрии векторного поля градиента температуры.

В качестве примера влияния неоднородного нагрева на оптические свойства оптически одноосных кристаллов рассмотрим кристаллы KDP с точечной симметрией  $D_{2d}$ .

Во-первых, из вышеизложенного следует, что если при использовании принципа Кюри для объяснения изменений симметрии оптической индикатрисы при неоднородном нагреве кристалла взять в качестве симметрии воздействия симметрию температурного поля в объеме всего кристалла, то он будет давать следствия, противоречащие вышеописанной модели. Например, если температура линейно зависит от координат, то симметрия температурного поля будет описываться предельной группой  $C_{\infty V}$ . В зависимости от ориентации вектора градиента температуры  $\mathbf{gradT}$  относительно элементов симметрии кристалла KDP мы получим следующие новые группы симметрии кристалла в поле внешнего воздействия -  $C_{2V}$ ,  $C_S$ ,  $C_2$  и  $C_1$ . То есть кристалл KDP независимо от направления градиента температуры должен перейти в низшую категорию, и, в соответствии с принципом Неймана, его оптическая индикатриса сможет стать двусонной.

Во-вторых, можно показать, что нелинейность температурного поля по координатам является лишь необходимым, но недостаточным условием понижения симметрии оптической индикатрисы. А именно, может наблюдаться анизотропия этого эффекта при изменении ориентации градиента температуры в кристалле относительно кристаллофизической системы координат. Этот вывод (на примере кристалла KDP) находит также экспериментальное подтверждение.

Итак, можно сделать вывод, что пользоваться принципом Кюри для оценки влияния неоднородного нагрева кристаллов на их оптическую индикатрису, принимая в качестве группы симметрии воздействия группу симметрии температурного поля (или векторного поля градиента температурного поля), методически нецелесообразно.

Следует также отметить, что анализ спектра физических свойств кристаллов и их изменений при внешних воздействиях на кристаллы на основе принципов Кюри и Неймана носит лишь геометрический характер. Это позволяет в самом общем виде, на основе симметрии кристаллов и симметрии полей воздействий, дать лишь необходимые условия для реализации тех или иных физических свойств кристаллов и описать пути их *возможного* изменения при внешних воздействиях.

1. Сиротин, Ю.И. Основы кристаллофизики /Ю.И. Сиротин, М.П. Шаскольская. - М.: Наука, 1979.
2. Чупрунов, Е.В. Основы кристаллографии /Е.В. Чупрунов, А.Ф. Хохлов, М.А. Фаддеев. - М.: Физматлит, 2003.

# ТЕРМОИНДУЦИРОВАННОЕ УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ РЕНТГЕНОВСКИХ ДИФРАКЦИОННЫХ МАКСИМУМОВ КРИСТАЛЛОВ

*Трушин В.Н., Фаддеев М.А.*

*Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского*

Одной из важнейших задач рентгеновской оптики является разработка способов управления потоками рентгеновских лучей.

Проведенные нами экспериментальные исследования показали, что для управления параметрами рентгеновских пучков можно использовать тепловое воздействие видимого света на дифрагирующий кристалл. Это позволяет локально изменять дифракционные параметры кристалла и тем самым формировать пространственно-неоднородные рентгеновские пучки, далее именуемые как «рентгеновские изображения».

Эксперименты проводились на базе двухкристального рентгеновского спектрометра. В качестве источника излучения применялась трубка с медным анодом размером фокусного пятна  $0,4 \times 8$  мм<sup>2</sup>.

В качестве монохроматора использовался монокристалл германия (Ge), отражение (511). На дифрагирующий кристалл направлялось излучение спектральной линии  $\text{CuK}\alpha_1$ .

Дифрагирующий образец размерами порядка  $30 \times 40 \times 2$  мм<sup>3</sup> крепился с помощью герметика на поверхности приставки, температура которой поддерживалась постоянной с помощью термостата (точность поддержания  $\pm 0,2$  градуса). Для регистрации дифрагированного излучения использовался сцинтилляционный детектор.

Нагрев поверхности кристалла со стороны области дифракции осуществлялся светом от проекционной лампы мощностью 300 Вт. Для эффективного поглощения света на лицевую поверхность дифрагирующего образца наносился тонкий слой сернистого свинца (PbS), либо матовой акриловой краски.

Для формирования заданного оптического изображения на поверхности кристалла использовался транспарант, пропускание света через который приводило к неоднородному нагреву области дифракции отражающего кристалла. Неоднородный нагрев области дифракции вызывал термодформации приповерхностного слоя кристалла, что обуславливало сдвиги рентгеновского дифракционного максимума (РДМ) на кривой дифракционного отражения (КДО).

Изменение углового положения дифракционного максимума от нагреваемой области кристалла определяется уравнением Вульфа-Брэгга, параметры которого являются функциями точки поверхности неоднородно нагретого кристалла:

$$2 d_{ij} (1 + \alpha \Delta t_{ij}) \sin (\theta_{ij}) = \lambda ,$$

где индексы  $ij$  задают координаты точки поверхности кристалла,  $\theta_{ij}$  – брэгговский угол для определенных кристаллографических индексов  $(hkl)$ ,  $d_{ij}$  – межплоскостное расстояние для плоскостей  $(hkl)$  при комнатной температуре,  $\alpha$  – компонента тензора теплового расширения кристалла в направлении вектора обратной решетки с индексами  $(hkl)$ ,  $\Delta t_{ij}$  – приращение температуры поверхности кристалла относительно комнатной,  $\lambda$  – длина волны рентгеновских лучей.

Подбором формы транспаранта и мощности светового потока можно добиться совмещений дифракционных максимумов, соответствующих  $K\alpha_1$  и  $K\alpha_2$  линиям характеристическому спектру рентгеновского излучения. На примере рентгеновского дифракционного максимума (РДМ) кристалла дигидрофосфата калия показано, что нагрев  $\alpha_2$  области кристалла до температуры 30°C приводит к совмещению этих максимумов, которые при комнатной температуре были рассогласованы на 45''.

Аналогичным методом достигается совмещение центров РДМ блочных кристаллов. Нагрев через транспарант одной из двух пластин, вырезанных из монокристаллического образца, также приводит к совмещению РДМ на общей КДО.

С другой стороны, воздействием на дифрагирующий кристалл неоднородным потоком видимого света можно добиться значительного расхождение отдельных пиков КДО. При этом максимальный нагрев отдельных областей облучаемой поверхности кристалла не превышает нескольких десятков градусов.

С целью более подробного исследования влияния неоднородного светового потока на параметры РДМ проекционная лампа с транспарантом заменялась на мультимедийный проектор, что позволяло автоматизировать позиционирование светового пучка на поверхности кристалла.

Для заданных граничных условий на поверхности отражающего кристалла проводились расчеты температурного поля в области дифракции путем решения дифференциальных уравнений теплопроводности с помощью специализированной программы Flexpde. Результаты расчета температурного поля использовались в качестве входных данных для моделирования формирования контраста рентгеновских изображений, представляющих собой дифракционное изображение неоднородно нагретой поверхности кристалла.

Для экспериментального получения рентгеновского изображения необходимо исходное изображение предварительно нанести на транспарант. Пропускание через транспарант потока видимого света, направленного на область дифракции приводит к формированию поля термодформаций. В результате на полученных рентгеновских топограммах регистрируются изображения, контраст которых

функционально связан оптическим изображением, формируемым на поверхности кристалла.

Таким образом, с помощью теплового воздействия неоднородного пучка видимого света на поверхность дифрагирующего кристалла можно решать следующие важные задачи рентгеновской оптики:

- 1) корректировать сходимость рентгеновских пучков в рентгенооптических системах и добиваться высокой степени монохроматичности;
- 2) управлять угловым распределением интенсивности в дифрагированном рентгеновском пучке, что позволяет формировать рентгеновские пучки любой геометрической формы и создавать рентгеновские изображения;
- 3) управлять дисперсионными свойствами дифракционных элементов;
- 4) уменьшать аберрации рентгенооптических систем.

Существенными преимуществами метода светоиндуцированного теплового воздействия на дифрагирующий кристалл являются возможность автоматизации и отсутствие механического контакта.

## **НЕЛИНЕЙНАЯ ПРЕЦЕССИОННАЯ ДИНАМИКА НАМАГНИЧЕННОСТИ В ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ МОНОХРОМАТИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ**

*Д.И. Семенцов, А.М. Шутый*

*г. Ульяновск, Ульяновский государственный университет, shuty@mail.ru*

Особое внимание, проявляемое в настоящее время к нелинейным колебательным и волновым процессам, во многом обусловлено новыми возможностями их исследования методами компьютерного моделирования. Интерес к нелинейной динамике намагниченности в магнитоупорядоченных кристаллах объясняется разнообразием нелинейных эффектов, возникающих при воздействии на диссипативную спиновую систему высокочастотного поля, а также возможностью реализации динамического хаоса и различных регулярных режимов. Ниже представлены результаты исследований нелинейной прецессионной динамики намагниченности в пленках с кубической кристаллографической анизотропией. Анализ проводится на примере широко используемых на практике феррит-гранатовых пленок типа (111) и (100). Основное внимание уделено анализу новых прецессионных режимов – бистабильных динамических состояний, автоколебательных режимов, сложной регулярной и стохастической прецессии. Показано, что ориентация кристаллографических осей существенным образом определяет траекторию прецессии вектора намагниченности и частотные интервалы, отвечающие реализации автоколебательной и стохастической динамики.

Примем, что кристаллографическая ось  $[111]$  совпадает с осью  $x$  и нормальна поверхности пленки, а оси  $[11\bar{2}]$  и  $[\bar{1}10]$  совпадают с осями  $y$  и  $z$ ; полярный и азимутальный углы  $\theta$  и  $\psi$  вектора намагниченности  $\mathbf{M}$  отсчитываются от осей  $x$  и  $y$  соответственно. Динамика намагниченности во внешних статическом  $\mathbf{H}$  и переменном  $\mathbf{h}$  магнитных полях будем описывать уравнениями движения, записанными в сферической системе координат:

$$\dot{\psi}M \sin \theta = \gamma \frac{\partial F}{\partial \theta} + \frac{\lambda}{M \sin \theta} \frac{\partial F}{\partial \psi}, \quad \dot{\theta}M = \frac{\lambda}{M} \frac{\partial F}{\partial \theta} - \gamma \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial F}{\partial \psi},$$

(1)

где  $\gamma$  – гиромагнитное отношение,  $\lambda$  – параметр затухания,  $F$  – плотность свободной энергии, которая в рассматриваемом случае определяется выражением

$$F = -\mathbf{M}(\mathbf{H} + \mathbf{h}) + (K_u - 2\pi M^2) \sin^2 \theta + K_1 \left( \frac{1}{4} \sin^4 \theta + \frac{1}{3} \cos^4 \theta + \frac{\sqrt{2}}{3} \sin^3 \theta \cos \theta \cos 3\psi \right),$$

(2)

где  $K_u$  и  $K_1$  – константы ростовой и кристаллографической анизотропии.

Для малых амплитуд СВЧ-поля ( $h \ll H_{\text{ef}}$ , где  $H_{\text{ef}}$  – эффективное магнитное поле) имеет место линейный ферромагнитный резонанс, частота которого определяется выражением:

$$\omega_r = \gamma H_{\text{ef}} = \frac{\gamma}{M \sin \theta} (F_{\theta\theta} F_{\psi\psi} - F_{\theta\psi}^2)^{1/2},$$

(3)

где значения вторых производных от плотности свободной энергии берутся для равновесных углов  $\theta_0$  и  $\psi_0$ , полученных из условий:  $\partial F / \partial \theta = 0$ ,  $\partial F / \partial \psi = 0$ . С увеличением  $h$  и ростом угла прецессии увеличивается вклад в динамику намагниченности высших гармоник основной частоты прецессии и анализ особенностей прецессионного движения намагниченности в пленке возможен только на основе численных методов.

Дальнейшее рассмотрение ограничим ориентацией статического поля  $\mathbf{H}$ , перпендикулярной поверхности пленки. При равновесной ориентации вектора  $\mathbf{M}$  вдоль нормали к пленке эффективное поле определяется выражением:

$$H_{\text{ef}}(0) = H - 4\pi M + \frac{2}{M} \left( K_u - \frac{2}{3} K_1 \right).$$

(4)

Переменное поле принимается линейно-поляризованным и лежащим в плоскости  $yz$ . В этом случае существует несколько режимов прецессионного движения намагниченности, реализация которых определяется величиной статического поля  $H$  (или частотой прецессии  $\omega$ ).

В интервале подмагничивающих полей с граничными значениями  $H_{\pm} \approx H_0 + \tilde{H} \pm \Delta H$  под воздействием линейно поляризованного переменного поля малой частоты ( $\omega_r/2\pi < 10^6$  Гц) происходят динамические ориентационные перескоки магнитного момента между двумя или тремя (из четырех) равновесными ориентациями. Величина  $\tilde{H}$  уменьшается с увеличением поля ростовой анизотропии, а  $\Delta H$  растет с увеличением  $|K_u|$  и амплитуды переменного поля. В исследуемых пленках возможны различные режимы ориентационных перескоков. На рис.1 приведены проекции на плоскость  $yz$  нормированного магнитного момента, совершающего перескоки между равновесным положением, ориентированным по нормали к структуре, и равновесным положением с полярным углом, наиболее близким к ориентационному углу переменного поля (а) и между двумя равновесными положениями, не совпадающими с нормалью (б). Перескоки совершаются под воздействием переменного магнитного поля с  $h = 2 \text{ Э}$ ,  $\omega/2\pi = 10^5$  Гц и ориентационным углом  $\psi_h = 0$  при  $H = 276.8, 277.0 \text{ Э}$  (а, б). Для расчета приведенных зависимостей (как и для

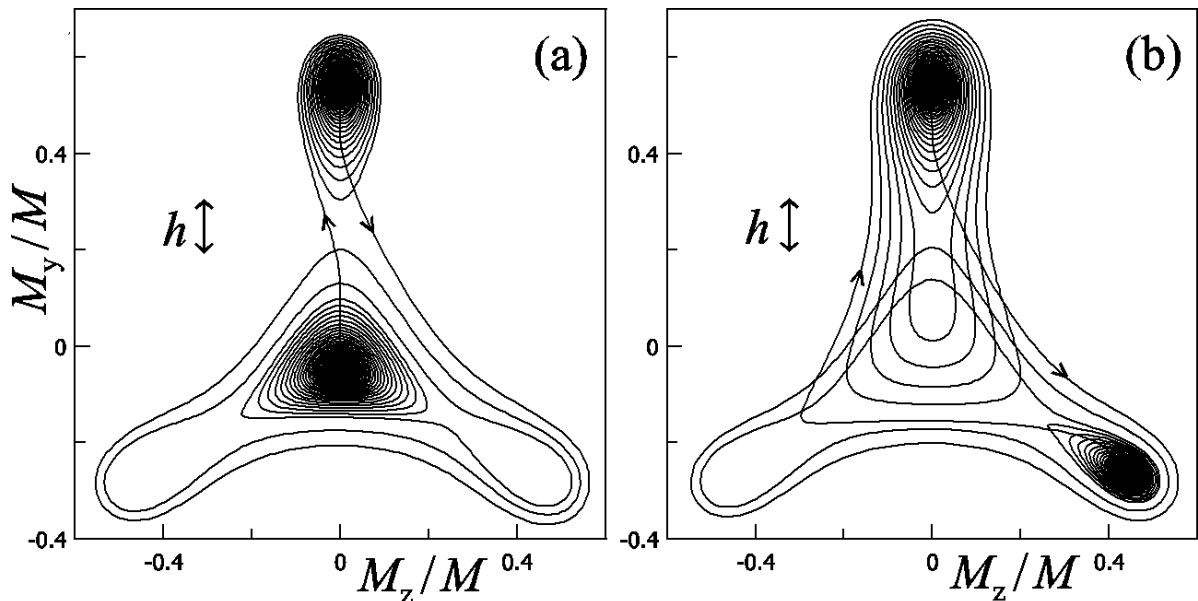


Рис.1. Проекция нормированного магнитного момента, совершающего динамические переходы под воздействием переменного магнитного поля при  $H = 276.8, 277.0 \text{ Э}$  (а, б).

дальнейшего анализа) использовались следующие параметры:  $4\pi M = 214.6 \text{ Гс}$ ;  $\gamma = 1.755 \times 10^7 (\text{Э} \cdot \text{с})^{-1}$ ;  $\lambda = 3 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$ ;  $K_1 \approx -10^3 \text{ эрг/см}^3$  и  $K_u = -10^3 \text{ эрг/см}^3$ . Благодаря рассмотренным режимам в широком диапазоне частот достигаются колебания намагниченности с амплитудой, определяемой, главным образом, равновесными ориентациями и слабо зависит от амплитуды переменного поля.

Для пленок типа (100) плотность свободной энергии определяется как

$$F = -\mathbf{M}(\mathbf{H} + \mathbf{h}) + (K_u - 2\pi M^2)\sin^2 \theta + \frac{1}{4}K_1(\sin^2 2\theta + \sin^4 \theta \sin^2 2\psi). \quad (5)$$

Частота линейного резонанса при нормальной к поверхности пленки ( $\theta_0 = 0$ ) равновесной ориентации вектора  $\mathbf{M}$  определяется выражением:

$$\omega_r = \gamma[H - 4\pi M + 2(K_u + K_1)/M]. \quad (6)$$

Характерной особенностью нелинейного прецессионного движения вектора намагниченности в данных пленках является возникновение на малых частотах ( $\sim 10^6$  Гц) и при достаточно больших амплитудах переменного магнитного поля ( $h \sim 0.1 \div 1 \text{ Э}$ ) сложных многовитковыми траекторий [1]. Период прецессионного движения при этом равен периоду переменного поля. Уменьшение подмагничивающего поля приводит к увеличению амплитуды траектории движения, а впоследствии к концентрации витков вокруг двух из четырех возникающих равновесных положений, отличных от нормали. Дальнейшее уменьшение  $H$  приводит к низкоамплитудным прецессионным режимам.

Анализ показал, что о резонансных значениях частоты переменного и величины внешнего статического магнитных полей, соответствующих максимальной амплитуде возбуждаемых колебаний намагниченности исследуемых пленок, корректно говорить только в случае достаточно малых амплитуд и больших частот переменного поля. При низких частотах СВЧ-диапазона нелинейный характер прецессионного движения приводит к возникновению резонансной области параметров системы, в которой реализуются различные типы бифуркаций, приводящих к смене динамических режимов, а также к возникновению динамической бистабильности. Наряду с бифуркациями,

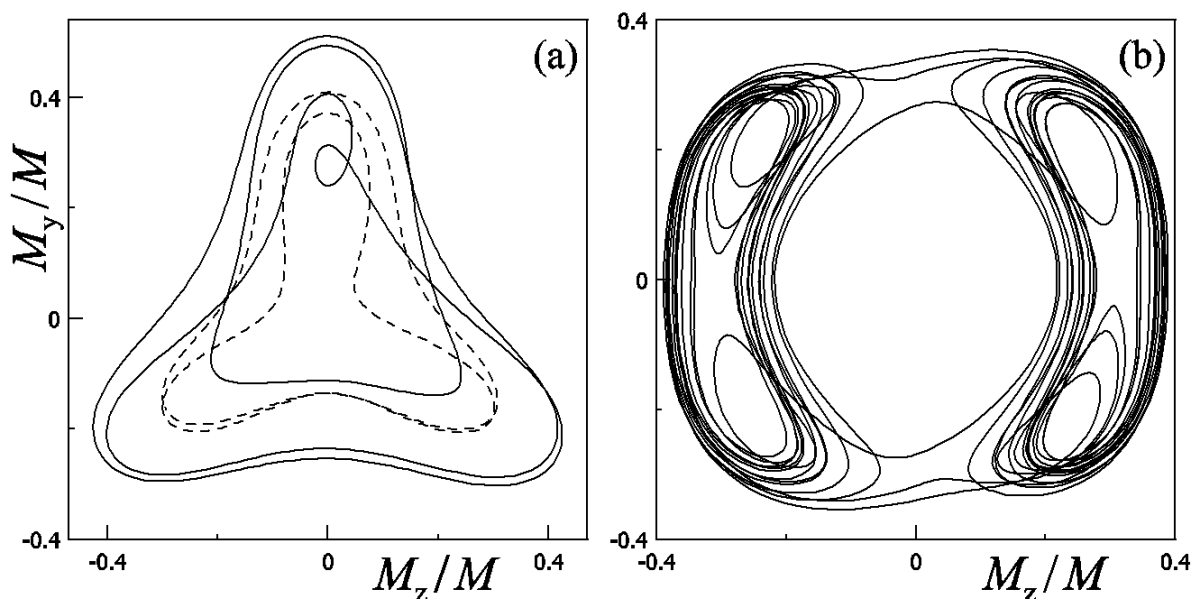


Рис.2. Проекция траекторий прецессионных режимов в пленках типа (111) (a) и (100) (b), период которых кратен периоду возбуждающего их переменного поля.



приводящими к изменению амплитуды прецессии намагниченности [2], обнаружены бифуркации резкого изменения траектории динамического режима. Причем, в случае пленок типа (111) период прецессии часто оказывается кратным периоду переменного поля  $T = 2\pi l/\omega$ , где  $l$  – целое число; в случае же пленок типа (100) период сложной траектории, как правило, равен периоду переменного поля. Кривые, представленные на рис.2а, соответствуют периодическим движениям намагниченности с  $l=3$  (непрерывная кривая) и  $l=2$

(пунктир) в пленке типа (111); в первом случае  $h = 2 \text{ Э}$ ,  $\omega/2\pi = 4 \times 10^7 \text{ Гц}$ ,  $H = 502.8 \text{ Э}$ ,  $K_u = -3 \times 10^3 \text{ эрг/см}^3$  и во втором случае  $h = 1 \text{ Э}$ ,  $\omega/2\pi = 3 \times 10^7 \text{ Гц}$ ,  $H = 728 \text{ Э}$ ,  $K_u = -5 \times 10^3 \text{ эрг/см}^3$ . На рис.2б представлен достаточно редкий

случай, когда период траектории намагниченности в пленке типа (100) вдвое больше периода переменного поля ( $l=2$ ), параметры системы выбраны следующими:  $h = 2 \text{ Э}$ ,  $\omega/2\pi = 5 \times 10^6 \text{ Гц}$ ,  $H = 297 \text{ Э}$  и  $K_u = 0$ . Заметим, что бифуркациям, приводящим к динамическим режимам со сложной траекторией, часто предшествуют стохастические режимы.

Необходимость исследования системы, для которых характерны стохастические динамические режимы, связана не только с задачами подавления хаоса и перевода систем на требуемый регулярный режим, но и с возможным использованием хаоса в новейших технологиях. Наиболее полную информацию о характере динамических режимов в рассматриваемой структуре в широком интервале величин задаваемого параметра можно получить из бифуркационной диаграммы. На рис.3 для пленок типа (111) (а) и (100) (б) приведена бифуркационная диаграмма, где по оси абсцисс отложена величина подмагничивающего поля, а по оси ординат – соответствующие максимальные и минимальные значения  $y$ -составляющей намагниченности пленки. При этом для фиксированного значения  $H$  одиночной точке с нулевым значением  $M_y/M$  отвечает отсутствие колебаний, двум точкам – колебательный режим с одним максимумом  $M_{y,\max}/M$  и одним минимумом  $M_{y,\min}/M$ , большему счетному числу точек – более сложное колебание, а множеству близко расположенных точек – стохастическая динамика намагниченности. Для численного анализа выбиралась область значений поля  $H$  вблизи величины, отвечающей линейному резонансу при относительно малых частотах переменного поля. Исследования показали, что для пленок типа (111) с нижеуказанными параметрами стохастическая динамика имеет место в интервале частот  $\omega/2\pi \approx (2 \div 50) \times 10^6 \text{ Гц}$ , выше которого устанавливается только регулярная прецессия намагниченности, а ниже – режимы перескока между равновесными ориентациями. Стохастическая прецессия в пленках типа (100) реализуется и при значительно меньших частотах. В расчетах использовались следующие параметры системы: амплитуда поперечного переменного поля  $h=2 \text{ Э}$ , его частота  $\omega/2\pi = 4 \times 10^7 \text{ Гц}$ , константы ростовой анизотропии  $K_u = -3 \times 10^3 \text{ эрг/см}^3$ .

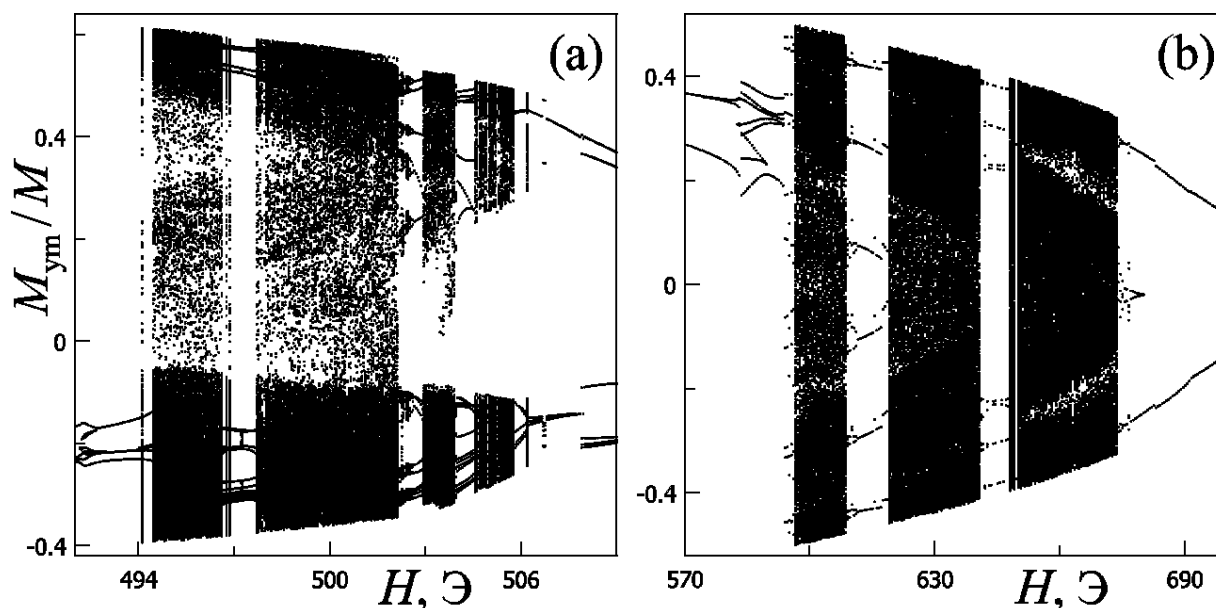


Рис.3. Полевые зависимости экстремальных значений  $y$ -составляющей прецессирующей намагниченности (бифуркационные диаграммы) для пленок типа (111) (a) и (100) (b).

Из рисунка видно, что с приближением к зоне стохастической динамики со стороны больших величин подмагничивающего поля вначале наблюдается рост амплитуды регулярной прецессии, который в ряде случаев сопровождается усложнением траектории прецессии. После возникновения стохастичности, — при дальнейшем уменьшении  $H$ , — амплитуда прецессии продолжает расти, а соответствующие аттракторы постепенно видоизменяются, что подтверждено дополнительными исследованиями формы аттракторов. Со стороны меньших значений подмагничивающего поля зона стохастических режимов ограничена низкоамплитудными регулярными колебаниями. При этом имеет место резкое падение амплитуды прецессии. В самой зоне стохастичности области стохастических режимов чередуются, как правило, со значительно более узкими областями, отвечающими регулярным режимам. Однако тенденции качественного изменения аттрактора стохастических колебаний после прохождения области регулярной прецессии в рассматриваемых структурах не обнаружено. Наибольшая амплитуда прецессии, т.е. нижняя граница исследуемой зоны, может прийти как на стохастический, так и на регулярный режим. Увеличение амплитуды переменного поля приводит к расширению зоны стохастичности и ее усложнению: увеличиваются и по количеству, и по ширине области, отвечающие сложным регулярным прецессионным режимам. Из рисунка также видно, что в пленках типа (111), в отличие от пленок типа (100) стохастические режимы устанавливаются при меньших величинах подмагничивающего поля, что следует также из сравнения выражений (4) и (6), а зона стохастичности оказывается почти на порядок более узкой.

Для наглядности фазовые траектории, соответствующие стохастической

динамике намагниченности, удобно представлять в виде множества точек, полученных через интервалы, равные периоду или полупериоду переменного поля (аналог диаграмм Пуанкаре [3]). На рис.4 дано дискретное по времени ( $\Delta t = \pi/\omega$ ) представление проекции на плоскость  $yz$  траекторий намагниченности для пленок типа (111) (a, b) и (100) (c, d) при  $H = 496, 503, 600, 660 \text{ Э}$  (a-d),  $h=2\text{ Э}$  и остальных параметрах, соответствующих рис.3. Видно, что приведенные аттракторы являются фракталами и, следовательно, являются странными. При этом стохастичность может охватывать различный по величине угловой интервал прецессии намагниченности. Различной в результате этого оказывается также степень хаотичности соответствующих динамических режимов, определяемая наибольшим показателем Ляпунова и управляемая за счет изменения величины подмагничивающего поля (или параметров переменного магнитного поля).

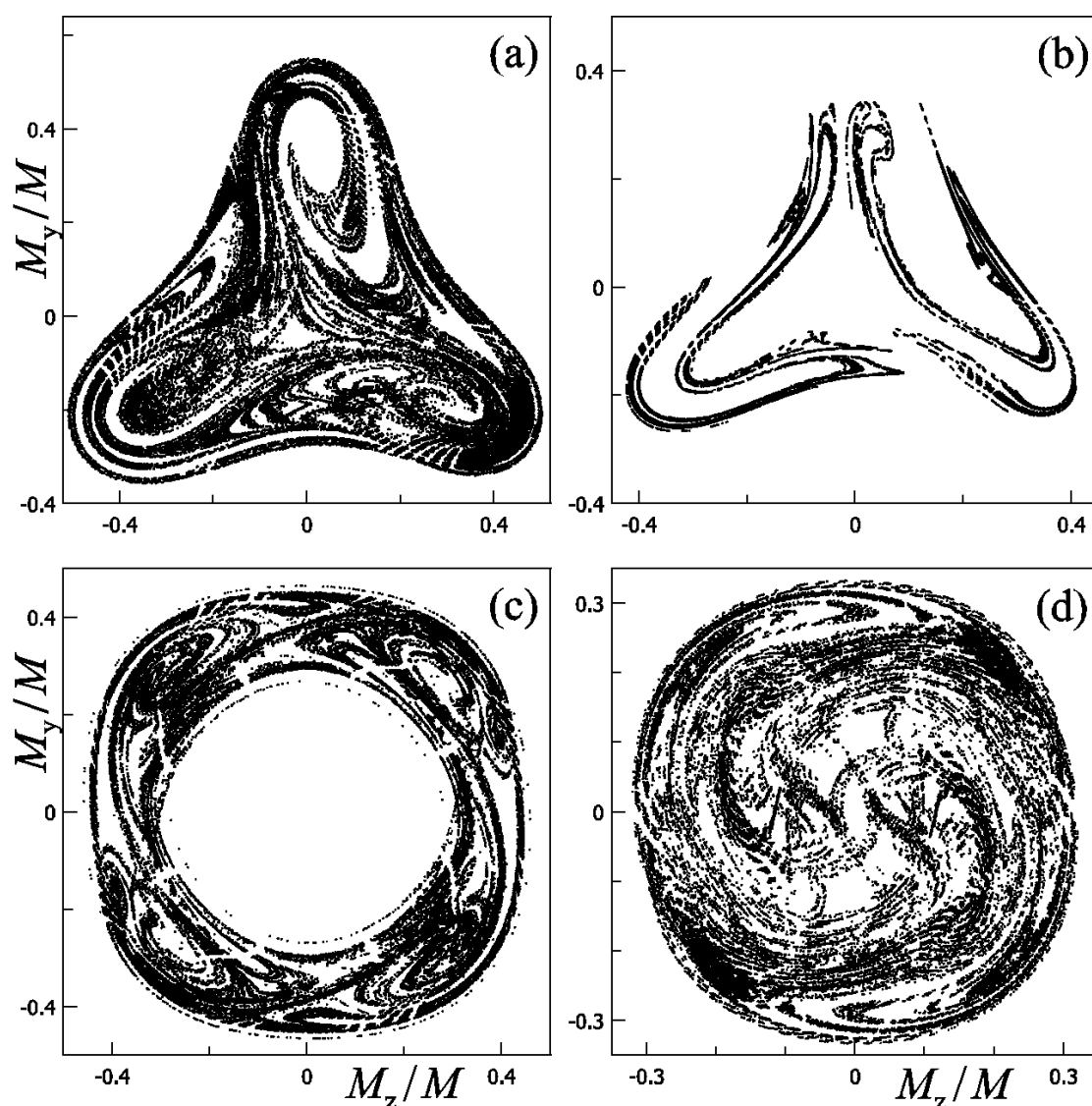


Рис.4. Дискретное по времени (с шагом  $\Delta t = \pi/\omega$ ) представление проекций на плоскость  $yz$  траекторий намагниченности для пленок типа (111) (a, b) и (100) (c, d) при  $H = 496, 503, 600, 660 \text{ Э}$  (a, b, c, d),  $h=2\text{ Э}$ .

Ряд выявленных нелинейных динамических режимов имеет общий характер и реализуется в других физических системах, обладающих сходными свойствами. В частности, возбуждаемые переменным магнитным полем высокоамплитудные автоколебательные и стохастические режимы возможны в магнитосвязанных многослойных структурах при реализации в них бистабильности, обусловленной спецификой петель гистерезиса [4,5], – в вышерассмотренных случаях бистабильность была связана с особенностями кристаллографической анизотропии.

- [1] Шутый А.М., Семенцов Д.И. // Кристаллография. 2006. Т.51. №2. С.330,
- [2] Шутый А.М., Семенцов Д.И. // ЖЭТФ. 2000. Т.118. В.3(9). С.110,
- [3] Малинецкий Г.Г., Потапов А.Б. Современные проблемы нелинейной динамики. М: Едиториал УРСС, 2002. 360 с.,
- [4] Шутый А.М., Семенцов Д.И. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т.78. Вып.8. С.952,
- [5] Шутый А.М., Семенцов Д.И. // ФТТ. 2004. Т.46. Вып.11. С.2006.

# ОКСИДЫ НА ОСНОВЕ ЩЗМ И РЗЭ ДЛЯ СВЕТОТЕХНИКИ И ЭЛЕКТРОНИКИ: СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ

*Т.М. Зорина, К.Н. Нищев*

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

В докладе сообщается о применении метода химического соосаждения оксалатов металлов для получения оксидов на основе щелочноземельных металлов (ЩЗМ) и редкоземельных элементов (РЗЭ). Основным преимуществом данного метода синтеза является возможность получения материалов, обладающих более высокой степенью однородности состава за счет перемешивания его компонент на атомно-молекулярном уровне. Вследствие возможности точного варьирования содержания компонент в процессе синтеза метод химического соосаждения позволяет получать материалы с заданными свойствами.

На основе данной технологии авторами получены:

- 1) оксиды составов  $Ba_3Ln_4O_9$  и  $(BaSrCa)_3Ln_4O_9$  ( $Ln=Y, Sc, Dy, Yb$ ) для эмиссионных покрытий катодов газоразрядных источников света с низким газовыделением, стойких к термическому испарению и ионной бомбардировке [1,2].
- 2) керамики  $YBa_2CuO_{7-\delta}$ , обладающие свойством высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП-керамики) [3,4];
- 3) керамические материалы на основе  $SrLn_2O_4$  для высокотемпературных терморезисторов [5].

Синтезированные соединения идентифицировались методами рентгеновской дифрактометрии, петрографии и химического анализа. С целью сравнения эмиссионных и теплофизических свойств синтезированных соединений и тройного оксида  $BaO \cdot SrO \cdot CaO$ , традиционно применяемого для получения катодных покрытий, измерены величина тока термоэмиссии и температура катодного пятна. Скорость расходования эмиссионного материала оценивалась по интенсивности излучения спектральной линии бария ( $\lambda_{Ba}=455, 4$  нм), величина катодного падения потенциала, характеризующего стойкость к ионной бомбардировке, - по интенсивности линии Ar ( $\lambda_{Ar}=420$  нм).

Показано, что соединения  $Ba_3Ln_4O_9$  превосходят тройной оксид по термостойкости и стойкости к ионной бомбардировке, несколько уступая ему в эмиссионных свойствах. Отмечено, что материалы на основе  $Ba_3Ln_4O_9$  обладают низким газовыделением и меньше (чем тройной оксид) гидратируются на воздухе. Перечисленные качества позволяют использовать данные материалы в качестве эффективных эмиссионных покрытий катодов газоразрядных электронных приборов и источников света.

Многочисленными экспериментами установлено, что по характеру температурной зависимости электрического сопротивления керамики

$YBa_2CuO_{7-\delta}$ , синтезированные методом химического соосаждения, в зависимости от содержания  $Y$  могут быть разделены на три группы:

1) образцы с типично металлическим характером зависимости  $r(T)$  при  $T > T_C$  (состав керамики :  $Y_{1,00-1,03}Ba_2Cu_3O_{6,5+\delta}$ );

2) образцы, обнаруживающие при  $T > T_C$  зависимость  $r(T)$ , свойственную полупроводниковым материалам (состав керамики:

$Y_{1,14-1,18}Ba_2Cu_3O_{6,5+\delta}$ );

3) образцы, имеющие практически нулевое (в пределах чувствительности измерений) значение температурного коэффициента электрического сопротивления при  $T > T_C$  (состав керамики:

$Y_{1,06-1,14}Ba_2Cu_3O_{6,5+\delta}$ ).

Возможность получения методом совместного осаждения ВТСП-керамики одновременно обладающей свойствами высокотемпературного сверхпроводника и практически нулевым ТКЭ при  $T > T_C$  представляет практический интерес, т.к. она может быть применена для получения прецизионных терморезисторов, сопротивление которых практически не изменяется в диапазоне температур от 100 до 300 К.

1. Дубок В.А., Зорина Т.М. и др. Материал для эмиссионного покрытия катодов газоразрядных источников света низкого давления. А.с. 930424 СССР, МКИ<sup>3</sup> В 25 15/00. Бюлл. №19, 1982.

2. Зорина Т.М., Грицкевич В.Б., Соловьев А.П., Пронькин В.С. Конаков Е.В., Королев В.И. Материал для эмиссионного покрытия катодов.- АС СССР №1274524, 1985.

3. Зорина Т.М., Нищев К.Н., Грицкевич В.Б., и др.- Способ получения высокотемпературного сверхпроводника  $YBa_2Cu_3O_{7-8}$ .- АС СССР №1628743, 1990.

4. Зорина Т. М., Нищев К.Н., Кяшкин В.М. и др.- Высокотемпературный сверхпроводящий материал. – Патент РФ 2137235, МПК-6 H01B12/00.Опубл.10.09.1999. Бюлл.N25.

5.Зорина Т.М., Нищев К.Н., Томилин О.Б. и др.- Терморезистивный материал.- Патент РФ 2154868,МПК-7H01C

7/00,H01B12/01.Опубл.20.08.2000.Бюлл.N23.Патент РФ 2154868, 2000.

# ВЛИЯНИЕ ТОЛЩИНЫ СЛОЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ НА ПРОСТРАНСТВЕННУЮ ДИСПЕРСИЮ СПИНОВЫХ ВОЛН В ДВУХСЛОЙНЫХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

*А.М. Зюзин, С.Н. Сабаев, В.В. Радайкин*  
*Мордовский государственный университет, г. Саранск*

Цель работы состояла в исследовании зависимости резонансных полей СВ-мод  $H_0 - H_n$  от температуры  $T$  при различных значениях толщины слоя возбуждения в двухслойных магнитных пленках ферритов-гранатов.

Исследуемые образцы имели идентичный набор магнитных параметров и отличались только значением толщины слоя возбуждения. Измерения проводились в интервале температур  $T$  от  $20^\circ C$  до  $+300^\circ C$ .

Эксперименты показали, что для СВ-мод с одинаковым номером  $n$ , в пленках с различной толщиной слоя возбуждения, зависимости разности резонансных полей нулевой и  $n$ -ой мод  $H_0 - H_n$  имеют различный вид. Величина вариации на зависимостях  $H_0 - H_n$  в области перехода слоя закрепления из состояния реактивной среды в дисперсивную возрастает с уменьшением  $h_1$ .

Основываясь на модели, описанной в работе [1] получен аналитический вид зависимости величины рассогласования  $H_0 - H_n$  от толщины слоя возбуждения  $h_1$ .

$$(H_0 - H_n)_{\max} - (H_0 - H_n)_{\min} \approx \frac{2 A_1}{M_1} \left( \sqrt{2n} \frac{\pi}{h_1} \right)^2.$$

Установлено, что зависимость степени проявления пространственной дисперсии от толщины слоя возбуждения близка к квадратичной.

[1] Зюзин А.М., Сабаев С.Н., Куляпин А.В., Физика твердого тела, **45**, 12, 2208-2214, (2003).

# СТРУКТУРА И СВОЙСТВА ПОКРЫТИЙ ТИТАНА, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ КОНДЕНСАЦИИ С ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКОЙ

*Н.А.Панькин, Н.А.Смоланов*

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

Целью данной работы являлось исследование структуры и свойств покрытий титана на стальных подложках, полученных методом конденсации с ионной бомбардировкой на установке ННВ 6.6И4.

В ходе выполнения данной работы были получены следующие результаты:

1. В покрытии обнаружены включения сферической формы – частицы капельной фазы. Средний размер данных макрочастиц изменяется от 3.2 до 2.6 мкм по мере удаления образцов от катода. При расстояниях больше чем 36 см от катода присутствие капельной фазы оптическими методами не обнаружено.

2. Исследования на дифрактометре ДРОН-6 фазового состава получаемых покрытий с помощью показали, что они состоят из  $\alpha$ -фазы титана с ГПУ кристаллической решёткой. На образцах, расположенных при расстояниях меньших 28 см, обнаружено присутствие линии дополнительной фазы, соответствующей соединению  $Fe_2Ti$ . Она, вероятно, появилась вследствие взаимодействия ионов и атомов титана с подложкой на начальной стадии обработки поверхности.

3. Для дифракционных линий титана характерно наличие больших значений углового уширения, которое увеличивается с ростом расстояния «катод-подложка». Это может быть следствием высоких значений микродеформаций и малости размера зерна. Отличие межплоскостных расстояний от эталонных свидетельствует о наличии больших напряжений, для которых характерна анизотропия по кристаллографическим направлениям в решётке.

4. Измеренная микротвёрдость плёнок титана уменьшается от 9.0 до 3.5 ГПа при увеличении расстояния до катода в интервале (22-44) см. Отмечено отклонение поведения твёрдости от классического закона Холла-Петча. Объясняются причины данного поведения.

5. Проведены исследования атомно-кристаллической структуры плёнок титана в процессе нагрева на воздухе в интервале от 20 до 500 °С. Обнаружен температурный гистерезис в поведении интенсивности и межплоскостного расстояния. Это, возможно, связано с образованием на поверхности покрытия оксинитридного слоя. Об этом также свидетельствует наличие красноватых оттенков на поверхности покрытия. Рентгенографические исследования не выявили появления линий, соответствующих двуокиси титана.



# ВЛИЯНИЕ ПОЛЯ АНИЗОТРОПИИ СЛОЯ ЗАКРЕПЛЕНИЯ НА СПЕКТРЫ СВР

А. М. Зюзин, С.Н. Сабаев, М.А. Бакулин

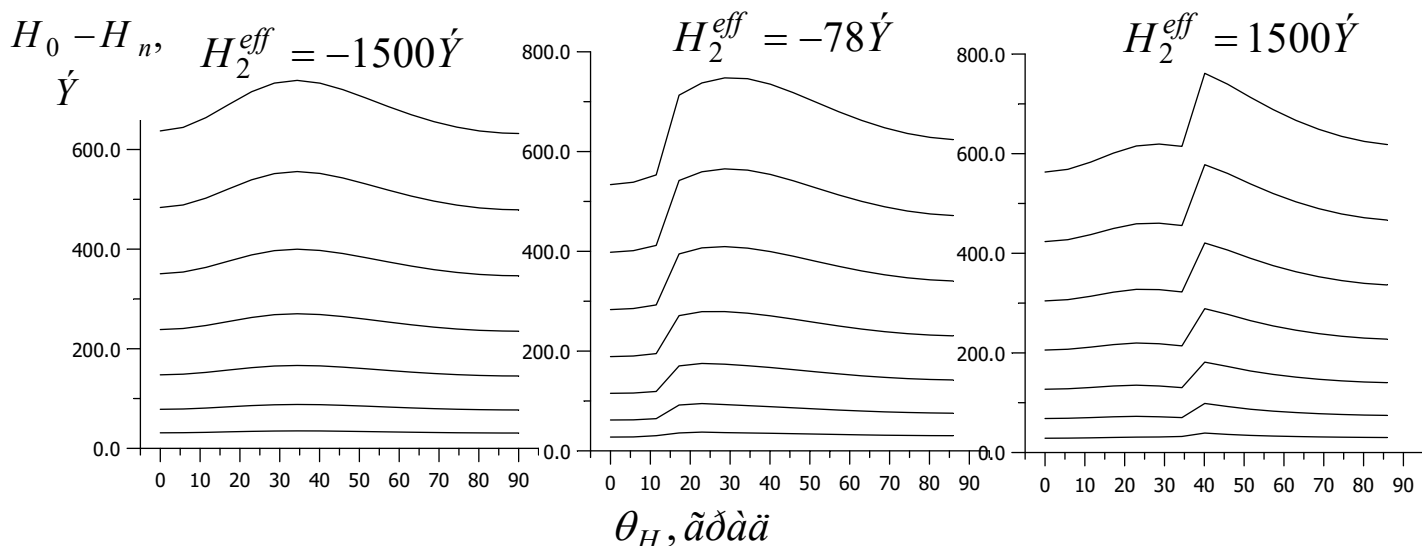
Мордовский государственный университет, г. Саранск

Теоретически исследовано влияние эффективного поля одноосной анизотропии  $H^{eff}$  слоя закрепления на трансформацию спектров СВР в двухслойных магнитных пленках ферритов-гранатов происходящей при плавном переходе слоя закрепления (СЗ) из состояния реактивной среды в дисперсивную или наоборот. Закрепление спинов в исследуемых пленках обусловлено диссипативным или смешанным механизмами [1].

При расчете использовались обменные граничные условия и дополнительное условие, учитывающее затухание спиновой волны в СЗ, который обладал большим значением  $\alpha$ . Величину вклада в разность резонансных полей  $H_0 - H_n$ , обусловленного влиянием изменения равновесной ориентации намагниченности  $\vec{M}$  рассчитывали с помощью дисперсионного соотношения [1].

Наблюдаемые зависимости имеют вид, аналогичный кривым дисперсии, наблюдаемым вблизи полос поглощения и имеющим участки "нормальной" и "аномальной" дисперсии.

Как показал расчет, при сближения значений  $H_1^{eff}$  и  $H_2^{eff}$  происходит изменения интервала углов, при которых наблюдается возрастание разности  $H_0 - H_n$ , при этом величина возрастания остается прежней (см. рис.). Установлено, что если значения  $H_1^{eff}$  и  $H_2^{eff}$  будут близки дисперсия практически будет отсутствовать. (Величина



эффективного поля одноосной анизотропии в слое возбуждения имела значение  $H_1^{eff} = -1715\dot{Y}$ ).

[1] А.М. Зюзин, С.Н. Сабаев, А.В. Куляпин, ФТТ, 2002, 45, 12, С.2208.

# СТРУКТУРНОЕ СОВЕРШЕНСТВО И МОРФОЛОГИЯ ПОВЕРХНОСТИ СЛОЕВ КРЕМНИЯ НА САПФИРЕ, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ

*Денисов С.А., Чалков В.Ю., Шенгуров В.Г.*

*Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, Н.Новгород*

Одним из направлений развития микроэлектроники является создание структур “кремния на изоляторе”, в частности, “кремний на сапфире” (КНС), т.к. на их основе возможно изготовление быстродействующих СБИС с высокой радиационной стойкостью по сравнению с БИС на монокристаллическом кремнии.

Низкотемпературный метод молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) позволяет выращивать КНС-структуры с лучшими электрофизическими параметрами, чем структуры, выращенные высокотемпературным методом газофазной эпитаксии [1].

Целью данной работы являлось исследование зависимости структурного совершенства и морфологии поверхности КНС-структур от температуры их роста методом МЛЭ, а также поиск путей для улучшения структурного совершенства и сглаживания их поверхности.

Рост слоев кремния на сапфире с ориентацией (1 $\bar{1}$ 02) осуществляли в высоковакуумной установке методом сублимационной МЛЭ по методике, описанной в [2]. Слои кремния исследовали методами рентгеновской дифракции, электронографии и на атомно-силовом микроскопе.

Методом сублимационной МЛЭ на сапфире (1 $\bar{1}$ 02) при температуре 550-850°C выращены совершенные по структуре слои кремния ориентации (100) и толщиной 0,2 – 1,0 мкм. Наиболее совершенные по структуре слои кремния растут при температуре подложки 700-750°C. Гладкие слои растут при низкой температуре роста, а с повышением температуры наблюдается огрубление поверхности.

Проведено детальное исследование начальных стадий роста слоев КНС методом МЛЭ. Установлено, что он протекает по трехмерному механизму роста с плотностью мест зарождения  $\sim 5 \cdot 10^9$  см<sup>-2</sup>. Плотность островков с ростом температуры подложки уменьшается. Коалесценция пленки, выращенной при 600°C, происходит при толщине  $\leq 50$  нм.

В работе предложены и реализованы пути улучшения качества КНС-структур с помощью введения тонкой прослойки аморфного кремния, послеростовой отжиг структур и другие.

[1] E.D. Richmond, M.E. Twigg and S. Quadri // Appl. Phys. Lett. 1990, v.56, p.2551.

[2] С.А. Денисов, В.Г. Шенгуров, С.П. Светлов, В.Ю. Чалков и др. // Поверхность. 2005, № 11, с. 32-39.

## О ДОПОЛНИТЕЛЬНОМ МАКСИМУМЕ НА РЕНТГЕНОГРАММАХ

*Кириндясов Е.М., Кяшкин В.М.*

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

При исследовании аморфных металлических сплавов (АМС)  $\text{Fe}_5\text{Co}_{70}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ ,  $\text{Co}_{24}\text{Fe}_{56}\text{Si}_{15}\text{P}_5$  и  $\text{Co}_{67}\text{Cr}_7\text{Fe}_4\text{Si}_8\text{B}_{14}$  в излучении Co-анода был обнаружен дополнительный максимум в области малых значений  $s = \frac{4\pi \sin \theta}{\lambda}$  ( $\sim 1 \text{ \AA}^{-1}$ ), который отсутствовал на рентгенограммах, полученных в излучении Mo-анода.

Было высказано предположение, что причиной возникновения этого максимума являются особенности атомной структуры образцов, возникшие в результате концентрационного расслоения АМС.

Анализ факторов, влияющих на угловое распределение интенсивности рассеяния рентгеновского излучения, показал, что еще одной причиной возникновения дополнительного максимума на рентгенограмме может быть спектральное разложение излучения трубки.

Спектр излучения трубки, кроме характеристической, содержит и непрерывную («тормозную») составляющую, характеризуемую «красной» границей  $\lambda_{\text{кр}}$  и широким максимумом, которому соответствует  $\lambda_{\text{max}}$ . Длины волн  $\lambda_{\text{кр}}$  и  $\lambda_{\text{max}}$  зависят только от напряжения, приложенного к трубке [1], причем уменьшаются при увеличении напряжения. При этом область спектра, соответствующая  $\lambda_{\text{max}}$ , смещается в сторону меньших брегговских углов, где коэффициент поглощения  $\beta$ -фильтра также уменьшается, и область максимума белого спектра может не полностью «обрезаться» фильтром.

При съемке монокристаллических образцов без  $\beta$ -фильтра по схеме  $\theta$ - $2\theta$  рентгенограмма представляет собой спектр излучения трубки искаженный факторами геометрии съемки, поглощения и др. Рентгенограмма поликристаллического образца формируется набором межплоскостных расстояний, и фактически представляет собой суперпозицию смещенных относительно друг друга спектров, на форму которых, дополнительно к вышеуказанным факторам, влияет и угловая расходимость пучка. Эффекты, связанные с «плохим» поглощением фильтра в области коротких длин волн должны проявляться во всех случаях.

Максимум указанного происхождения должен смещаться при изменении ускоряющего напряжения, что и наблюдалось нами на монокристаллических, поликристаллических и аморфных образцах. При использовании  $\beta$ -фильтра максимум проявляется при достаточно больших напряжениях на трубке.

1. Блохин М.А. Физика рентгеновских лучей. М.: Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1957г, 518 С.

# ОСОБЕННОСТИ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ СПЕКТРОВ СПИН-ВОЛНОВОГО РЕЗОНАНСА В ТРЕХСЛОЙНЫХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

*А. М. Зюзин, А. Г. Бажанов, М. А. Бакулин, В. В. Радайкин, С.Н. Сабаев*  
*Мордовский государственный университет, г. Саранск*

Исследованы температурные зависимости спектров спин-волнового резонанса в трехслойных пленках ферритов-гранатов.

Обнаружено, что при перпендикулярной ориентации внешнего поля относительно плоскости пленки в интервале температур от 100 до 150 °С наблюдается появление промежуточных мод, при этом сначала проявляются промежуточные моды более высокого порядка. Аналогичная трансформация спектров СВР, причем в том же интервале температур, наблюдается и для параллельной ориентации внешнего поля относительно плоскости пленки.

Установлено, что появление промежуточных мод при той и другой ориентациях связано с изменением симметрии закрепления спинов на границах слоя возбуждения [1]. С увеличением температуры от 20 до 150 °С наблюдается монотонное сближение полей однородного резонанса слоя возбуждения и одного из слоев закрепления. В результате этого степень закрепления спинов на границе раздела слоя возбуждения и соответствующего слоя закрепления уменьшается. В спектре проявляются моды с нечетным числом четвертей длин волн, характерные для несимметричного закрепления спинов. При дальнейшем увеличении температуры от 150 °С до 260 °С степень закрепления на данной границе вновь возрастает, что связано с увеличением разности резонансных полей нулевых мод слоя возбуждения и закрепления. Поэтому моды с нечетным числом четвертей длин волн становятся запрещенными и в спектре остаются моды характерные для симметричного закрепления спинов – с нечетным числом длин полуволен.

Появление в спектре сначала промежуточных СВ-мод высокого порядка обусловлено тем, что данные моды более чувствительны к изменению степени закрепления. Очевидно, что при  $T=150$  °С в спектре должны проявляться промежуточные моды низких порядков. Однако их интенсивность много меньше интенсивности основных мод трехслойной пленки.

[1] А.М. Зюзин, А.Г. Бажанов, В.В. Радайкин, ЖТФ, 1999, 69, 11, С. 97.

# МЕХАНИЗМ ЗАКРЕПЛЕНИЯ СПИНОВ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ СВР В ДВУХСЛОЙНЫХ ПЛЕНКАХ С ОРТОРОМБИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

*А. М. Зюзин, М.А. Бакулин, В.В. Радайкин*

*Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева.*

Проведен расчет спектров СВР в двухслойной пленке с орторомбической анизотропией. Параметры пленок были подобраны так, чтобы поля однородного резонанса в слоях совпадали. Затухание при расчете не учитывалось. При расчете использовалась следующая модель пленки: слои параллельны плоскости ХОУ, граница раздела слоев имеет координату  $Z=0$ . Магнитное поле перпендикулярно плоскости пленок. Спиновые волны в слоях предполагались гармоническими.

$$m_1 = m_1^0 \cos(k_1(z - d_1)); \quad (1)$$

$$m_2 = m_2^0 \cos(k_2(z + d_2));$$

При расчете были использованы следующие граничные условия:

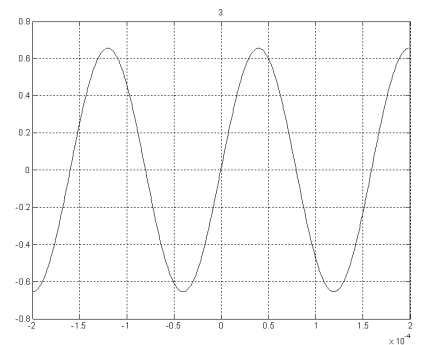
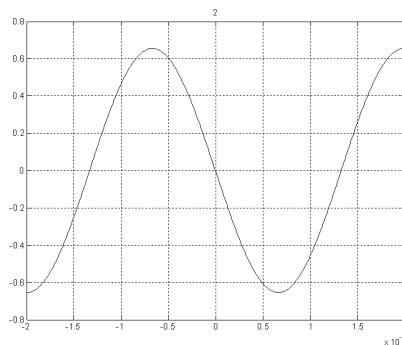
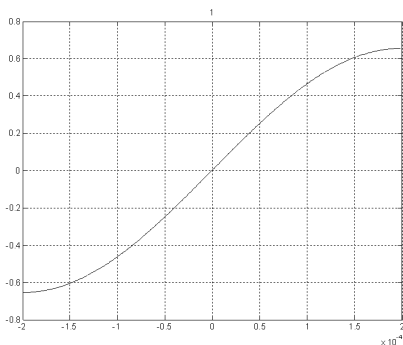
$$\left. \frac{m_1}{M_1} = \frac{m_2}{M_2} \right|_{z=0}, \quad \left. \frac{A_1}{M_1} \frac{\partial m_1}{\partial z} = \frac{A_2}{M_2} \frac{\partial m_2}{\partial z} \right|_{z=0}, \quad (2)$$

и дисперсионные соотношения:

$$\left( \frac{\omega}{\gamma_i} \right)^2 = \left[ H + H_i^k + \frac{2A_i}{M_i} k_i^2 \right] \times \left[ H + H_i^r + H_i^k + \frac{2A_i}{M_i} k_i^2 \right], \quad (3)$$

где  $i$  – номер слоя,  $H_i^k$  – эффективное поле одноосной анизотропии,  $H_i^r$  – поле орторомбической анизотропии,  $A_i$  – константа обмена,  $M_i$  – намагниченность слоя.

В работе рассчитан спектр СВР. Распределение переменной намагниченности первых для трех мод представлено на рисунках.



В данном случае возникает своеобразный динамический механизм закрепления спинов связанный с различной эллиптичностью спиновых волн в слоях, при этом выполнение условия (2) возможно лишь при образовании узла спиновой волны на границе раздела слоев.

1. А.Г.Гуревич, Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках, М.: Наука, 1973.

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СТРУКТУРЫ $Si-VO_2-Me$

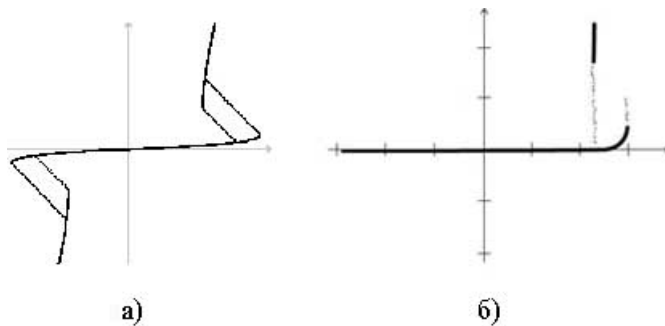
**Мануилов С. А., Величко А. А., Путьрайнен В. В., Черемисин А. Б.**  
Петрозаводский Государственный Университет, г. Петрозаводск.

В работе изучены электрические свойства структуры  $Si-VO_2-Me$ . Данная структура представляет собой интерес, во-первых, в связи с наличием эффекта переключения в окисной плёнке ванадия и, во-вторых, с электронной проводимостью  $VO_2$  и образованием гетероперехода  $Si - VO_2$ .

Получение образцов происходило в три этапа: 1) химическая очистка поверхности  $Si$  подложки с последующим отжигом в вакууме; 2) магнетронное напылением тонкого слоя  $V$  (~100 нм) на подложку; 3) анодное окисление  $V$  с образованием аморфной пленки  $V_2O_5$  [1,2].

ВАХ структуры снимались на переменном напряжении  $U_0$  с частотами варьирующимися в пределах  $f \sim 10 - 10^4$  Hz.

В результате был получен большой набор ВАХ. Параметры переключения  $U_{th}$  и  $U_{off}$  для ~90% переключателей на  $Si-n$  и ~80% переключателей на  $Si-p$  составили 1 – 4В и 0,5 – 2В. Для оставшейся части переключателей были получены  $U_{th}$  и  $U_{off}$  в пределах 7 – 15В и 4 – 14В соответственно. Для переключателей на  $Si-n$  подложке ВАХ были практически полностью симметричны *рис. а)* и



не зависели от частоты и типа сигнала. Для переключателей на  $Si-p$  подложке характерным было отсутствие отрицательной ветки ВАХ *рис. б)*.

Объяснить такое поведение можно с точки зрения образования р-п гетероперехода на границе  $Si-VO_2$ . Хотя, не исключён и другой вариант: в процессе получения АОП на границе  $Si - V_2O_5$  возможен процесс  $V_2O_5 \rightleftharpoons SiO_2 + V$ . Также задачу усложняет и тот факт, что в ультратонких плёнках  $SiO_2$  также имеет место развитие токовых неустойчивостей, и связанный с этим эффект переключения (причем параметры переключения колеблются в пределах 0.5 – 5В [3]).

[1] Пергамент А.Л., Стефанович Г.Б., Величко А.А., VII Международная

конференция по физике и технологии тонких пленок, Материалы конференции,

Ивано-Франковск, 134-134 (1999).

[2] Борисков П.П., Величко А.А., Пергамент А.Л., Стефанович Г.Б., Тезисы докладов Всероссийской научной конференции ФПП-2002, Санкт-Петербург, 13-15 (2002).

[3] T. P. Chena, X. Zeng and M. S. Tse Snapback behavior of the postbreakdown I–V characteristics in ultrathin SiO<sub>2</sub> films, Appl. Phys. Lett., Vol. 78, No. 4, 22 January 2001.

## О ЗАПРЕЩЕННЫХ ПОЗИЦИЯХ ФЕДОРОВСКИХ ГРУПП СИММЕТРИИ

*Сомов Н. В., Чупрунов Е. В.*

*ННГУ им. Н. И. Лобачевского, Н. Новгород*

Множество групп федоровской симметрии далеко неоднородно представлено в виде атомных структур кристаллов. По информации из баз данных атомных структур кристаллов [1, 2], можно выделить ряд групп симметрии, в которых кристаллизуется всего по несколько атомных структур. Наряду с этим, существуют группы симметрии, в которых число кристаллизующихся атомных структур, составляет десятки процентов от всех известных кристаллов.

Ранее нами было предложено характеризовать группы симметрии по величине запрещенного объема [3]. Данная характеристика позволяет определить величину геометрически запрещенных областей элементарной ячейки недопустимых для заселения атомами. Но характеристика группы симметрии по величине запрещенного объема не является полной, поскольку для каждого элемента симметрии создающего запрещенный объем существует, по крайней мере, одна локально разрешенная позиция. Всего нами выделено три типа локально разрешенных позиций: *точечная* – разрешена только одна позиция, *линейная* – разрешены позиции лежащие на прямой, *плоскостная* – разрешены позиции лежащие на плоскости. Наличие локально разрешенных позиции в элементарной ячейке кристалла не изменяет величину запрещенного объема, но при этом позволяет атомной структуре упаковаться путем их заселения.

Наши исследования показали, что величиной запрещенного объема хорошо описываются атомные структуры, атомы которых заселяют только общие положения. При этом группы симметрии, характеризующиеся высокой долей запрещенного объема всегда являются «редкими». Наличие же низкой доли запрещенного объема лишь необходимое условие распространенности группы симметрии, т.к. среди таких групп симметрии встречаются как редко, так и часто реализуемые группы симметрии.

Для общего распределения атомных структур по группам симметрии характерна следующая закономерность: редкие группы симметрии характеризуются низкой величиной запрещенного объема и низким числом локально разрешенных позиций, часто реализуемые группы, как правило, либо имеют низкую величину запрещенного объема либо высокую концентрацию локально запрещенных позиций.

2. Inorganic Crystal Structure Database, release 2004.
3. Сомов Н.В., Масленников М. С., Чупрунов Е. В. Известия высших учебных заведений поволжский регион. №5(14) серия естественные науки. с. 73-77, 00,2004.

## **ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ПРОЦЕССЫ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ПЛЕНОК ГРАНАТОВ НАНОМЕТРОВЫХ ТОЛЩИН**

*М. В. Герасимов, М. В. Логунов, П. М. Малышев, Н. В. Мусеев*  
*Мордовский госуниверситет им. Н. П. Огарева, Саранск*  
**E-mail: logunov@mrsu.ru**

Пленки ферритов-гранатов поликристаллической структуры могут иметь значительную коэрцитивность и высокую степень прямоугольности петли гистерезиса. В сочетании с гигантским эффектом Фарадея и прозрачностью пленок в видимом диапазоне длин волн они представляют интерес для магнитооптических устройств. Изучение температурных свойств таких материалов необходимо для совершенствования существующих и разработки новых электронных устройств [1, 2].

Известно, что коэрцитивная сила  $H_c$  резко возрастает при приближении к температуре компенсации магнитного момента  $T_{\text{КММ}}$  [1], в то же время подробное изучение свойств поликристаллических пленок в окрестности  $T_{\text{КММ}}$  не проводилось. В настоящей работе представлены результаты изучения пленок гранатов толщиной десятки/сотни нанометров, имеющих точку магнитной компенсации при температуре выше комнатной. Пленки ферритов-гранатов имели несколько слоев по толщине, благодаря наличию висмута в составе пленок фарадеевское вращение составляло  $\sim 1^\circ$ . Это дало возможность изучить квазистатические и импульсные процессы перемагничивания поликристаллических пленок магнитооптическим методом. Свойства пленок исследованы в диапазоне температур от 20 до 200 °С, включающем как температуру магнитной компенсации, так и температуру Нееля.

Показано, что коэрцитивная сила  $H_c$  для поликристаллических пленок ферритов-гранатов нанометровых толщин может достигать рекордной величины  $H_c \sim 2500$  Э вблизи температуры компенсации магнитного момента  $T_{\text{КММ}}$ . Форма петель гистерезиса поликристаллических пленок вблизи температуры компенсации магнитного момента является сложной, что свидетельствует о наличии нескольких магнитных фаз в исследуемой пленке. Для выяснения механизмов перемагничивания одновременно с записью петли гистерезиса регистрировали изменения в доменной структуре пленок с помощью видеокамеры. Установлено, что уменьшение коэффициента прямоугольности петли гистерезиса связано с изменением плотности зародышей перемагничивания и качественным изменением формы доменов, возникающих в процессе перемагничивания пленок.



1. Шкарь В.Ф. и др. ФТТ **47**, 6, 1071 (2005).
2. Rajendran M. e.a. J. Magn. Mater. **301**, 212 (2006).

ИЗУЧЕНИЕ ДЕФЕКТНОЙ СТРУКТУРЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВ МЕТОДОМ  
ДИСЛОКАЦИОННОГО АНГАРМОНИЗМА

*Скворцов А.А., Гальчин С.Н.*

*Ульяновский государственный университет, Россия*

При рассмотрении динамики дислокаций в полупроводниках используется, как правило, линейная теория упругости. Но в случае неоднородных деформаций, приводящих к макроскопическим изгибам кристалла, возрастает роль нелинейности его упругих свойств:

$$\sigma = E_0 \varepsilon + \alpha \varepsilon^2 + \beta \varepsilon^3,$$

где  $\sigma$  – механическое напряжение,  $\varepsilon$  – относительная деформация,  $E_0$  – модуль Юнга,  $\alpha$  и  $\beta$  – линейные комбинации модулей упругости третьего и четвертого порядка соответственно. Задача данной работы связать изменение модулей  $\beta$  с параметрами дислокационной структуры монокристалла кремния [1].

Экспериментальное определение  $\beta$  осуществлялось методом составного акустического резонатора [1], который состоял из исследуемого образца и прижимных пьезоэлектрических преобразователей на базе керамики ЦТС-19 диаметром 10 мм. В роли образцов выступали бездислокационные пластины монокристаллического кремния размером  $10 \times 50 \times 0.54$  мм<sup>3</sup> ориентации (111) *n*- или *p*- типа проводимости различного уровня легирования. Они включались в цепь обратной связи ВЧ-резонансного усилителя. Измерение деформационной зависимости скорости упругой волны полупроводника (при нагрузке и разгрузке кристаллов) проводилось в диапазоне 3-7 МГц.

В результате экспериментов обнаружено, что введение в образец донорного и акцепторного кремния дислокаций изменяет величину модуля  $\beta$ , что позволяет детектировать появление линейных дефектов. Показано также, что вводимые изгибом и термоударом дислокации являются преимущественно 60-ти градусными.

Работа выполнена при поддержке гранта президента РФ поддержки молодых ученых – докторов наук № МД-1711.2005.2.

1. Скворцов А.А., Орлов А.М., Никитин К.Е., Литвиненко О.В. Дислокационный ангармонизм в кремнии. //Письма в ЖТФ. 2000. Т.26. Вып.21. С.82-88.

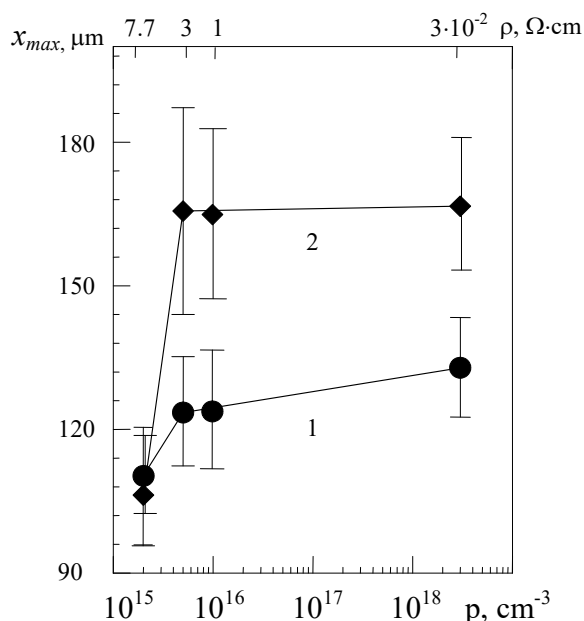
## О ВЛИЯНИИ ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА

## ПОДВИЖНОСТЬ ДИСЛОКАЦИЙ В МОНОКРИСТАЛЛАХ КРЕМНИЯ

**Скворцов А. А., Белов Д. И.**

*Ульяновский государственный университет, Россия*

За последнее десятилетие надежно установлено влияние магнитного поля с индукцией  $\sim 1$  Тл на различные твердые тела, в том числе полупроводники. Однако до сих пор, практически не изучено образование и подвижность дислокационных сегментов в кремнии после выдержки образцов в магнитном поле, чему и посвящена данная работа. Опыты проводились на легированных фосфором ( $0.5 \Omega \cdot \text{см}$ ) или бором ( $0.07 - 10 \Omega \cdot \text{см}$ ) кремниевых пластинах с кристаллографической ориентацией [111] и [100]. Вначале полированная поверхность образца



**Рис.1.** Зависимость пробега головных дислокаций от уровня легирования кремния  $p$ -типа: **1** - без обработки в МП; **2** - обработка в течении 20 минут в МП с индукцией 1 Тл перед деформированием.

скрайбировалась алмазным индентором с фиксированной нагрузкой  $P=0.8$  Н, после чего осуществлялась его обработка в магнитном поле между полюсами электромагнита ( $B \leq 1$  Т). При этом вектор магнитной индукции лежал в плоскости пластины и был всегда перпендикулярен нанесенным царапинам. Деформация образцов осуществлялась растягивающими напряжениями (до 60 МПа), создаваемыми четырехопорным изгибом, при температуре 950 К. Анализ пробегов дислокационных сегментов осуществлялся методом селективного травления.

Результаты исследований показали, что предварительная обработка пластин в магнитном поле активизирует дислокации, способствуя более быстрому их перемещению в кристалле. Более

того, чувствительность кристалла к МП увеличивается по мере роста концентрации примеси (рис.1) и достигает максимального значения в образцах с удельным сопротивлением  $\sim 1 \text{ } \Omega \cdot \text{см}$ , что указывает на ключевую роль примеси в магниточувствительных процессах.

Работа выполнена при поддержке гранта президента РФ поддержки молодых ученых – докторов наук № МД-1711.2005.2.

## **ВЛИЯНИЕ НЕБОЛЬШИХ ДОБАВОК ЛЕГИРУЮЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ТЕМПЕРАТУРУ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ МЕТАЛЛОВ**

***Щавлева А.В.***

*Нижегородский Государственный университет им. Н.И. Лобачевского  
Нижний Новгород*

В результате анализа экспериментальных и теоретических работ, описывающих закономерности влияния легирования на температуру рекристаллизации  $T_r$ , выяснено, что характер зависимости  $T_r$  от содержания легирующих добавок определяется следующими основными параметрами: 1) коэффициент распределения  $K_c$ , 2) предельная растворимость легирующего элемента  $C_p$ , 3) коэффициент диффузии.

Разработанные модели описания влияния малых концентраций легирующих добавок на  $T_r$  основаны на зависимостях подвижности и силы торможения границ зерен от содержания легирующих элементов (ЛЭ).

При концентрациях  $C < C_p$  (в объеме зерен и в границах) атомы ЛЭ изменяют диффузионные параметры границ зерен, определяющие их подвижность, что может приводить к увеличению  $T_r$ . При повышении концентрации может быть достигнут предел растворимости данного ЛЭ в объеме зерна (и/или в его границе). В этом случае в объеме (границе) зерна начинается выделение и рост частиц второй фазы, оказывающих на мигрирующие границы зерен тормозящее действие по механизму Зинера. Процессы выделения и роста частиц являются конкурирующими по своему влиянию на зависимость  $T_r(C)$ . Процесс выделения частиц, доминирующий при незначительных пересыщениях, приводит к возникновению «стопоров» для движения границ зерен и повышению  $T_r$ . По мере дальнейшего увеличения концентрации ЛЭ уменьшается число потенциальных центров выделения частиц, и доминирующим процессом становится их рост за счет коагуляции. Это приводит к уменьшению  $T_r$  с ростом концентрации ЛЭ. Таким образом, модель предсказывает возможность описания сложных зависимостей  $T_r$  от концентрации ЛЭ.

Детальное сопоставление модели с экспериментальными данными по влиянию легирующих добавок Ag, Ge, Mg, Ni, Zn, Zr на температуру рекристаллизации Cu и легирующих добавок Cr, Cu, Fe, Mn, Ti, Zr на температуру рекристаллизации Al показало, что модель

удовлетворительно согласуется с экспериментом и может быть использована для интерпретации более широкого круга экспериментальных данных.

Автор выражает признательность Международному научно-техническому центру (грант 2809), Российскому Фонду Фундаментальных Исследований (грант 05-08-18262а), а также НОЦ «Физика твердотельных наноструктур» ННГУ им. Н.И. Лобачевского и программе «Фундаментальные исследования в высшем образовании» (BRHE).

## **КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИСПАРЕНИЯ МЕТАЛЛОВ В НАНОМЕТРОВЫХ ОБЪЕМАХ**

***Мордюк В.С., Тихонова Н.П., Иванов О.Ю., Зинченко Е.Ю.***

*Мордовский государственный университет, г. Саранск*

Практически все справочные данные об испарении металлов постулируют постоянство скорости процесса при постоянной фиксированной температуре. Эти данные справедливы только для поликристаллических материалов. Осуществлено дальнейшее развитие процессов испарения на атомистическом уровне в нанометровых объемах.

1. Для монокристаллических предельно текстурированных проволок разработана новая кинетическая концепция испарения, доказывающая резкое (от сотен тысяч до миллиона крат) уменьшение во времени скорости процесса с образованием кристаллографической огранки. Концепция доказывается расчетами и натурными экспериментальными данными с помощью обычной и электронной микроскопии, а также сопровождается компьютерным моделированием в нанометровых объемах.

2. С помощью компьютерного моделирования на атомистическом уровне доказывается, что бытующая все прошедшее столетие концепция физического отказа тел накала ламп накаливания по причине образования и развития «горячей точки» в местах локализации утончения проволок в настоящее время перестала быть основной и доминирующей. Она оказывается дееспособной только в случае поликристаллических проволок, или при наличии в окружающем пространстве примесей кислорода.

3. Разработана новая молекулярно-кинетическая концепция испарения металла в среду инертного газа высокого и сверхвысокого давления. За основу принята модель барического равновесия, при котором скорость испарения уменьшается до нуля при повышении давления газа до бесконечности. Учитываются факторы вероятностей встречи, отталкивания и прицельного возврата атомов обратно на испаряющую поверхность. Процессы испарения и столкновения атомов металла с атомами газа демонстрируются в динамике на экране монитора.

Все три случая сопровождаются демонстрацией действующих в динамике компьютерных моделей процессов. По существу, они являются разновидностью компьютерного экспериментального исследования, при котором пользователь, задавая с помощью клавиатуры различные

величины входящих в расчетные формулы параметров, может получать те или иные конечные результаты. По сравнению с натурным компьютерный эксперимент ускоряет получение результата в миллионы раз.

## **О ВОЗМОЖНЫХ МЕХАНИЗМАХ ОБРАЗОВАНИЯ ЗОНАРНОЙ МИКРОПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ КРИСТАЛЛОВ**

*С. С. Гуськов, М. А. Фаддеев*

*Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского*

Для большинства природных и синтетических монокристаллов характерен тип дефектов, известный как зонарная микроструктура, полосчатость или слоистость. Эти дефекты проявляются в виде чередующихся слоев различного качества, параллельных фронту кристаллизации. Характерный период зонарной структуры составляет единицы и десятки микрометров. Согласно современным представлениям [1], различие свойств слоев обусловлена неравномерным распределением примеси и вызванными атомами или молекулами примеси механическими напряжениями в структуре кристалла. Эксперименты показали, что для формирования полосчатости достаточно минимальных концентраций примеси ( $\delta 0,01\%$ ).

Неравномерное распределение примеси в кристаллической структуре может быть обусловлено колебаниями внешних условий роста (температуры, пересыщения) за счет конвекционных потоков. С другой стороны, на дефектность должны влиять процессы, происходящие на поверхности растущей грани [2]. Неравномерный захват примеси может быть результатом конкуренции холмиков роста, связанных с винтовыми дислокациями разного наклона.

В данной работе предлагается механизм образования слоев примеси за счет накопления примеси в растворе у поверхности растущей грани и последующего лавинообразного встраивания примеси при превышении критического уровня концентрации. Разработана математическая модель роста двухкомпонентного кристалла. С помощью численного статистического моделирования показана возможность формирования как практически однородного распределения примеси в кристалле, так и квазипериодической зонарной микроструктуры. Установлено, что вариант захвата примеси определяется значениями энергии связей примесь-основное вещество  $\varepsilon_{12}$  и примесь-примесь  $\varepsilon_{22}$ . Область зонарности на энергетической диаграмме (в осях  $\varepsilon_{12}/\varepsilon_{11} - \varepsilon_{22}/\varepsilon_{11}$ ) смещается и изменяет размеры при изменении энергии связи ростовых единиц основного

вещества  $\varepsilon_{11}$ , пересыщения  $\sigma$ , температуры  $T$  и концентрации примеси  $C$ . Получено качественное согласие с результатами экспериментов.

1. Современная кристаллография. Т. 3. — М.: Наука, 1980.
2. Физика кристаллизации. — М. Изд-во Физико-математической литературы, 2002.

## **ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФАКТОРА ДЕБАЯ-ВАЛЛЕРА ДЛЯ МОНОКРИСТАЛЛА ДИГИДРОФОСФАТА КАЛИЯ В УСЛОВИЯХ ДИНАМИЧЕСКОЙ ДИФРАКЦИИ.**

*Марков А.В., Фаддеев М.А.*

*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского*

Основной задачей данной работы являлось определение температурного фактора для тетрагональной фазы монокристалла KDP методом рентгеновской дифракции и выяснение степени применимости приближения Дебая-Валлера для динамически рассеивающего кристалла.

Для исследования зависимости интенсивности РДМ от температуры нагреваемого кристалла был выбран низкодислокационный монокристаллический образец дигидрофосфата калия (KDP) с естественными гранями. Размеры образца  $5 \times 0,5 \times 0,5$  см<sup>3</sup>. Кристалл был помещён в печь, температура в которой в процессе измерений поддерживалась постоянной с точностью 0,3°C. Измерения температурных зависимостей интенсивности РДМ для ряда рефлексов типа  $(h00)$  проводились в условиях отражения по Брэггу.

Источником рентгеновского излучения служила трубка с медным анодом. Узкий пучок от щели шириной 0,1 мм направлялся на X-грань кристалла. Дифрагированное излучение регистрировалось с помощью сцинтилляционного детектора. Кривые дифракционного отражения (КДО) получены методом  $\Theta - 2\Theta$  сканирования. Каждый исследуемый рефлекс измерялся для нескольких фиксированных температур кристалла. Для устранения градиентов термодформаций временной интервал между измерениями кривые КДО составлял 40 – 60 минут.

Полученные температурные зависимости интегральной интенсивности отражений удовлетворительно аппроксимируются экспоненциальными функциями. При этом тепловой фактор Дебая-Валлера  $V$  предполагается линейно зависящим от температуры:  $V = K(T - T_r)$ , где  $K$  – параметр, который зависит от индексов рефлекса,  $T$  – абсолютная температура,  $T_r$  – комнатная температура. Экспериментально определено, что  $K$  убывает по экспоненте с ростом индекса  $h$ .

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют, что описание ослабления интенсивности РДМ при нагреве кристалла с помощью фактора Дебая-Валлера можно распространить на область динамической дифракции. Однако в этих случаях необходимо исследовать

зависимость температурного фактора  $B$  от порядкового номера рефлекса. Эти зависимости являются в первом приближении экспоненциальными, их параметры зависят от кристаллографических направлений и атомной структуры кристалла.

1. Frazer B.C. et al. // Phys. Rev. 1952. V. 85. P. 479.
2. Endo S. et al. // Nature (London). 1989. V. 340. P. 452

## **ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФАКТОРА ДЕБАЯ-ВАЛЛЕРА ДЛЯ МОНОКРИСТАЛЛА ДИГИДРОФОСФАТА КАЛИЯ В УСЛОВИЯХ ДИНАМИЧЕСКОЙ ДИФРАКЦИИ.**

*Марков А.В., Фаддеев М.А.*

*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского*

Основной задачей данной работы являлось определение температурного фактора для тетрагональной фазы монокристалла КДР методом рентгеновской дифракции и выяснение степени применимости приближения Дебая-Валлера для динамически рассеивающего кристалла.

Для исследования зависимости интенсивности РДМ от температуры нагреваемого кристалла был выбран низкодислокационный монокристаллический образец дигидрофосфата калия (КДР) с естественными гранями. Размеры образца  $5 \times 0,5 \times 0,5$  см<sup>3</sup>. Кристалл был помещён в печь, температура в которой в процессе измерений поддерживалась постоянной с точностью 0,3°C. Измерения температурных зависимостей интенсивности РДМ для ряда рефлексов типа  $(h00)$  проводились в условиях отражения по Брэггу.

Источником рентгеновского излучения служила трубка с медным анодом. Узкий пучок от щели шириной 0,1 мм направлялся на X-грань кристалла. Дифрагированное излучение регистрировалось с помощью сцинтилляционного детектора. Кривые дифракционного отражения (КДО) получены методом  $\Theta - 2\Theta$  сканирования. Каждый исследуемый рефлекс измерялся для нескольких фиксированных температур кристалла. Для устранения градиентов термодформаций временной интервал между измерениями кривые КДО составлял 40 – 60 минут.

Полученные температурные зависимости интегральной интенсивности отражений удовлетворительно аппроксимируются экспоненциальными функциями. При этом тепловой фактор Дебая-Валлера  $B$  предполагается линейно зависящим от температуры:  $B = K(T - T_r)$ , где  $K$  – параметр, который зависит от индексов рефлекса,  $T$  – абсолютная температура,  $T_r$  – комнатная температура. Экспериментально определено, что  $K$  убывает по экспоненте с ростом индекса  $h$ .

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют, что описание ослабления интенсивности РДМ при нагреве кристалла с помощью фактора Дебая-Валлера можно распространить на область

динамической дифракции. Однако в этих случаях необходимо исследовать зависимость температурного фактора  $B$  от порядкового номера рефлекса. Эти зависимости являются в первом приближении экспоненциальными, их параметры зависят от кристаллографических направлений и атомной структуры кристалла.

1. Frazer B.C. et al. // Phys. Rev. 1952. V. 85. P. 479.
2. Endo S. et al. // Nature (London). 1989. V. 340. P. 452

## **ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛООВОГО РАСШИРЕНИЯ РЕНТГЕНОДИФРАКЦИОННЫМ МЕТОДОМ**

***О. П. Смелова, В.Н.Трушин, М. А. Фаддеев***

*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского*

Изучение реальной структуры кристаллов, подвергаемых термическим воздействиям, требует знания коэффициентов теплового расширения исследуемых материалов.

Предлагается оригинальная методика измерения компонент тензора коэффициентов теплового расширения  $\alpha_{ij}$  кристаллов, основанная на измерении межплоскостных расстояний  $d$  путем регистрации профилей рентгеновских дифракционных максимумов (РДМ). На двухкристальном дифрактометре с высоким угловым разрешением в условиях геометрии Брэгга проводится измерение кривых качания РДМ с определенными кристаллографическими индексами  $\{hkl\}$ . Соответствующий вектор обратной решетки  $H_{hkl}$  задает направление, для которого определяется компонента тензора  $\alpha_{ij}$ . Кривые качания для выбранного РДМ с индексами  $\{hkl\}$  измеряются для ряда значений температуры исследуемого кристалла.

Изменение межплоскостных расстояний  $\Delta d$ , вызванное изменением температуры  $\Delta T$  кристалла, связано со смещением максимума рефлекса  $\Delta\theta$  соотношением:  $\Delta d = -d \operatorname{ctg}\theta \Delta\theta$ , где  $d$  – межплоскостное расстояние при комнатной температуре,  $\theta$  – угол Брэгга. Значения  $\Delta d$  позволяют вычислить компоненты тензора  $\alpha_{ij} = \Delta d / (d \Delta T)$ .

Разработанный метод был использован для исследования температурной зависимости компонент тензора  $\alpha_{ij}$  кристалла триглицинсульфата в диапазоне температуры, содержащем точку фазового перехода 2-го рода.

В процессе апробации метода было обнаружено, что освещение дифрагирующего образца неоднородным потоком видимого света может приводить к существенному изменению формы кривой качания РДМ. Неоднородность освещения достигается пропусканием светового потока через специальный транспарант. Подбором формы транспаранта и мощности светового потока можно добиться совмещения пиков  $K\alpha_1$  и  $K\alpha_2$ . Напротив, при определенном режиме неоднородности освещения можно добиться разделения РДМ на два пика. Причиной рассогласования



брегговских углов являются неоднородные термодетформации вызванные освещением части области дифракции рентгеновских лучей.

## **ПРЕЦИЗИОННЫЙ МЕТОД ВЫЧИСЛЕНИЯ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОРИЕНТАЦИЙ ПО МНОЖЕСТВУ НЕПОЛНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО ОПРЕДЕЛЁННЫХ ПОЛЮСНЫХ ФИГУР**

*Ершов А. А.*

*Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского*

Работа посвящена проблеме определения функции распределения ориентаций зёрен в поликристаллическом образце по набору экспериментально определённых неполных полюсных фигур. Функция распределения ориентаций (ФРО) зёрен в поликристаллическом образце является важнейшим источником информации при изучении механизмов пластической деформации. Знание её позволяет не только определять основные механизмы деформации, но и оценивать их количественные характеристики.

Однако ФРО не может быть непосредственно измерена в результате эксперимента, поэтому, как правило, ФРО вычисляется по набору экспериментально определённых полюсных фигур.

Такие вычисления имеют ряд особенностей: задача имеет бесконечное множество решений, то есть, существует бесконечное множество функций распределения ориентаций, одинаковым образом хорошо соответствующих одному и тому же набору полюсных фигур; задача является некорректной в том смысле, что малейшие искажения входных данных весьма существенно влияют на характер вычисляемой ФРО. Большие объёмы экспериментальных данных и размерность функции распределения ориентаций существенно усугубляют первые два фактора, приводя в вычисления ошибки округлений и повышая вычислительную сложность задачи.

В настоящей работе предложен прецизионный способ вычисления ФРО по множеству неполных экспериментально определённых полюсных фигур на основе метода максимальной энтропии. Показано, что разработанный метод устойчив к искажениям входных данных, кроме того, из всего множества решений он «выбирает» решение с максимальной энтропией, то есть, именно ту ФРО, которая при данных полюсных фигурах реализуется с наибольшей вероятностью. На основе экспериментально измеренных неполных полюсных фигур прокатки,

вычислены ФРО и полные полюсные фигуры, хорошо согласующиеся с литературными данными.

## **ДЕФЕКТНЫЕ ЦЕНТРЫ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ДИОКСИДА ГЕРМАНИЯ, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ МАГНЕТРОННОГО ВЧ РАСПЫЛЕНИЯ**

***О.Н. Горшков, И.Н. Антонов, А.Н. Михайлов, В.А. Камин, А.П.  
Касаткин***

*НИФТИ при ННГУ им. Н. И. Лобачевского, Н. Новгород*

Тонкие аморфные пленки  $\text{GeO}_2$  являются перспективным многофункциональным оптическим материалом как в связи с возможностью создания в них излучающих центров (ионов редкоземельных элементов, нанокристаллов кремния[1] и германия[2]), так и благодаря высокой фоточувствительности которой обладает данный материал. Развитие исследований по формированию волоконно-оптических систем связи стимулировало изучение свойств германиевых точечных дефектов, ответственных за фоточувствительность в германосиликатных стеклах [3, 4]. В последнее время значительное внимание уделяется исследованию свойств дырочных центров в этих стеклах [5]. В настоящей работе на основе анализа оптических спектров пропускания пленок  $\text{GeO}_2$  исследовано оптическое поглощение в области энергий  $<4,5$  эВ, которое связывается с наличием в пленках дырочных центров. Исследовано влияние различных режимов осаждения пленок, их отжига в различных атмосферах и облучения пленок ионами кремния на свойства этих центров. Выявлены параметры осаждения и последующих обработок, позволяющие получать пленки как с высоким, так и с низким содержанием различных дефектов. Высокая концентрация дырочных центров в пленках связывается с наличием отрицательно заряженных ионов кислорода, находящихся в междоузлиях матрицы диоксида германия.

1. Горшков О.Н., Дудин Ю.А., Камин В.А. и др. //Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. Вып. 12. С. 39.
2. Е.Б. Горохов, В.А. Володин, Д.В. Марин. и др.//Физика и техника полупроводников, 2005, том 39, вып. 10
3. Неуструев В.Б. Волоконно-оптические технологии, материалы и устройства. №3. С. 12. 2000.
4. M.Essid et al. 1 Nucl. Instr. And Meth. in Phys. Res. B 141 (1998) pp. 616-619

## ДИНАМИКА ДОМЕННОЙ СТЕНКИ В ДВУХСЛОЙНОЙ МАГНИТООДНООСНОЙ ПЛЕНКЕ

*А.А.Мастин*

*Мордовский государственный университет имени Н.П. Огарева*

Целью настоящей работы являлось решение задачи о динамическом поведении доменной стенки в двухслойной пленке.

При расчетах полагалось, что исследуемая пленка состоит из двух слоев, анизотропия в плоскости пленки отсутствует. Предполагалось, что в пленке образуется сквозная доменная стенка Блоха. ОЛН в каждом слое направлена по нормали к плоскости пленки. Пренебрегались поверхностные эффекты, т.е. тип доменной границы вплоть до поверхности пленки не меняется. В стенке отсутствуют линии Блоха.

Движение доменной границы описывается уравнениями Слончевского [1]. Граничные условия стандартные для двухслойной системы. К сожалению, эту систему уравнений не удалось решить аналитически. Поэтому все нижеперечисленное является результатом численного расчета. Решение системы было получено методом прогонки, который удалось применить для системы уравнений с разрывными коэффициентами.

Выражение для скорости стационарного движения ДС для двухслойной пленки можно получить аналитически:

$$V = \frac{H(M_1 h_1 \sigma_{02} + M_2 h_2 \sigma_{01})}{\frac{M_1 \alpha_1 h_1 \sigma_{02}}{\gamma_1 \Delta_1} + \frac{M_2 \alpha_2 h_2 \sigma_{01}}{\gamma_2 \Delta_2}}$$

где,  $M_i$ -намагниченность,  $h_i$ - толщина,  $\alpha_i$ - параметр затухания,  $\sigma_{0i}$ - плотность энергии доменной стенки,  $\gamma_i$ - гиромагнитное отношение,  $\Delta_i$ - ширина доменной границы  $i$ - слоя.

К сожалению, выражение для поля Уокера такой системы в аналитическом виде получить не удалось.

Для такой связанной магнитной системы могут наблюдаться некоторые эффекты, которые не наблюдаются в однослойных аналогах.

1. Фаза стационарного движения (угол выхода намагниченности) может превышать  $\pi$ . Это возникает вследствие начальных установочных процессов.
2. Доменная стенка является искривленной по толщине пленки.

3. Скорость срыва стационарного движения такой системы может быть больше соответствующих скоростей каждого слоя в отдельности.

1. Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М. 1982.

## **ЭФФЕКТЫ САМООРГАНИЗАЦИИ НА РАННИХ СТАДИЯХ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ГЕТЕРОЭПИТАКСИИ КРЕМНИЯ НА САПФИРЕ**

***Коротков Е.В., Павлов Д.А., Шиляев П.А., Шенгуров В.Г.***

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

В настоящее время в литературе нет точного описания процесса начальных стадий эпитаксиального роста кремния на сапфире. Хорошо изученным является механизм эпитаксиального роста германия на кремнии. Ввиду определённых свойств этих материалов возможно получение массива трёхмерных островков однородных по размерам, форме и взаимной ориентации. Различие постоянных решётки осаждаемого материала и подложки ведёт к появлению напряжений в растущей плёнке Ge, что способствует образованию островков на этой плёнке. Превышение периода решётки кремния над периодом решётки сапфира ( $\text{Si}(100)/\text{Al}_2\text{O}_3(1\bar{1}02)$ ) аналогично превышению периода решётки германия над кремнием в гетеропаре Ge/Si. Поэтому на ранних стадиях молекулярно-лучевой гетероэпитаксии (МЛЭ) кремния на сапфире возможно проявление эффектов самоорганизации.

Образцы для исследований представляли собой эпитаксиальные слои кремния на сапфире разной толщины, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии при разных температурах подложки в процессе роста (в интервале от 600 °С до 800 °С). Перед эпитаксиальным наращиванием монокристаллические сапфировые подложки ориентацией  $(1\bar{1}02)$  отжигались при температуре 1450°С в течение 30 минут. Время роста разных по толщине слоёв варьировалось в интервале от 10 секунд до 4 минут. Скорость роста составляла 1 мкм/час. Исследования проводились на атомно-силовом микроскопе «Смена-А».

Исследование топографий КНС слоев показало, что на начальных стадиях роста на поверхности сапфира образуются островки кремния, которые впоследствии при коалесценции образуют протяжённые цепочки однородных по размерам трёхмерных зародышей с прямоугольной формой основания, упорядоченные и ориентированные в определённом направлении. С увеличением времени роста островки сливаются между собой, образуя «нити». Латеральные размеры островков от  $0.5 \times 0.6$  мкм<sup>2</sup> (время роста 80 секунд) до  $0.7 \times 0.9$  мкм<sup>2</sup> (время роста 4 минуты). Высота

островков от 160 нм (время роста 80 секунд) до 70 нм (время роста 4 минуты). При дальнейшем осаждении кремния происходит слияние зародышей, и начинается одномерный рост эпитаксиального слоя. В зависимости от температуры подложки эпитаксиальные слои с одинаковым временем роста имеют различное структурное совершенство. Самоорганизационные эффекты наиболее чётко проявлялись при температуре роста 600°C.

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА КОРРОЗИОННОГО РАСТРЕСКИВАНИЯ ПОД НАПРЯЖЕНИЕМ НИЗКОУГЛЕРОДИСТЫХ ТРУБНЫХ СТАЛЕЙ**

*Михайлов А.С., Нохрин А.В.*

*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского*

Коррозионное растрескивание под напряжением (КРН) - это процесс разрушения стали при одновременном воздействии на нее коррозионной среды и растягивающих механических напряжений. В настоящее время результаты экспериментальных исследований процесса КРН трубных сталей носят единичный и противоречивый характер. Следует отметить, что в данный момент в литературе отсутствуют теоретические модели позволяющие описать закономерности протекания процесса КРН трубных сталей и дающие удовлетворительное сопоставление с экспериментальными данными.

В работе исследован процесс КРН низкоуглеродистых малолегированных сталей, используемых для изготовления труб магистральных нефтегазопроводов. Объектами исследования служили феррито-перлитные стали нормализованного и горячего проката марок 09Г2С, 17Г1С, 14ХГС.

Испытания образцов в виде тонких пластин осуществлялись по схеме «трехточечный изгиб». Испытания проводились в 1 % водном растворе  $H_2SO_4$ , при различных внешних растягивающих напряжениях. Измерение числа и размеров образовавшихся коррозионных трещин проводилось при помощи измерительных микроскопов с увеличением  $\times 10 - \times 15$ .

Экспериментальные исследования показали, что увеличение растягивающего напряжения на внешней поверхности образца приводит к увеличению длины и плотности распределения коррозионных трещин. Установлено, что скорость роста трещины зависит от приложенного напряжения экспоненциально.

Для объяснения полученных результатов была предложена модель распространения КРН-трещин, основанная на современных представлениях теории дефектов и механики сплошных сред. Показано, что скорость движения коррозионной трещины контролируется скоростью движения дислокаций в поле равномерно распределенных препятствий. В рамках предложенной модели оценена энергия активации движения коррозионной трещины.

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТАБИЛЬНОСТИ СТРУКТУРЫ МИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ХРОМОВОЙ БРОНЗЫ

*Н.В. Мелёхин*

*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского*

Традиционным методом стабилизации микроструктуры металлов является введение в материал частиц второй фазы. Одним из способов введения частиц является выделение частиц из пересыщенного твердого раствора. Известно, что наибольший вклад в упрочнение вносят высокодисперсные частицы наименьшего размера. В микрокристаллическом (МК) материале дисперсные частицы также вносят вклад в упрочнение за счет торможения роста зерна.

В работе исследовался сплав меди  $\text{Cu-0.6\%Cr-0.1\%Zr}$  в двух состояниях: литом (крупнокристаллическом) и микрокристаллическом (степень деформации 400%, 800% и 1200%). Растворимость хрома в меди при  $400^\circ\text{C}$  составляет 0,02%, а при комнатной температуре практически равна нулю. Это обеспечивает высокую пересыщенность твердого раствора. При повышении температуры до уровня, достаточного для начала диффузии за обозримые времена, начинается интенсивный распад пересыщенного твердого раствора. Кинетикой распада будет определяться дисперсность и размер частиц хрома.

Для экспериментального изучения кинетики распада пересыщенного твердого раствора применялся метод прецизионного измерения удельного электросопротивления (УЭС). Для экспериментального изучения эволюции структуры применялся метод металлографии.

Получен ряд экспериментальных зависимостей УЭС от времени изотермической выдержки и зависимость УЭС от температуры отжига. Металлографически получены снимки микроструктуры на втором интервале температурной кривой. В исходном состоянии в МК материале размер зерна составляет 0,18-0,25 мкм, при достижении температуры  $600^\circ\text{C}$  размер зерна увеличивается до 0,5-5 мкм. Проведен сравнительный анализ кинетики распада пересыщенного твердого раствора в литой и МК бронзе. Показано, что в интервале температур  $325-375^\circ\text{C}$  более интенсивный распад происходит в литом материале.

В результате проделанной работы показано, что стабильность структуры МК материала в интервале температур  $325-375^\circ\text{C}$  выше, чем в литом. Более медленное обеднение твердого раствора в МК материале

также обеспечивает более медленный рост зерен, обеспечивая большую стабильность прочностных свойств МК материала. Интенсивный рост зерна в МК материале начинается при температуре порядка 400°C. После достижения данной температуры стабильнее оказывается литой материал, так заметно вырасти зерно в нем не может, а также процесс зарождения частиц сменяется процессом из роста.

## ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНО-СКОРОСТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ВЯЗКОСТИ РАЗРУШЕНИЯ ТРУБНЫХ СТАЛЕЙ

***Н.Н. Вирясова, В.Н. Чувильдеев***

*Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ*

Вязкость разрушения (или, что тоже, трещиностойкость)  $K_{Ic}$  ( $K_c$ ) играет роль механической характеристики материала, характеризующей критическую интенсивность поля напряжений в кончике трещины.

Вязкость разрушения существенно зависит от температуры и эта зависимость имеет характерный вид двухстадийной кривой в отрицательной области. На первой стадии в интервале температур от нуля до  $T_{n,n}$  величина коэффициента трещиностойкости экспоненциально зависит от температуры. На второй стадии при  $T < T_{n,n}$  величина  $K_{Ic}$  постоянна. Температура  $T_{n,n}$ , при которой происходит переход, называется температурой нижнего порога хладноломкости.

Важно подчеркнуть, что величина  $T_{n,n}$  зависит от скорости деформации, химического состава и структурных параметров. Зависимость  $K_c(T)$  для большинства материалов измерена экспериментально. Однако до настоящего времени теоретические модели описания  $K_c(T)$  развиты еще недостаточно. Построение такой модели и является целью настоящей работы.

В основе модели лежит представление о связи величины  $K_c$  с величиной критической деформации до разрушения  $\varepsilon^*$  в устье трещины ( $K_c \sim \varepsilon^*$ ). Величина  $\varepsilon^*$  в свою очередь пропорциональна эффективной скорости деформации  $\dot{\varepsilon}$  при заданной температуре. В области изменения температур на первой стадии кривой  $K_c(T)$ , зависимость скорости деформации от напряжения и температуры определяется экспоненциальной зависимостью Эшби. Таким образом, величина параметра  $K_c$  оказывается экспоненциально зависящей от температуры и, в соответствии с подходом Эшби, от величины свободной энергии  $\Delta F$ , необходимой для преодоления точечных препятствий. В чистых металлах величина  $\Delta F$  определяется рельефом Пайерлса, в твердых растворах значительный вклад вносят атомы примесей и  $\Delta F$ , соответственно, выше. В материалах, содержащих дисперсные частицы второй фазы, величина  $\Delta F$  определяется их размером и объемной долей.

В работе проведено сопоставление полученных расчетных зависимостей  $K_c(T)$  с экспериментальными кривыми и подтверждено их хорошее согласие.

## **ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ЭЛЕКТРОИСКРОВОЙ ОБРАБОТКИ ДЛЯ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ЗОЛОТНИКА НАСОСА ГИДРОРАСПРЕДЕЛИТЕЛЯ**

*Окин М.А., Батин В.В., Лискина Т.А.*

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

На поверхность стали 20Х методом ЭИО с помощью аппарата Элитрон 347 нанесено покрытие из стали 65Г. Нанесение проводилось в нескольких энергетических режимах. Образцы изготовлены на базе золотника гидрораспределителя и имеют цилиндрическую форму. По одной из боковых поверхностей цилиндра выполнен плоский шлиф. На нём видна некоторая неоднородность образца в области поверхности, в частности область светлого цвета, «тянущаяся» вдоль границы поверхности. Вероятно, данная область является белым слоем, представляющим собой сплавы, твердые растворы или механические смеси, обладающая высокой твёрдостью и рядом специфических свойств.

Проведено измерение микротвёрдости материала основы гидрораспределителя и полученного покрытия на образце, обработанного при наименьшей энергии разряда. При данном режиме нанесения и подборе материалов анода и катода не происходит увеличения микротвёрдости.

Проведено рентгенофазовое и рентгеноструктурное исследование поверхностей образцов, модифицированных методом ЭИО.

Для определения истинной причины нами проведено ряд исследований: определена зависимость полуширины рентгеновских максимумов и толщины покрытия от режима нанесения. С увеличением энергии разряда полуширина линий уменьшается. До 3 режима толщина практически не меняется, а затем возрастает по квадратичному закону.

На наш взгляд поведение зависимости обусловлено действием двух конкурирующих процессов закалка поверхностного слоя образца приводящие к увеличению полуширины и увеличения толщины покрытия приводящее к уменьшению интенсивности линии от материала подложки. При малых режимах нанесения полуширина увеличивается вследствие закалки, а при больших режимах на первый план выходит увеличение толщины покрытия.



1. Бурумкулов Ф.Х., Лезин П.П., Сенин П.В., Иванов В.И., Величко С.А., Ионов П.А. Электроискровые технологии восстановления и упрочнения деталей машин и инструментов (теория и практика). – Саранск: «Крас. Окт.», 2003г.
2. Горелик С.С., Скаков Ю.А., Расторгуев Л.Н. Рентгенографический и электронно-оптический анализ./ М.: МИСИС. – 1994. – 328 с.

## МИКРОХРУПКОСТЬ КРЕМНИЯ И ЕЕ ЗАВИСИМОСТЬ ОТ СКОРОСТИ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ДЕФОРМАЦИИ

**Тюрин А.И., Поверинова Г.В.**

*Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина, Тамбов*

Микрохрупкость является одной из характеристик материала, которая играет достаточно важную роль для производства. Хрупкость и микрохрупкость обычно оценивают исследуя образцы с исходной трещиной и/или образцы стандартной формы. Так же можно использовать метод динамического индентирования. О микрохрупкости судят по количеству и длине трещин образованных около отпечатка индентора и трещиностойкости материала. Этот метод позволяет локализовать область высоких напряжений, необходимых для испытания на трещиностойкость хрупких материалов, и варьировать скорость относительной деформации в больших пределах.

Цель работы заключалась в исследовании влияния скорости относительной деформации  $\dot{\epsilon}$ , глубины пластического отпечатка  $h$  на трещиностойкость  $K_{Ic}$  и длину трещин  $S$ .

Индентирование осуществляли на динамическом компьютеризированном нанотестере собственной конструкции. Нагружение осуществляли симметричным треугольным импульсом нагрузки варьируемой длительности фронта нагружения  $\tau_f$  (от 10 мс до 100 с). Выявление трещин и определение их размера осуществляли в оптическом микроскопе и атомно-силовом микроскопе типа Solver - LS. В качестве исследуемого материала был выбран кремний.

Изменяя размер сдеформированной зоны, были найдены условия вязко-хрупкого перехода.

Т.е. при уменьшении глубины пластического отпечатка уменьшается критическое значение скорости относительной деформации  $\dot{\epsilon}_k$ , при котором осуществляется переход от отпечатков с трещинами к отпечаткам без трещин (рис.1).

Была определена



трещиностойкость материала в этих условиях  $K_{1c}=1 - 3 \text{ МПа}\cdot\text{м}^{1/2}$ , которая при критическом значении скорости относительной деформации скачком стремилась к достаточно большому значению.

Таким образом, в работе выявлена зависимость длины трещины, трещиностойкости от скорости относительной деформации и глубины отпечатка.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №04-02-171998).

## **ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРА ЗЕРНА НА ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРНОЙ СВЕРХПЛАСТИЧНОСТИ МИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ**

*Щавлева А.В.<sup>1</sup>, Чувильдеев В.Н.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>*Нижегородский Государственный университет им. Н.И. Лобачевского*

<sup>2</sup>*Нф ИМАШ им. А.А. Благонравова РАН*

Предложена новая модель, позволяющая определять оптимальный размер зерна для материалов, деформируемых в условиях структурной сверхпластичности. В основе модели лежат представления теории неравновесных границ зерен. В модели рассматриваются материалы с размером зерна порядка 0,1-10 мкм, обнаруживающие эффект сверхпластичности. Как известно, ультрамелкое зерно в сверхпластичных материалах необходимо для обеспечения интенсивной аккомодации зернограничного проскальзывания в стыках зерен, и обычно предполагается, что, чем мельче зерно, тем выше сверхпластические свойства материала. Однако при таком подходе не принимается во внимание необходимость поддержания неравновесного состояния границ зерен. В мелкозернистых материалах происходит интенсивный возврат диффузионных свойств границ зерен, и уровень неравновесности границ оказывается недостаточным для обеспечения высоких значений коэффициента зернограничной диффузии. С этой точки зрения оптимальный для осуществления сверхпластической деформации размер зерна может быть вычислен как размер, при котором высокий уровень неравновесности границ зерен сочетается с достаточной интенсивностью аккомодации зернограничного проскальзывания. Получено выражение, позволяющее оценивать оптимальный для сверхпластической деформации размер зерна в зависимости от скорости деформации, температуры и термодинамических параметров материала.

Авторы выражают признательность за поддержку МНТЦ (грант 2809), Российскому Фонду Фундаментальных Исследований (грант 05-08-18262а), Фонду грантовой поддержки фундаментальных исследований в области физики металлов и металловедения (грант №25-05-02), программе Фундаментальных исследований РАН «Фундаментальные проблемы физики и химии наноразмерных систем и наноматериалов», а также НОЦ «Физика твердотельных наноструктур» ННГУ им. Н.И. Лобачевского и программе «Фундаментальные исследования в высшем образовании» (BRHE).

## **ВЛИЯНИЕ ПОЛОС ПЕРЛИТА НА ПРОЧНОСТЬ ФЕРРИТО-ПЕРЛИТНЫХ СТАЛЕЙ**

*Порошков А.В.*

*Нижегородский Государственный университет им. Н.И. Лобачевского*

В настоящее время для строительства магистральных газопроводов применяется прокат из низкоуглеродистых малолегированных сталей. Используются стали четырех типов: стали горячей прокатки, стали нормализованного проката, термически улучшенные стали и стали контролируемой прокатки. Основой для указанного деления сталей является принципиальное различие в микроструктурах, формируемых в процессе изготовления листа. Основными параметрами, характеризующими структурные различия, являются: размер и форма зерна феррита, состояние и распределение перлита в образце.

В классической модели для расчета прочности стали используется модель Пикеринга. В этой модели предполагается, что в предел прочности вносят вклад следующие структурные составляющие: размер зерна феррита, объемная доля перлита, количество легирующих элементов. Рассчитанные значения соответствуют экспериментальным в случае равномерной феррито–перлитной структуры. Вместе с тем, при переходе от равномерной феррито–перлитной структуры к полосчатой, различие между рассчитанным пределом прочности и его экспериментальным значением увеличивается.

Целью настоящей работы являются поиски причин этого расхождения и попытка построения модели, позволяющей рассчитывать величину  $\sigma_B$ , а так же сравнение результатов расчетов по этой модели с экспериментом.

В основе предложенной модели – подходы, развитые в теории композиционных материалов. Для расчетов величины  $\sigma_B$  были введены предположения, что перлитные полосы могут быть представлены как упрочняющие волокна в пластичной ферритной матрице.

В качестве объекта для экспериментальной проверки модели были выбраны стали нормализованного проката, микроструктура которых характеризуется широким интервалом полосчатости: от равномерной, до ярко выраженной полосчатой феррито–перлитной структуры. Для определения параметров структуры (размер зерна феррита, объемная доля перлита в образце, его доля в полосах, диаметр и длину полос перлита) использовался оптический микроскоп Leica DM IRM. Предел прочности определяли в испытаниях на растяжение.

Сравнение экспериментальных данных и результатов расчета с учетом полосчатости показало высокую эффективность предложенной модели для определения величины предела прочности малоуглеродистой низколегированной стали.

## **ИССЛЕДОВАНИЕ НОВЫХ ЛИТЫХ И МИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ Al – Si СПЛАВОВ МЕТОДОМ МИКРОТВЕРДОСТИ**

***Шотин С.В.***

*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского*

В работе проведены исследования поршневых алюминиевых сплавов Al - 18%вес. Si - 1.5%вес. Cu и Al - 12%вес. Si - 2%вес. Cu в двух состояниях: литом и микрокристаллическом. Литой материал получен по технологии инвертированного литья с использованием ультразвуковой обработки сплава. Микрокристаллическое состояние получено по технологии равноканального углового прессования (РКУП). В результате РКУП в сплавах была получена однородная микрокристаллическая структура со средним размером зерна порядка 5 мкм.

Экспериментальные исследования микротвердости производились на установке «Duramin – 5» «Struers». Разработана методика исследования микротвердости в структурно неоднородных алюминиево-кремниевых сплавах, состоящая в проведении измерений в структурно-идентичных областях.

Получены экспериментальные зависимости микротвердости для литых и микрокристаллических сплавов, подвергнутых различной термообработке от нагрузки и температуры предварительного отжига (интервал температур 25-500 °С). На идентичных образцах сплавов Al-Si были измерены механические свойства: предел прочности, удлинение до разрыва, твердость по Роквеллу. С помощью метода микротвердости были разработаны режимы термообработки Al-Si сплавов, необходимые для повышения прочности и пластичности материалов. Проведено естественное и искусственное старение Al-Si сплавов.

Анализ полученных результатов показывает, что зависимость микротвердости от нагрузки имеет нелинейный двухстадийный характер. Первая стадия – стадия роста микротвердости – наблюдается при малых нагрузках (менее 20 гс). На второй (стационарной) стадии микротвердость литых сплавов выше микротвердости микрокристаллических сплавов. При анализе зависимости микротвердости от температуры предварительного отжига была обнаружена хорошая корреляция величины микротвердости с величинами удельного электросопротивления, предела прочности и твердости по Роквеллу. Анализ кривых естественного и искусственного старения показал, что эффект упрочнения Al-Si сплавов при искусственном старении не зависит от наличия в сплаве зон Гинье-

Престона, т.е. от предварительного естественного старения. Указанные эффекты упрочнения Al-Si сплава могут быть объяснены влиянием дисперсных частиц медной фазы  $\text{CuAl}_2$ .

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ДИНАМИЧЕСКОЙ САМОДИФФУЗИИ В ЗОНЕ ДЕЙСТВИЯ ВЫСОКИХ ЛОКАЛЬНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ ОТ СКОРОСТИ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ДЕФОРМАЦИИ**

*Тюрин А.И., Юнак М.А.*

*Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина, г. Тамбов*

При локальном деформировании материала возникает сложное напряжённое состояние. Поэтому, не смотря на значительные достижения науки о прочности при локальном деформировании, до сих пор дискуссионным остается вопрос о том, какие механизмы массопереноса (моно- и малоатомные, краудионные, дислокационные и д.т.) определяют размеры зоны деформирования. Наиболее обсуждаемыми и дискуссионными при этом остаются моно- и малоатомные микромеханизмы пластичности, для ответа на которые может служить определение коэффициента диффузии.

Поэтому цель работы заключалась в исследовании скоростной зависимости коэффициента динамической самодиффузии (в диапазоне скоростей относительной деформации  $\langle \dot{\varepsilon} \rangle$  от  $10^{-2}$  до  $10^2 \text{ с}^{-1}$ ) на начальных стадиях действия высоких локальных напряжений.

В качестве исследованных материалов были выбраны ионные кристаллы (LiF, NaCl) и аморфный термопласт ПММА.

Для исследованных материалов определена скоростная зависимость коэффициента самодиффузии ( $D$ ). Из полученных данных видно, что при больших  $\dot{\varepsilon}$  числовые значения  $D$  по порядку величины совпадают с коэффициентом диффузии характерным для вязких жидкостей ( $D \sim 10^{-9} \text{ м}^2/\text{с}$ ), а при уменьшении  $\dot{\varepsilon}$  величина  $D$  уменьшается, достигая в пределе исследуемого диапазона  $\dot{\varepsilon}$  значения  $\sim 10^{-14} \text{ м}^2/\text{с}$ , что характерно для диффузии в твердых телах.

Таким образом, исследования скоростной зависимости коэффициента динамической самодиффузии  $D$ , можно использовать в качестве подтверждения гипотезы, согласно которой на начальном этапе (при высоких  $\langle \dot{\varepsilon} \rangle$ , малой области контакта и низкой температуре) пластическая деформация преимущественно происходит за счет моно- и малоатомных механизмов массопереноса (точечные дефекты, краудионы, малоатомные кластеры и др.).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 04-02-17198).

## ВЛИЯНИЕ ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ НА СТРУКТУРУ СПЛАВА $\text{Ni}_{49,9}\text{Ti}_{50,1}$

*М.С. Журин, С.А. Журин, Н.А. Смоленов*

*Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарева*

Исследуемый сплав, обладающий эффектом памяти формы (ЭПФ), был изготовлен методом спиннингования струи расплава на быстро вращающийся холодный медный барабан в Институте металлургии и материаловедения имени А.А. Байкова РАН. Из полученной ленты были приготовлены 3 серии образцов: первый – «исходный»; второй – «после деформации» (деформация растяжения – разгрузка в мартенситном состоянии при различных ее значениях); третий – «после нагрева» (деформация – разгрузка и цикл нагрев до  $200^\circ\text{C}$  – охлаждение).

Рентгеноструктурные исследования, изготовленных таким образом образцов, были проведены на дифрактометре ДРОН-6 в  $\text{CuK}_\alpha$ -излучении при комнатной температуре для всех образцов, причем съемка проводилась с поверхности плоскости ленты в направлении ее вытяжки.

Сопоставляя наличие и последовательность рефлексов на дифрактограммах, пришли к выводу об идентификации самых заметных на дифрактограмме исходного образца, как (002),  $(11\bar{1})$ , (020), (111), соответствующие  $\text{B}19'$  – фазе. Анализируя изменение интенсивностей исследуемых рефлексов, было выявлено, что в процессе увеличивающейся задающей деформации растяжения наблюдается модификация структуры, что можно объяснить следующим образом.

Нагрев-охлаждение приводит к реализации ЭПФ в различной последовательности в зависимости от значения задающей деформации. При малых ее степенях сначала происходит допереориентация оставшейся части двойников и только затем само фазовое превращение, сопровождающееся ЭПФ. Поэтому для рефлексов (002) и  $(11\bar{1})$  отмечено увеличение интенсивности после нагрева-охлаждения и ее снижение при росте задающей деформации. Для рефлекса (020) малая деформация приводит к падению его интенсивности после нагрева-охлаждения. Для рефлекса (111) изменение незначительно.

При больших задающих деформациях растяжения нагрев-охлаждение не приводит к значительному росту интенсивностей рефлексов (002) и  $(11\bar{1})$ , а вот для рефлекса (020) наблюдается противоположная картина – его интенсивность уменьшается. Для рефлекса (111) деформация 4% приводит к резкому возрастанию интенсивности после нагрева-охлаждения, а предельная деформация сравнивает их. Это обусловлено, по-видимому, максимальной степенью переориентации двойниковых доменов, участвующих в последующем ЭПФ.

Угловое положение рентгеновских линий  $\text{B}19'$ -мартенсита меняется незначительно, что свидетельствует о неизменности параметров его решетки.

Таким образом, исходная кристаллографическая текстура, полученная в процессе изготовления, претерпевает индивидуальную переориентацию двойниковых доменов вследствие термомеханической обработки, что приводит к наблюдаемому изменению относительных интенсивностей основного квартета рефлексов  $V19'$ .

**МАТЕРИАЛЫ ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ  
И ЛАЗЕРНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ**



# МЕХАНИЗМЫ ИЗМЕНЕНИЙ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ЛАЗЕРНЫХ КРИСТАЛЛОВ И СТЁКОЛ ПРИ ИНТЕНСИВНОЙ НАКАЧКЕ

*Антипов О.Л.*

*Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород*

*e-mail: [antipov@appl.sci-nnov.ru](mailto:antipov@appl.sci-nnov.ru)*

В лекции представлен обзор исследований по выявлению основных механизмов инерционных изменений показателя преломления лазерных кристаллов и стёкол при большой интенсивности накачки. Особое внимание уделено электронным изменениям показателя преломления, возникающим при возбуждении ионов активатора и связанным с различием поляризуемости электронных уровней ионов в лазерных материалах. Проведено сравнение электронной и тепловой компонент изменений показателя преломления в различных активных элементах: лазерных волокнах, стержнях, дисках и пластинах.

## *План лекции*

- 1). Введение: необходимость изучения механизмов изменений показателя преломления лазерных материалов при их интенсивной накачке.
- 2). Обзор основных механизмов изменений показателя преломления лазерных кристаллов и стёкол при их накачке.
- 3). Описание электронного и теплового механизмов изменений показателя преломления на примере лазерных кристаллов Nd:YAG и Yb:YAG.
- 4). Сравнение электронного и теплового вкладов в фазовые набег и линзы, наводимые пучками накачки и генерации в различных лазерных элементах: волокнах, стержнях, дисках и пластинах.
- 5). Возможности использования динамических изменений показателя преломления для когерентного суммирования каналов лазерных систем и построения лазеров с резонаторами на динамических голографических решётках.

# СПЕКТРОСКОПИЯ И ИНДУЦИРОВАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ РАЗУПОРЯДОЧЕННЫХ КРИСТАЛЛОВ, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ $Tm^{3+}$ .

*Воронько Ю.К.<sup>1)</sup>, Осико В.В.<sup>1)</sup>, Попов А.В.<sup>1)</sup>, Ушаков С.Н.<sup>1)</sup>,  
Хромов М.Н.<sup>1)</sup>, Шестаков А.В.<sup>2)</sup>*

*Институт общей физики РАН, г. Москва<sup>1)</sup>  
ООО НПЦ «ЭЛС-94», г. Москва<sup>2)</sup>*

## 1. Введение.

Твердотельные лазеры, излучающие в 2-микронной области спектра, нашли практическое применение в медицине и технологии, а в настоящее время значительный интерес проявляется к разработке лазерных измерительных систем, работающих в этом спектральном диапазоне. Лазеры на основе кристаллов, активированных ионами  $Tm^{3+}$ , представляют особый интерес, так как при полупроводниковой накачке может реализовываться высокая эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение благодаря кросс-релаксационному механизму создания инверсной населенности при оптическом возбуждении ионов  $Tm^{3+}$  в полосы поглощения перехода  ${}^3H_6 \rightarrow {}^3H_4$ . При этом, квант излучения накачки, поглощенный переходом  ${}^3H_6 \rightarrow {}^3H_4$  иона  $Tm^{3+}$  взаимодействуя с невозбужденным ионом  $Tm^{3+}$  по схеме  ${}^3H_4 \rightarrow {}^3F_4$ ,  ${}^3H_6 \rightarrow {}^3F_4$ , изображенной на рис.1, может породить два возбужденных состояния  ${}^3F_4$  ионов  $Tm^{3+}$  [1].

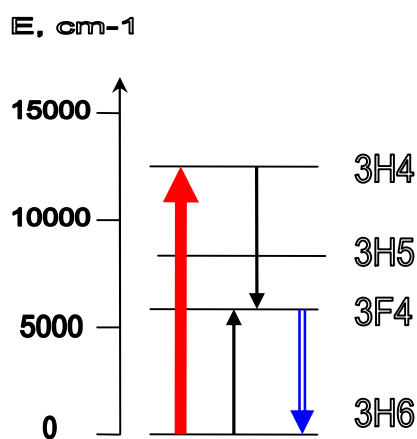


Рис. 1. Схема уровней иона  $Tm^{3+}$ , участвующих в процессах создания населенности верхнего лазерного уровня  ${}^3F_4$ .

Таким образом, при условии соответствующего выбора кристаллической матрицы, концентрации активатора и интенсивности накачки квантовая эффективность такого процесса возбуждения может быть близкой к 2.

Спектроскопические и генерационные свойства иона  $Tm^{3+}$  как активаторного иона лазеров среднего ИК-диапазона изучены на

сегодняшний день в целом ряде кристаллических матриц, относящихся к классам гранатов, алюминатов, ванадатов, фторидов и др. [1-5]. Лазерная генерация в области 1.9-2.0 мкм в условиях полупроводниковой диодной накачки к настоящему времени получена на ряде кристаллов, активированных ионами  $Tm^{3+}$  [2,3,5,6,7]. Несмотря на это, поиск эффективных кристаллических сред для лазеров на ионах  $Tm^{3+}$  с возможностью перестройки длины волны излучения продолжает оставаться актуальной задачей.

Разупорядоченные кристаллы с неоднородно уширенными линиями оптических спектров активаторных редкоземельных ионов имеют ряд преимуществ по сравнению с кристаллами с регулярной структурой с точки зрения использования в качестве активных сред твердотельных лазеров с диодной накачкой. Значительно снижаются требования к стабильности длины волны накачивающего лазерного диода; поскольку в случае неоднородно уширенных спектров линия излучения полупроводникового лазера попадает не на узкую линию поглощения, как во многих кристаллах с регулярной структурой, а на полосу со слабо меняющимся коэффициентом поглощения в значительной спектральной области. Возможна плавная перестройка длины волны лазерной генерации в пределах неоднородно уширенной полосы усиления. В режиме синхронизации мод, за счет большой спектральной ширины линии усиления, возможно получение ультракоротких импульсов генерации.

В данной работе представлены результаты исследования спектральных и генерационных характеристик ионов  $Tm^{3+}$  в разупорядоченных кристаллах кальций-ниобий-галлиевого граната (КНГГ) и двойного вольфрамата натрия-гадолиния (NGW).

## 2. Спектральные характеристики кристаллов КНГГ, активированных ионами $Tm^{3+}$ .

Спектры поглощения  $Tm^{3+}$  состоят из ряда групп линий, соответствующих электронным переходам между уровнями  $^4f_{12}$ -электронной конфигурации и перекрывающих УФ, видимую, и ИК спектральные области (рис. 2).

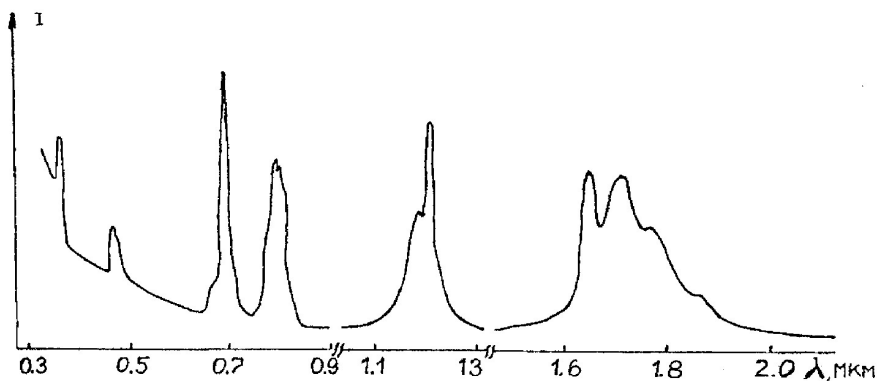


Рис. 2. Обзорный спектр поглощения ионов  $Tm^{3+}$  в кристалле КНГГ-Tm. (Концентрация ионов  $Tm^{3+}$   $C_{Tm}=8,4 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) при  $T=300 \text{ К}$ .

Интересующие нас процессы преобразования энергии накачки в генерацию включают только три из нижних электронных уровней: накачку на электронном переходе  ${}^3H_6 \rightarrow {}^3H_4$  диодами с  $\lambda=808$  нм, кросс-релаксацию  ${}^3H_6 \rightarrow {}^3F_4$ ,  ${}^3H_4 \rightarrow {}^3F_4$  с заселением исходного лазерного уровня  ${}^3F_4$  и генерацию на переходе  ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$ . Переходы между этими уровнями исследовались нами детально. На рис. 3 приведен спектр поглощения в группе  ${}^3H_6 \rightarrow {}^3H_4$ .

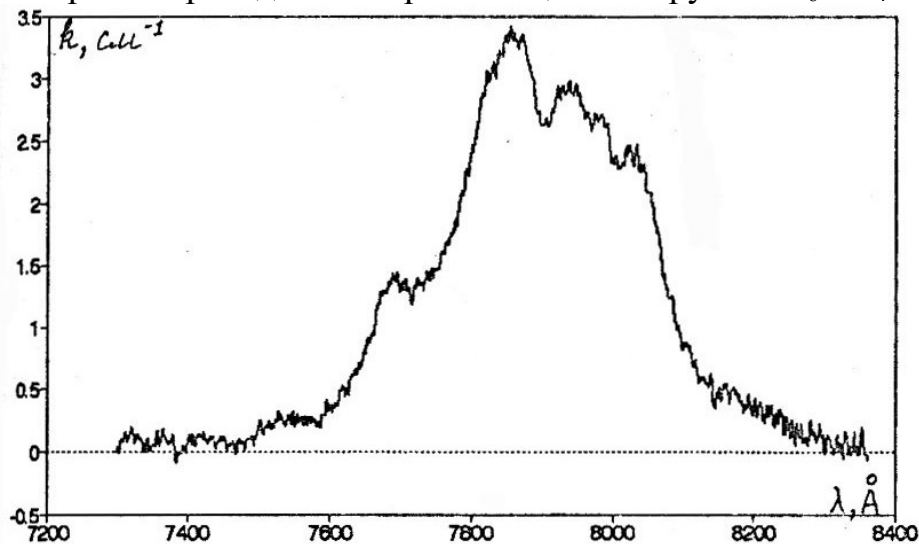


Рис. 3 Спектр поглощения ионов  $Tm^{3+}$  в кристалле КНГГ-Тм ( $C_{Tm}=8,4 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ), переход  ${}^3H_6 \rightarrow {}^3H_4$ ,  $T = 300\text{К}$ .

Рассчитанное из спектра интегральное сечение поглощения перехода равно  $1,7 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$  и сравнимо с соответствующим переходом  ${}^3H_6 \rightarrow {}^3H_4$  в ИАГ- $Tm^{3+}$ , равным  $1,6 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ .

Лазерная генерация кристаллов КНГГ, активированных ионами  $Tm^{3+}$  с использованием лазерной диодной накачки при комнатной температуре, может быть получена на переходе  ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$  в области 1,9–2,05 мкм.

Используя величину относительной инверсной заселенности  $P$  и значения сечений поглощения  $\sigma_{abs}(\lambda)$  и люминесценции  $\sigma_{em}(\lambda)$  можно вычислить сечение усиления  $\sigma_g(\lambda)$  лазерного перехода  ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$ . На рис. 4 приведены спектры сечения поглощения  $\sigma_{abs}(\lambda)$  и сечения люминесценции  $\sigma_{em}(\lambda)$  перехода  ${}^3H_6 \rightarrow {}^3F_4$ , рассчитанного по методу Фухтбауэра-Ладенбурга в кристаллах КНГГ: $Tm^{3+}$ . Максимальное рассчитанное значение сечения люминесценции в кристалле КНГГ: $Tm^{3+}$  при  $\lambda=1,86$  мкм оказалось равным  $\sigma_{em}=0,4 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ , что немного меньше, чем аналогичный параметр в кристалле  $YAlO_3:Tm^{3+}$  ( $\sigma_{em}=0,5 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$  при  $\lambda=1,85$  мкм), но превосходит максимальное значение этой же величины в ИАГ: $Tm^{3+}$  ( $\sigma_{em}=0,2 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$  при  $\lambda_{max}=1,95$  мкм)

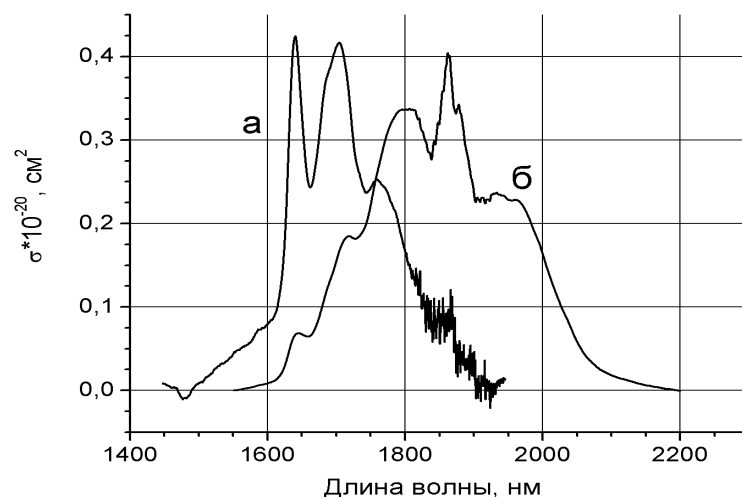


Рис. 4. Спектры поглощения  $\sigma_{\text{abs}}(\lambda)$  (а) и люминесценции  $\sigma_{\text{em}}(\lambda)$  (б) перехода  ${}^3\text{H}_6-{}^3\text{F}_4$  в кристалле КНГГ: $\text{Tm}^{3+}$ ,  $T=300$  К.

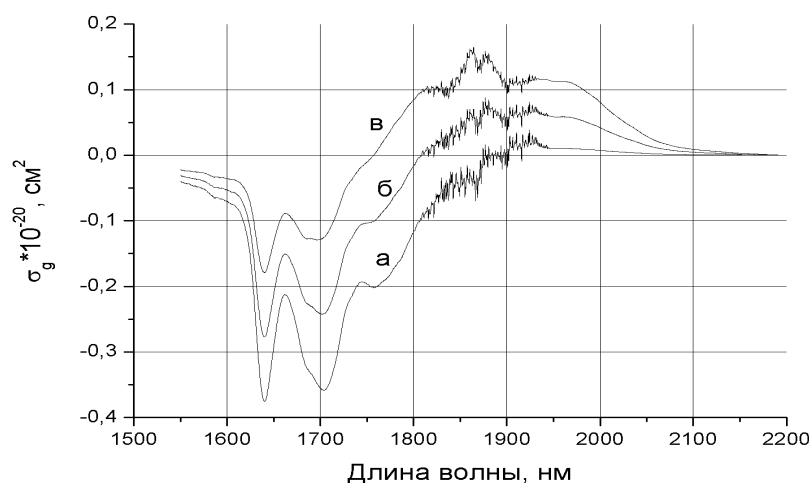


Рис. 5. Зависимости  $\sigma_g(\lambda)$  для значений  $P=0,1$  (а);  $P=0,3$  (б);  $P=0,5$  (в) в кристаллах КНГГ: $\text{Tm}^{3+}$ ,  $T=300$  К.

С использованием спектров поглощения и люминесценции перехода  ${}^3\text{H}_6-{}^3\text{F}_4$ , приведенных в единицах сечения (рис. 4), рассчитана величина сечения усиления  $\sigma_g$  этого электронного перехода. Величина сечения усиления  $\sigma_g$  является удобной характеристикой для сравнения различных лазерных сред, работающих по квазитрехуровневой схеме [7, 8]:

На рис. 5. представлены зависимости  $\sigma_g(\lambda)$  для значений коэффициента относительной инверсной населенности  $P$ , равного 0.1, 0.3, 0.5.

Эти результаты свидетельствуют о возможности получения двухмикронной генерации (переход  ${}^3\text{F}_4-{}^3\text{H}_6$ ) в кристаллах КНГГ: $\text{Tm}^{3+}$  в условиях стационарной лазерной диодной накачки в спектральном диапазоне 1850 – 2000 нм.

### 3. Спектрально-люминесцентные свойства ионов $Tm^{3+}$ в кристалле $NaGd(WO_4)_2$ .

Обзорный спектр поглощения ионов  $Tm^{3+}$  в  $NaGd(WO_4)_2$  при 300К в области длин волн 0,3–2,1 мкм (35000 – 4500  $cm^{-1}$ ) приведен на Рис. 6.

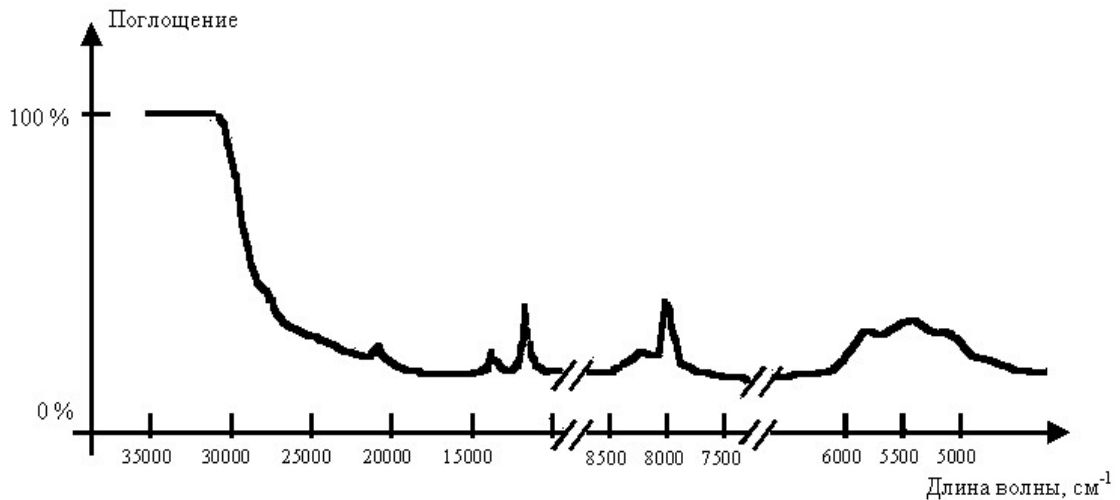


Рис. 6 Обзорный спектр поглощения кристалла NGW-Tm 0,5%.

Наблюдаемые полосы соответствуют электронным переходам из основного состояния  $^3H_6$  на компоненты мультиплетов  $^1G_4$ ,  $^3F_2$ ,  $^3F_3$ ,  $^3H_4$ ,  $^3H_5$ ,  $^3F_4$ .

Кристаллы натрий-редкоземельных двойных вольфраматов имеют структуру шеелита и характеризуются структурной разупорядоченностью, которая проявляется в статистическом распределении ионов кристаллической матрицы ( $Na^+$  и  $TR^{3+}$ ) по катионным позициям и приводит к существенному неоднородному уширению оптических спектров редкоземельных ионов-активаторов.

На рис. 7 приведены спектры перехода с основного уровня  $^4H_6$  на уровень  $^3H_4$ , в который производится накачка. Видно заметное различие в спектрах поглощения для различных поляризаций ( $E \parallel c$  и  $E \perp c$ ). Подобное явление наблюдается в большинстве кристаллов, имеющих некубическую симметрию, активированных ионами  $Tm^{3+}$  [1].

Наличие большого числа близко расположенных штарковских подуровней основного  $^3H_6$  и возбужденного  $^3H_4$  состояний, а также значительное неоднородное уширение спектра, приводит к тому, что при комнатной температуре наблюдается широкая полоса поглощения в диапазоне 780 – 810 нм., а в спектральной области 802–806 нм, куда попадает излучение наиболее доступных лазерных диодов и линеек, величины сечения (или коэффициента) поглощения для разных поляризаций отличаются незначительно.

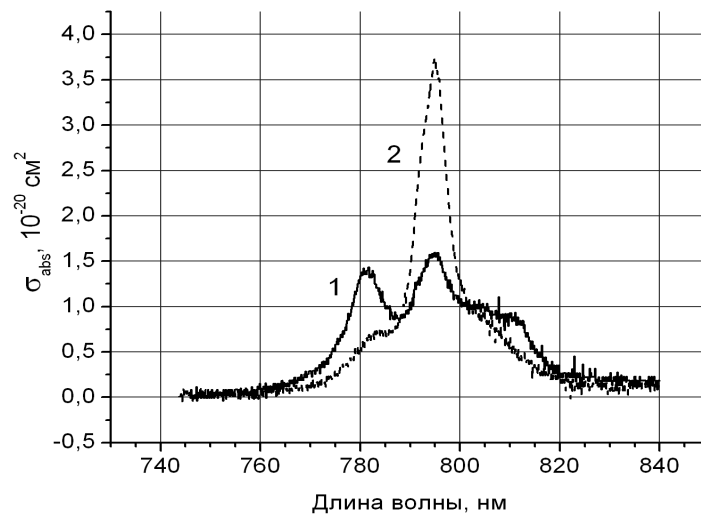


Рис. 7. Спектр поглощения кристалла NGW:Tm<sup>3+</sup> на переходе <sup>3</sup>H<sub>6</sub>–<sup>3</sup>H<sub>4</sub> для двух поляризаций света относительно оси С кристалла:  $E \parallel c$  (1) и  $E \perp c$  (2); T=300 К.

Спектры люминесценции (переход <sup>3</sup>F<sub>4</sub>–<sup>3</sup>H<sub>6</sub>) кристалла NGW:Tm<sup>3+</sup>, зарегистрированные на плоскопараллельной пластинке (толщиной 60 мкм) образца монокристалла с концентрацией 2.4 ат% Tm<sup>3+</sup> в разных поляризациях представлены на рис. 8.

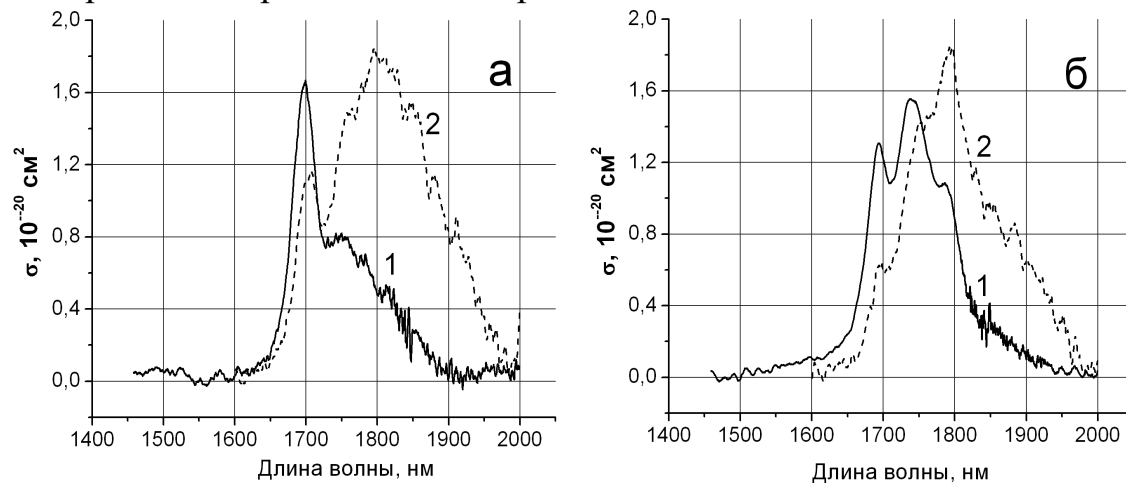


Рис. 8. Спектры поглощения (1) и люминесценции (2) кристалла NGW:Tm<sup>3+</sup>, переход <sup>3</sup>H<sub>6</sub>–<sup>3</sup>F<sub>4</sub>, в поляризациях  $E \parallel c$  (а) и  $E \perp c$  (б); T=300 К.

С использованием данных спектров поглощения и люминесценции перехода <sup>3</sup>H<sub>6</sub>–<sup>3</sup>F<sub>4</sub>, приведенных в единицах сечения (рис. 8), рассчитана величина сечения усиления  $\sigma_g$  этого электронного перехода.

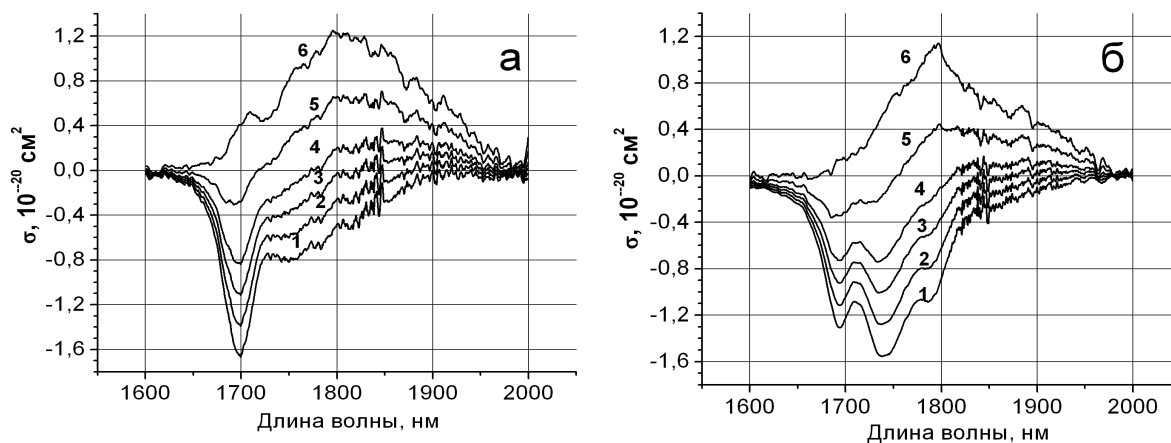


Рис. 9. Сечение усиления  $\sigma_g$  перехода  ${}^3F_4-{}^3H_6$  в кристалле NGW:Tm<sup>3+</sup> в поляризации  $E \parallel c$  (а) и  $E \perp c$  (б); значения коэффициента относительной инверсной населенности  $P = 0$  (1), 0.1 (2), 0.2 (3), 0.3 (4), 0.5 (5) и 0.75 (6);  $T=300$  К.

Задавая значение коэффициента относительной инверсной населенности  $P$ , можно получить ожидаемое значение сечения усиления на любой длине волны и, как следствие, потенциально возможную область перестройки длины волны генерации. На рис. 9 представлены рассчитанные значения  $\sigma_g$  в различных поляризациях. Видно, что в обеих поляризациях (рис. 9 а, б) при значении  $P = 0.1-0.3$  благодаря достаточно широкому контуру усиления потенциально возможна плавная перестройка в спектральной области 1850–1960 нм.

#### 4. Генерация на кристаллах КНГГ - Tm<sup>3+</sup> и NGW - Tm<sup>3+</sup> с продольной диодной накачкой.

Эксперименты по получению генерации на ионах Tm<sup>3+</sup> в спектральной области  $\sim 2$  мкм с использованием полупроводниковой диодной накачки были проведены на кристаллах кальций-ниобий-галлиевого граната (КНГГ) и натрий-гадолиниевого вольфрамата (NGW).

В качестве источника накачки использовалась лазерная диодная линейка с волоконным выходом излучения фирмы LIMO. Диаметр оптического волокна  $\varnothing 400$  мкм., оптическая мощность 30 Вт., длина волны излучения 803 – 806 нм. Для фокусировки накачивающего излучения в канал генерации в активном элементе использовался четырехлинзовый объектив с увеличением 1.5, что позволяло обеспечить область накачки  $\varnothing 600$  мкм. При этом достигалась плотность мощности накачки около 8 кВт/см<sup>2</sup>. Применялась продольная схема накачки через торец активного элемента и одно из зеркал.

Внешние габариты активных элементов составляли:  $\varnothing 5$  мм. для КНГГ и 3х3 мм. для NGW. Они зажимались в медный теплоотвод, который был термостатирован с помощью термоэлементов. Это позволяло поддерживать температуру активного элемента в диапазоне 10° - 20°С.



Лазерная генерация была получена как на кристалле КНГГ, так и на кристалле NGW.

Для уменьшения тепловой нагрузки на активный элемент в этих исследованиях был реализован вариант импульсной накачки.

В кристалле КНГГ при выходном зеркале с коэффициентом отражения  $R=93.7\%$  порог генерации по падающей энергии на активный элемент составил около 20 мДж. Генерировались лазерные импульсы с энергией 1.1 мДж. и частотой повторения 16 гц. При этом генерация наблюдалась в спектральной области 1.95 – 1.99 мкм. Следует отметить, что выходное зеркало не было оптимальным для данного кристалла, а также не оптимизирована схема резонатора и геометрия накачки (использовался только один проход накачки через активный элемент).

При исследовании лазерной генерации кристаллов NGW:Tm<sup>3+</sup> использовался набор выходных зеркал с коэффициентами пропускания 0.3%, 1.4%, 3.3% и 8.5% в спектральном диапазоне лазерной генерации.

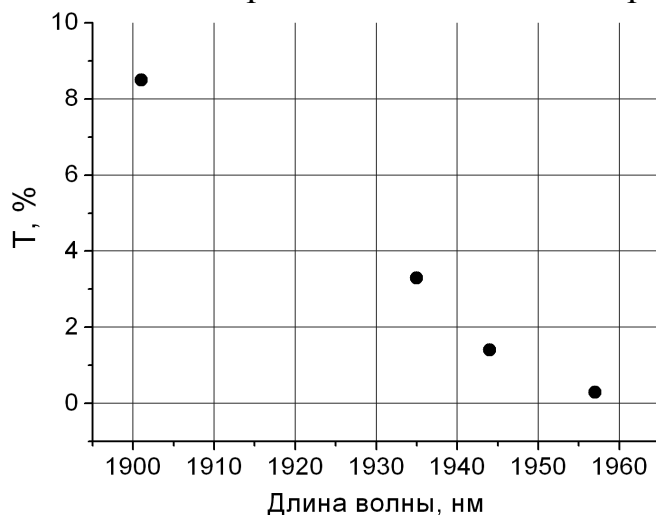


Рис. 10. Зависимость длины волны лазерной генерации в кристалле NGW: 5.1 ат% Tm<sup>3+</sup> от коэффициента пропускания выходного зеркала резонатора при накачке линейкой лазерных диодов.

Длина волны лазерной генерации регистрировалась с помощью монохроматора МДР-23. Спектральное разрешение при этом было не хуже 2 нм. При максимальной падающей мощности излучения накачки лазерная генерация происходила на следующих длинах волн: 1957 нм (T=0.3%), 1944 нм (T=1.4%), 1936 нм (T=3.3%) и 1901 нм (T=8.5%). При увеличении коэффициента пропускания выходного зеркала с  $T_{\text{вых}}=0.3\%$  до  $T_{\text{вых}}=8.5\%$  длина волны лазерного излучения смещается в коротковолновую сторону (рис. 10). Эти результаты генерационного эксперимента хорошо согласуются с зависимостями сечения усиления перехода  ${}^3F_4-{}^3H_6$  от коэффициента относительной инверсной населенности ионов Tm<sup>3+</sup> в кристаллах NGW (рис. 6), а также наглядно демонстрируют возможность получения непрерывно перестраиваемой по длине волны лазерной генерации в спектральном диапазоне шириной не менее 50 нм.

Самая высокая эффективность лазерной генерации в настоящем генерационном эксперименте получена с использованием выходного зеркала с пропусканием 3.3%. Оценочное значение дифференциального КПД, которое было рассчитано по поглощенной в активном элементе энергии излучения накачки, составило 16%. Дифференциальный КПД лазерной генерации на кристаллах NGW:Tm в условиях лазерной диодной накачки, может быть увеличен применением выходного зеркала с пропусканием промежуточным между 3.3% и 8.5%, а также усовершенствованием оптического качества самих выращиваемых разупорядоченных кристаллов со структурой шеелита.

Работа была проведена при поддержке РФФИ (Грант №04-02-16479).

#### Литература.

- <sup>1</sup> Payne S.A., Chase L.L., Smith L.K., Kway W.L., and Krupke W.F. Infrared cross-sections measurements for crystals doped with Er<sup>3+</sup>, Tm<sup>3+</sup>, and Ho<sup>3+</sup> // IEEE J. Quantum Electronics. 1992. V. 28. № 11. P. 2619–2630.
2. Fan T.Y., Huber G., Byer R.L., Mitzcherlich P. Spectroscopy and diode laser-pumped operation of Tm, Ho:YAG // IEEE J. Quantum Electronics. 1988. V. 24. № 6. P. 924–933.
3. Elder I.F., Payne M.J.P. YAP versus YAG as a diode-pumped host for thulium // Optics Communications. 1998. V. 148. P. 265–269.
4. Walsh B.M., Barnes N.P., Di Bartolo B. Branching ratios, cross sections, and radiative lifetimes of rare-earth ions in solids: Application to Tm<sup>3+</sup> and Ho<sup>3+</sup> ions in LiYF<sub>4</sub> // J. Applied Physics. 1998. V. 83. № 5. P. 2772–2787.
5. Бородин Н.И., Крюков П.В., Попов А.В., Ушаков С.Н., Шестаков А.В. Непрерывная генерация лазера на кристалле YAlO<sub>3</sub>:Tm при диодной накачке // Квантовая электроника. 2005. Т. 35. № 6. С. 511-514.
6. Batay L.E., Demidovich A.A., Kuzmin A.N., Titov A.N., Mond M., Kück S. Efficient tunable laser operation of diode-pumped Yb, Tm:KY(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> around 1.9 nm // Applied Physics B. 2002. V. 75. P. 457–461.
7. Braud A., Tigreat P.Y., Doualan J.L., Moncorge R. Spectroscopy and CW operation of a 1.85 nm Tm:KY<sub>3</sub>F<sub>10</sub> laser // Applied Physics B. 2001. V. 72. P. 909–912.
- <sup>8</sup>. Ohta K., Saito H., Obara M. Spectroscopic characterization of Tm<sup>3+</sup>:YVO<sub>4</sub> crystal as an efficient diode pumped laser source near 2000 nm // J. Applied Physics. 1993. V. 73. P. 3149–3152.

# МНОГОФОНОННАЯ РЕЛАКСАЦИЯ В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ЛАЗЕРНЫХ МАТРИЦАХ С РЗ ИОНАМИ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ В ОБЛАСТИ СРЕДНЕГО ИК-ДИАПАЗОНА

*Ю.В. Орловский, Т.Т.Басиев, К.К. Пухов, В.В. Осико  
ИЦ ЛМТ ИОФАН, Москва*

Определение преобладающего механизма релаксации возбужденного электронного уровня, а именно, излучательного или безызлучательного, является одной из фундаментальных проблем физики твердого тела. Она является ключевой, когда необходимо исследовать возможности применения люминесцирующих систем для практических применений, в том числе лазерных. Особенно это касается получения эффективной лазерной генерации в среднем ИК-диапазоне длин волн 4-5 мкм без преобразования частоты, т.е. на одном твердотельном лазерном элементе. В указанном спектральном диапазоне расположено одно из самых перспективных окон оптического пропускания атмосферы. Создание лазерных источников, излучающих в этом спектральном диапазоне, особенно важно для дистанционного зондирования атмосферы и прямой оптической связи. Особый интерес представляют компактные, высокоэффективные и надежные в полевых условиях твердотельные лазеры, созданные на базе оптически прозрачных диэлектрических кристаллов, активированных редко-земельными (РЗ) ионами. Возбужденный парамагнитный примесный РЗ ион в кристалле может релаксировать в результате суммы нескольких процессов, включая чисто электронные и электрон – колебательные различной мультипольности, а также безызлучательные, такие как испускание фононов и резонансный перенос энергии с участием фононов в результате ион-ионного взаимодействия. В случае малой концентрации примеси процессами резонансного переноса можно пренебречь и определяющим будет процесс испускания фононов. Если процессы релаксации между штатковскими уровнями J- мультиплетов РЗ ионов происходят с участием одного – двух фононов с пикосекундными временами, то процессы релаксации между J – мультиплетами обычно требуют участия большего числа фононов и протекают медленнее. Поэтому такую релаксацию называют многофононной. Теоретические и экспериментальные исследования процессов многофононной релаксации (МР) ведутся начиная с начала 60-х годов прошлого века. Результатом этих исследований стал бесспорный вывод о том, что наиболее сильно на скорость МР электронных уровней в данном кристалле влияет величина энергетического зазора до ближайшего нижерасположенного уровня. Чем меньше этот зазор, тем больше скорость МР. В связи с этим одной из основных проблем получения лазерной генерации на оптических переходах редкоземельных (РЗ) ионов в среднем ИК диапазоне длин волн является наличие безызлучательных переходов, вызванных многофононной релаксацией, шунтирующей излучательные

переходы. Для переходов среднего ИК-диапазона с энергией 2000 – 2500  $\text{см}^{-1}$  скорости многофононной релаксации конкурируют со скоростями излучательного распада, и для широко распространенных оксидных матриц для твердотельных лазеров с максимальной энергией фонона выше 550  $\text{см}^{-1}$  люминесценция сильно потушена 4-х – 5-ти фононными процессами. Это приводит к быстрому распаду возбуждения начального лазерного уровня и снижает квантовый выход люминесценции.

До настоящего времени существовал только один теоретически обоснованный метод минимизации безызлучательных потерь, а именно, применение кристаллических матриц как можно с более короткими фононными спектрами. Однако это условие, как будет показано ниже, требует корректировки. Например, генерация в среднем ИК-диапазоне длин волн была получена на оптических переходах ионов  $\text{Pr}^{3+}$  [1] и  $\text{Er}^{3+}$  [2] при комнатной температуре в хлоридных лазерных кристаллах с очень короткими фононными спектрами ( $\hbar\omega_{\text{max}} \approx 200 \text{ см}^{-1}$ ) благодаря тяжелым анионам. Основная причина пренебрежимо малых величин скоростей МР по сравнению с излучательными скоростями на переходах среднего ИК-диапазона в хлоридных кристаллах, по сравнению с оксидными и фторидными – это очень большое число фононов  $p \geq 10$ , перекрывающих энергетический зазор ( $\Delta E_{\text{min}}$ ) до следующего нижележащего мультиплета. Хорошо известно, что увеличение числа фононов  $p$  на единицу уменьшает скорость МР на один – два порядка величины [3]. Однако недостатком большинства хлоридных кристаллов является их высокая гигроскопичность, что требует для их использования откачанных и запаянных ампул из материала оптически прозрачного в среднем ИК-диапазоне длин волн. Поиск таких материалов сам по себе является сложной задачей. Поэтому недавно в нескольких лабораториях США и России для получения лазерной генерации в среднем ИК диапазоне были использованы тройные соединения негигроскопичных сульфидных кристаллов с более длинными фононными спектрами ( $\hbar\omega_{\text{max}} \approx 350 \text{ см}^{-1}$ ). Увеличение числа фононов  $p$  до шести-семи должно бы было привести к увеличению вероятности (скорости) многофононной релаксации в этих кристаллах на 4-8 порядков величины по сравнению с хлоридными кристаллами и привести к сильному тушению четырех – пяти микронной люминесценции. Однако, лазерная генерация в среднем ИК диапазоне (4.3 - 4.4  $\mu\text{m}$ ) была получена на переходе  ${}^6\text{H}_{11/2} - {}^6\text{H}_{13/2}$  иона  $\text{Dy}^{3+}$  в кристаллах тиогаллата кальция ( $\text{CaGa}_2\text{S}_4$ ) [4] и свинца ( $\text{PbGa}_2\text{S}_4$ ) [5]. Протяженность фононных спектров в этих кристаллах сравнима с протяженностью фононных спектров фторидных кристаллов с короткими фононными спектрами, такими как  $\text{LaF}_3$  ( $\hbar\omega_{\text{max}} \approx 400 \text{ см}^{-1}$ ) и рядом кристаллов со структурой флюорита, таких как  $\text{SrF}_2$  ( $\hbar\omega_{\text{max}} \approx 380 \text{ см}^{-1}$ ),  $\text{CdF}_2$  ( $\hbar\omega_{\text{max}} \approx 380 \text{ см}^{-1}$ ),  $\text{PbF}_2$  ( $\hbar\omega_{\text{max}} \approx 337 \text{ см}^{-1}$ ) и  $\text{BaF}_2$  ( $\hbar\omega_{\text{max}} \approx 324 \text{ см}^{-1}$ ). Однако во фторидных кристаллах, активированных, например, ионами  $\text{Dy}^{3+}$ , до сих пор не удалось даже достоверно измерить спектр люминесценции в области 4-5  $\mu\text{m}$ . Этот факт можно объяснить сильным тушением верхнего

лазерного уровня во фторидных кристаллах по сравнению с сульфидными. Например, измеренное при комнатной температуре время жизни начального лазерного уровня  ${}^6\text{H}_{11/2}$  иона  $\text{Dy}^{3+}$  в кристалле  $\text{PbGa}_2\text{S}_4$  равно 2 мс [5], тогда как в кристалле  $\text{BaF}_2$  оно составляет всего 300 мкс. И это фактически при равном числе фононов  $\rho$ , участвующих в переходе. В кристалле  $\text{BaF}_2$  величина максимального фонона составляет  $324\text{ см}^{-1}$  [6] что даже меньше, чем в сульфидных кристаллах ( $350\text{ см}^{-1}$ ).

Для объяснения полученных результатов будет дана их теоретическая интерпретация в рамках имеющихся квантово – механических моделей взаимодействия примесных РЗ ионов с кристаллической матрицей. Будет представлен анализ зависимости скорости многофононной релаксации от определяющих параметров кристаллической матрицы, таких, например, как расстояние  $R_0$  между примесным РЗ ионом и ближайшими анионами решетки. При анализе в качестве основной будет использована нелинейная теория многофононной релаксации, учитывающая как кулоновское, так и обменное взаимодействие между возбужденным РЗ ионом и ближайшими лигандами. Будет рассмотрена возможность учета реального фононного спектра лазерного кристалла.

Также будут обсуждены пути увеличения излучательной вероятности на лазерных переходах среднего ИК-диапазона и перспективность различных лазерных кристаллов с относительно короткими фононными спектрами для получения лазерной генерации в среднем ИК-диапазоне длин волн.

1. S. R. Bowman, L. B. Shaw, B. J. Feldman, and J. Ganem, “A 7  $\mu\text{m}$  praseodymium - based solid- state laser,” *IEEE J. Quantum Electron.*, v. 32, p. 646- 649 (1996).
2. S. R. Bowman, S. K. Searles, N. W. Jenkins, S. B. Qadri, E. F. Skelton and J. Ganem, “Diode pumped room temperature 4.6  $\mu\text{m}$  erbium laser,” in *Proceedings of Advanced Solid State Lasers Conference*, (Seattle, Wash., 2001), pp. 84- 86.
3. Yu.V.Orlovskii, K.K.Pukhov, T.T.Basiev, T.Tsuboi, “Nonlinear mechanism of multiphonon relaxation of the energy of electronic excitation in optical crystals doped with rare-earth ions,” *Optical Materials*, v. 4, p. 583-595 (1995).
4. M. C. Nostarnd, R. H. Page, S. A. Payne, and W. F. Krupke, “Room- temperature laser action at 4.3- 4.4  $\mu\text{m}$  in  $\text{CaGa}_2\text{S}_4:\text{Dy}^{3+}$ ,” *Optics Letters*, v. 24, p. 1215- 1217 (1999).
5. T.T. Basiev, M.E. Doroshenko, V.V. Osiko, V.V. Badikov, “Mid IR laser oscillations in new low phonon  $\text{PbGa}_2\text{S}_4:\text{Dy}^{3+}$  crystal”, in *Advanced Solid State Photonics*, February 6-8, 2005, Vienna, Austria, Technical digest, TuB10.
6. J.P.Hurrel and V.J.Minkiewicz, “The crystal dynamics of barium fluoride”, *Solid State Communications*

# РЕЛАКСАЦИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ ВКР-АКТИВНЫХ МОД В КРИСТАЛЛАХ ВОЛЬФРАМАТОВ И МОЛИБДАТОВ

*П. Г. Зверев*

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

Вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) позволяет получать лазерное излучение в новых спектральных областях. Коэффициент ВКР-усиления обратно пропорционален спектральной ширине комбинационной моды, которая является фундаментальной характеристикой нелинейного материала и определяется механизмами релаксации вибронного возбуждения из-за фонон-фононного взаимодействия в среде.

Высокочастотные комбинационные колебания в молекулярно-ионных кристаллах происходят внутри молекулярного иона и слабо взаимодействуют с внешними решеточными фононами. Поэтому количество возможных каналов релаксации ограничено и они могут быть описаны в рамках теории многофононной релаксации колебательных возбуждений. Разработанная ранее теория многофононной релаксации в молекулярно-ионных кристаллах [1] показала, что в идеальном кристалле полная величина уширения комбинационной моды определяется суммой вкладов уширений, связанных с различными механизмами распада и дефазировки возбуждения.

Анализ температурного уширения ВКР-активных  $A_g(\nu_1)$  мод в шеелитовых кристаллах вольфраматов и молибдатов показал, что релаксация возбуждения данных мод с хорошей точностью может быть описана суммой двух релаксационных процессов [2]. При низкой температуре релаксация идет в основном по пути распада на два фонона: вибронного колебания внутри молекулярного иона с меньшей энергией и решеточного фонона. При более

высокой температуре основной вклад в релаксацию дает процесс дефазировки при взаимодействии с низкоэнергетичными внешними решеточными фононами.

В докладе исследованы спектральные и временные параметры ВКР-активных мод в ряде кристаллов вольфраматов, молибдатов, нитратов. Установлены преимущественные механизмы релаксации их возбуждений. Установлены корреляции в зависимости времени релаксации и ширины ВКР-активной моды в ряду Ca, Sr, Ba, Pb вольфраматов и молибдатов с изменением энергетического зазора между ними и соседними модами.

Работа выполнялась при финансовой поддержке РФФИ, №06-02-16339.

- [1] S. Califano, and V. Schettino, Int. Rev. Phys. Chem. 7, 19 (1988).  
[2] P. G. Zverev, Phys. stat. sol. (c) 1, No.11, 3101-3105 (2004).

## **ВЛИЯНИЕ МОДИФИКАЦИИ ПОКРОВНОГО СЛОЯ НА ФОТОЭЛЕКТРОННЫЕ СПЕКТРЫ КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ ДИОДНЫХ СТРУКТУР In(Ga)As/GaAs**

*Л.А. Истомин, П.Б. Демина, И.А. Карпович*

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

Исследовано влияние модификации тонкого (20 - 10 нм) покровного слоя GaAs на спектры фотолюминесценции (ФЛ), электролюминесценции (ЭЛ) и фотоэлектрической чувствительности (ФЭЧ) диодных структур на основе квантово-размерных гетероструктур (КРС) In(Ga)As/GaAs. Модификация покровного слоя осуществлялась путем встраивания в него дельта-слоя углерода и анодного окисления его поверхности. Исследовались КРС n-типа с комбинированными квантово-размерными слоями, состоящими из квантовой ямы InGaAs и квантовых точек InAs (КЯ/КТ), с выпрямляющими металлическим и электролитическим контактами.

Дельта-легирование углеродом покровного слоя вблизи границы со слоем КЯ/КТ подавляет ФЛ и ФЭЧ в области основного перехода в КТ в результате возникновения канала безызлучательной рекомбинации и одновременно стимулирует ЭЛ от КТ в барьерах Шоттки в результате увеличения концентрации неосновных носителей (дырок) вблизи контакта, которые инжектируются в слой КЯ/КТ при прямом смещении.

При больших плотностях тока в спектре ЭЛ выявляются все уровни КТ и КЯ, которые наблюдаются в спектре ФЭЧ, причем интенсивность ЭЛ от КЯ в некоторых структурах превышает интенсивность ЭЛ от КТ. При уменьшении толщины дельта-легированного покровного слоя наряду с известным красным смещением энергетического спектра КТ, обусловленным релаксацией упругих напряжений в КТ [1], происходит также значительное красное смещение (до ~60 мэВ) спектра КЯ, которое связывается с взаимодействием размерно-квантованных и индуцированных дельта-легированием поверхностных состояний в слое КЯ/КТ. При этом эффект гашения ФЛ и ФЭЧ от КТ усиливается. Анодирование поверхности КРС стимулирует ЭЛ в структурах с барьером Шоттки в результате образования встроенного отрицательного заряда в слое окисла, что, как и дельта-легирование, увеличивает концентрацию неосновных носителей вблизи контакта.

Работа выполнялась при поддержке РФФИ (грант 06-02-16159) и Минобрнауки РФ (грант РНП.2.1.1.2741).

[1] И.А.Карпович, А.П.Горшков, С.Б.Левичев и др. ФТП, 2001, 35, 564.

## **СПЕКТРЫ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА И СТРОЕНИЕ КРЕМНИЙ-КИСЛОРОДНЫХ КОМПЛЕКСОВ В $Mg_2SiO_4$ В КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ, РАСПЛАВЛЕННОМ И СТЕКЛООБРАЗНОМ СОСТОЯНИЯХ.**

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

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

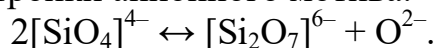
Изучены спектры комбинационного рассеяния света (КРС) ортосиликата магния ( $T_{пл} = 2163$  К) при температурах от 300 до 2180 К. Впервые получен спектр КРС расплава  $Mg_2SiO_4$ .

Исследованы температурные зависимости уширения высокочастотных линий внутренних колебаний симметрии  $A_g$  тетраэдрического аниона  $SiO_4$ . Обнаружена броуновская переориентация анионных комплексов в структуре форстерита ниже температуры плавления. Подобное явление поворотного движения молекул ранее было обнаружено в легкоплавких молекулярных кристаллах.

Установлено, что расплав ортосиликата магния переохлаждается до 1600 К и может быть получен в виде стекла при закалке со скоростью более 400 К/сек. Анализ спектров КРС расплава и стекла ортосиликата магния показал, что в отличие от кристалла в этих состояниях существуют не только изолированные  $[SiO_4]^{4-}$ -фрагменты, но и полимеризованные анионы в виде сочленённых вершинами  $[SiO_4]$ -тетраэдров. Это обстоя-



тельство объясняет возможность сильного (до 600 К) переохлаждения расплава ортосиликата магния и его стеклования. Подобная перестройка анионного мотива возможна лишь при условии существования в расплаве несвязанного с кремнием кислорода, что свидетельствует о способности магния конкурировать с кремнием в процессе комплексообразования. Одна из возможных реакций перестройки анионного мотива:



При снижении температуры обнаружена тенденция к деполимеризации сложных кремний-кислородных комплексов и рост концентрации изолированных  $[\text{SiO}_4]^{4-}$ -тетраэдров в переохлаждённом расплаве ортосиликата магния, что приводит к его спонтанной кристаллизации при температуре ниже 1550 К.

На основании анализа спектров расплава, стекла и кристалла ортосиликата магния произведена предварительная идентификация высокочастотных линий внутренних колебаний  $\text{SiO}_4$ -тетраэдра.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 04-02-16482).

## ПАРАМЕТРЫ ИНТЕНСИВНОСТИ ДЛЯ ИОНОВ $\text{Nd}^{3+}$ В КРИСТАЛЛАХ КАЛЬЦИЙ-НИОБИЙ-ГАЛЛИЕВОГО ГРАНАТА.

*Белова И.А.<sup>1</sup>, Воронько Ю.К.<sup>2</sup>, Рябочкина П.А.<sup>1</sup>, Соболев А.А.<sup>2</sup>,  
Ушаков С.Н.<sup>1</sup>*

*1-Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск  
2-ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва*

Об исследовании спектрально-люминисцентных свойств ионов  $\text{Nd}^{3+}$  в кристаллах кальций-ниобий-галлиевого граната (КНГГ), активированного ионами  $\text{Nd}^{3+}$ , а также о получении генерации на переходе  ${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{11/2}$  ионов  $\text{Nd}^{3+}$  в условиях ламповой и полупроводниковой накачек сообщалось в [1-3].

В настоящей работе из интегральных коэффициентов поглощения для переходов между энергетическими уровнями ионов  $\text{Nd}^{3+}$  в области длин волн 0,4-0,8 мкм определены экспериментальные значения сил линий ионов  $\text{Nd}^{3+}$  в кристаллах КНГГ-Nd. В этих кристаллах, согласно методу Джадда-Офельта, определены параметры интенсивности  $\Omega_t$  для ионов  $\text{Nd}^{3+}$ , которые оказались равными:  $\Omega_2=4.2110^{-20} \text{ см}^2$ ,  $\Omega_4=2.4410^{-20} \text{ см}^2$ ,  $\Omega_6=3.1210^{-20} \text{ см}^2$ .

Установлено, что экспериментальные значения сил линий для исследованных переходов между энергетическими уровнями ионов  $\text{Nd}^{3+}$  в КНГГ -  $\text{Nd}^{3+}$ , за исключением переходов  ${}^4\text{I}_{9/2} \rightarrow {}^4\text{G}_{5/2}$  и  ${}^4\text{I}_{9/2} \rightarrow {}^2\text{G}_{7/2}$ , незначительно отличаются от аналогичных значений в других гранатах [4].

Увеличение значений сил линий для “сверхчувствительных” переходов  ${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4G_{5/2}$  и  ${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^2G_{7/2}$  ионов Nd в КНГГ- Nd приводит к увеличению параметра  $\Omega_2$  для этих кристаллов, по сравнению с кристаллами других гранатов. При этом параметры  $\Omega_4$  и  $\Omega_6$  в КНГГ-Nd незначительно изменяются по отношению к аналогичным параметрам в кристаллах других гранатов. Данный факт, по-видимому, обусловлен существованием в кристаллах КНГГ -Nd ионов  $Nd^{3+}$  с точечной симметрией окружения ниже  $D_2$ .

1. Каминский А.А., Милль Б.В., Буташин А.В., Саркисов С.Э., Никольская О.К., // Изв. АН. СССР. Серия Неорганич. Матер., 21, 2093 (1985).
2. Воронько Ю.К., Гессен С.Б., Еськов Н.А., Осико В.В., Соболев А.А., Ушаков С.Н., Цымбал Л.И. // Квантовая электроника. 1988. Т. 15. В. 2. С. 312.
3. Воронько Ю.К., Еськов Н.А., Подставкин А.С., Рябочкина П.А., Соболев А.А., Ушаков С.Н. // Квантовая электроника, Т31, №6.
4. W.F. Krupke, M.D. Shinn, J.E. Marion, J.A. Caird and S.E. Stokowski // J. Opt. Soc. Am. B. 1986. Vol. 3. №1.

#### ВЛИЯНИЕ $\gamma$ -ОБЛУЧЕНИЯ НА СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ

ГЕРМАНОСИЛЛЕНИТА, СОДЕРЖАЩИХ  $Cr^{3+}$  И  $Fe^{3+}$

***Н.Г.Горащенко, И.В.Степанова***

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

Известно, что большинство свойств силленитов ( $Bi_{12}MO_{20}$ ,  $M=Ge^{4+}$ ,  $Si^{4+}$ ) зависят как от ионов, составляющих их структуру, так и от условий получения и обработки монокристаллов. Предметом наших исследований было изучение влияния легирования  $Cr^{3+}$  и  $Fe^{3+}$  и облучения на оптические свойства германосилленита ( $Bi_{12}GeO_{20}$ ).

Методом Чохральского выращены монокристаллы нелегированного и содержащего ионы  $Cr^{3+}$  и  $Fe^{3+}$  в различных концентрациях германосилленита. Выращенные кристаллы облучали на  $\gamma$  - установке  ${}^{60}Co$  РХМ - $\gamma$ -20 с мощностью дозы 0.29 Гр/с в течение 116 ч для Cr-содержащих и 167 ч для германо- и Fe-содержащих силленитов.

В диапазоне 400-1000 нм сняты спектры поглощения полученных кристаллов до и после облучения, а также после облучения и отжига.

Облучение значительно изменяет спектр поглощения  $Bi_{12}GeO_{20}$  (рис.1).

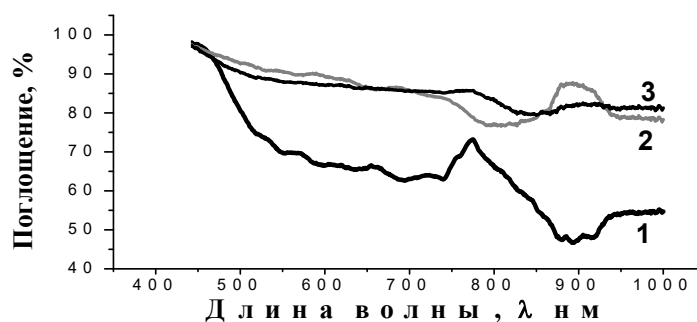


Рис.1. Спектры поглощения  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$   
1-необлученный; 2-облученный; 3-после отжига.

Введение ионов  $\text{Cr}^{3+}$  дает дополнительный максимум поглощения в длинноволновой части спектра, причем увеличение концентрации примеси незначительно повышает поглощение кристаллов. Облучение легированных кристаллов повышает коэффициент поглощения, не меняя характера спектральной зависимости, что мы связываем с ростом числа центров поглощения вследствие облучения.

Наличие ионов  $\text{Fe}^{3+}$  расширяет область пропускания в длинноволновой части спектра, не оказывая влияния на коротковолновую часть. Облучение и последующий отжиг железосодержащих силленитов практически не сказывается на спектрах поглощения кристаллов, что позволяет говорить о их радиационной стойкости.

### ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В КРИСТАЛЛАХ $\text{CdF}_2$ И $\text{CdF}_2:\text{Ag}^+$ , СОДЕРЖАЩИХ ИЗБЫТОЧНЫЕ ИОНЫ ФТОРА

<sup>1)</sup>А.Г.Варламов, <sup>2)</sup>Г.А.Новиков, <sup>1)</sup>В.А.Уланов

<sup>1</sup>Казанский государственный энергетический университет,

<sup>2</sup>Казанский физико-технический институт КазНЦ РАН

Исследования реакций диэлектрических материалов на внешние радиационные воздействия до настоящего времени являются актуальными. В данной работе в качестве объектов исследования были выбраны кристаллы  $\text{CdF}_2$ . Изучалась роль междоузельных ионов фтора и примесных ионов  $\text{Ag}^+$  в люминесценции кристаллов  $\text{CdF}_2$ . В качестве примеси использовано серебро. Было известно [1], что в процессе легирования ионы  $\text{Ag}^+$  замещают катионы  $\text{Cd}^{2+}$ . При рентгеновском облучении образцов  $\text{CdF}_2:\text{Ag}^+$  при  $T=300\text{K}$  происходит трансформация  $\text{Ag}^+ \rightarrow \text{Ag}^{2+}$ . Время жизни центра  $\text{Ag}^{2+}$  - 3÷6 мес. при  $T=300\text{K}$ . Оно экспоненциально зависит от температуры. Этот результат объяснен тем, что при облучении происходит отрыв валентного электрона от иона  $\text{Ag}^+$  и последующий его захват дефектом решетки (электронной ловушкой). Предполагается, что ловушками в  $\text{CdF}_2:\text{Ag}^+$  являются дефекты междоузельных ионов фтора. Они присутствуют в кристаллах, поскольку их выращивание производится при наличии фтора в атмосфере.

Результаты данных экспериментов с облучением кристаллов  $\text{CdF}_2:\text{Ag}^+$  ультрафиолетовыми лучами указывают на то, что процессы радиационного возбуждения междоузельных ионов фтора и примесных ионов  $\text{Ag}^+$  связаны друг с другом. Источником излучения являлся импульсный азотный лазер ЛГИ-21 с длительностью импульсов 10 нс и периодом их следования – 40 мс. Мощность излучения в импульсе - 50 кВт,  $\lambda=337,2$  нм. Образец помещался в вакуумированную камеру с кварцевыми окнами. Люминесценция наблюдалась на монохроматоре МДР-23. Установлено, что в кристаллах  $\text{CdF}_2$ , выращенных без примеси серебра в атмосфере «гелий+фтор», наблюдаются три полосы люминесценции (510, 592 и 660 нм). Характеристическое время спада люминесценции примерно равно 0,18 мс. Отношение интегральных интенсивностей полос – 1,5 : 2,5 : 3 (соответственно). При увеличении концентрации фтора в атмосфере выращивания кристаллов происходит усиление полосы 592 нм. Внедрение серебра существенно уменьшает люминесценцию в полосе 660 нм и смещает полосы 510 и 592 нм так, что новым полосам соответствуют частоты 440 и 495 нм. С повышением концентрации серебра на частоте 649 нм в некоторых образцах наблюдалась очень узкая и интенсивная линия, которая может быть связана с микроскопическими частицами серебра.

[1]. М.М.Зарипов, В.А.Уланов, М.Л.Фалин. ФТТ, 31, 2, 248-250 (1989)

## МНОГОФУНКЦИОНАЛЬНЫЙ ДИОД НА ОСНОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ С НЕЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ

*Б.Н. Денисов*

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

Проведено исследование прохождения переменного тока через высокоомные фоточувствительные кристаллы  $\text{CdS}$ ,  $\text{AsGa}$  с омическими контактами, полученными путем вжигания индий-галлиевой пасты. Контакты располагались перпендикулярно оси  $C$ . На рис.1 приведена схема измерительной установки.

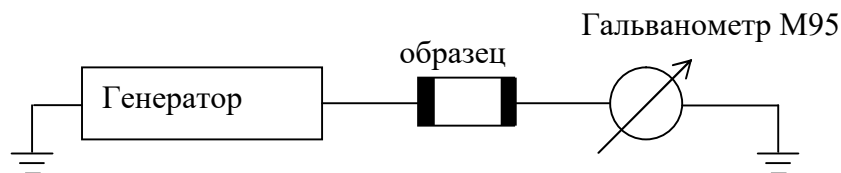


Рис. 1

Обнаружено явление выпрямления переменного тока. Фаза выпрямленного тока зависела от частоты, амплитуды переменного напряжения, уровня освещения, длины волны света, температуры, давления. Постоянный ток регистрировался с помощью гальванометра.

При измерении все вышеперечисленные параметры, кроме одного, поддерживались неизменными. Для исключения влияния контактных явлений, с которыми может быть связано выпрямление, проведены исследования этих кристаллов в отсутствие контактов. Для этого образцы помещались между двумя металлическими контактами, от которых кристаллы были изолированы пластинами из слюды толщиной 0,2 мм. И в этом случае наблюдалось явление выпрямления переменного тока, полярность которого зависела от перечисленных выше параметров. Из проведенных экспериментов можно сделать вывод, что явление выпрямления связано с анизотропией поляризации кристаллов вдоль оси  $C$  [1]. В этом случае возможно возникновение выпрямления тока смещения. Полученные экспериментальные зависимости выпрямленного тока от различных параметров были аппроксимированы с помощью дифференциальных уравнений с разрывными коэффициентами. Обнаруженное явление может быть использовано для создания многофункциональных устройств на основе кристаллов с анизотропной поляризацией вплоть до СВЧ диапазона. Например, датчиков давления, частоты, температуры, напряжения, уровня освещенности.

1. Келих С. Молекулярная нелинейная оптика. М.: Наука, 1983. -189С.

## **ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНОГО СОСТАВА ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДВУХЧАСТОТНЫХ ЛАЗЕРОВ МЕТОДОМ СПЕКТРАЛЬНО РАЗРЕШЕННОЙ БЛИЖНЕПОЛЬНОЙ СКАНИРУЮЩЕЙ ОПТИЧЕСКОЙ МИКРОСКОПИИ**

***Д.О. Филатов, Г.А. Максимов, В.П. Мишкин, В.В. Левичев, С.М.  
Некоркин\****

*Научно образовательный центр: Физика твердотельных наноструктур,  
Нижний Новгород.*

*Нижегородский Государственный Университет им. Лобачевского.*

*\*Научно-исследовательский физико-технический институт, ННГУ*

Исследование полупроводниковых лазерных диодов (ЛД) - важная область применения ближнепольной сканирующей оптической микроскопии (БСОМ) [1,2]. БСОМ позволяет визуализировать распределение интенсивности излучения ЛД в ближнем поле с разрешением до 50 нм[3]. Для создания двухчастотных лазеров необходим метод исследования модовой структуры излучения ЛД. В данной работе впервые применена спектрально разрешенная БСОМ для исследования ЛД InGaP/GaAs/InGaAs с квантовыми ямами (КЯ), излучающих на длинах волн 1.005  $\mu\text{m}$  ( $\lambda_1$ ) и 1.030  $\mu\text{m}$  ( $\lambda_2$ ). Для определения расположения КЯ в волноводе ЛД применяли атомно-силовую микроскопию (АСМ). Для получения

ближнепольных изображений использовался БСОМ TopoMetrix Aurora с пьезоэлектрическим сенсором обратной связи типа tuning fork [4]. Излучение лазера собиралось ближнепольным зондом и поступало на монохроматор МДР-2 и регистрировалось с помощью кремниевого фотодиода.

Установлено, что генерация на длине волны  $\lambda_1$  происходила в основной моде, основную моду, а на  $\lambda_2$  - в моде второго порядка, что обусловлено структурой ЛД. Обнаружены эффекты филументации, которые не наблюдались в дальнем поле, что связано с наличием мод типа шепчущей галереи.

Работа выполнена при поддержке Российско-американской программы «Фундаментальные исследования и высшее образование» (№ гранта REC-NN-001).

1. M.A.Paesler, P.J.Moyer. Near-Field optics: theory, instrumentation, and applications. Wiley, 1996.
2. M.S.Ünlü, B.B.Goldberg, W.D.Herzog and D.Sun, E.Towe. Appl.PhysLett. 67, 1862 (1995).
3. W.D.Herzog, M.S.Ünlü, B.B.Goldberg, G. H.Rhodes and C.Harder Appl. Phys Let. 70, 688 (1997).
4. K.Karrai, R.D.Grober. Appl. Phys. Lett. 66, 1842 (1995).

## **АВТОМАТИЗАЦИЯ УСТАНОВКИ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ СПЕКТРОВ ПОГЛОЩЕНИЯ И ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В ОБЛАСТИ ДЛИН ВОЛН 0,2-2 МКМ.**

***Ф.А. Большииков<sup>1</sup>, А.В. Малов<sup>1</sup>, А.В. Попов<sup>2</sup>, П.А. Рябочкина<sup>1</sup>,  
С.Н. Ушаков<sup>2</sup>***

*1-Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева,  
г. Саранск, 2-ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва*

В настоящей работе сообщается о создании установки на базе монохроматора МДР-23 для автоматизированной регистрации спектров поглощения и люминесценции в диапазоне длин волн 0,2-2 мкм. С целью управления шаговым двигателем (ШД) монохроматора и преобразования аналогового сигнала с выхода усилителя создано устройство, включающее в себя: 1) аналого-цифровой преобразователь (АЦП); 2) логику управления ШД монохроматора. Данное устройство выполнено на 8-ми разрядном высокопроизводительном RISC микроконтроллере (МК) ATmega8-16PI фирмы Atmel и позволяет устанавливать необходимое значение длины волны, выделяемой монохроматором, а также производить АЦП регистрируемого сигнала с последующей отправкой на IBM PC совместимый компьютер по интерфейсу RS-232 (COM-порт). Работа устройства осуществляется в следующей последовательности: 1) с компьютера поступает сигнал (по RS-232) об изменении длины волны с помощью ШД монохроматора на 1 нм; 2) формируются необходимые

сигналы для изменения длины волны на 0,1 нм; 3) при достижении необходимой длины волны производится десятикратное измерение сигнала через интервал времени 1мс; 4) вычисляется среднее значение из 10 измерений; 5) данные об измерении заносятся в память МК; 6) пункты 2-5 повторяются еще 9 раз, в результате осуществляется изменение длины волны на 1 нм; 7) данные с результатами 10 измерений отправляются на компьютер.

Устройством также предусмотрено: 1) индикация текущего значения измеренного напряжения на светодиодном индикаторе (либо на знакосинтезирующем LCD-дисплее); 2) индикация текущего значения длины волны. Ниже приводятся некоторые характеристики устройства:

Тактовая частота МК	16 МГц	
Разрядность МК		8 бит
Разрядность АЦП		10 бит
Интегральная нелинейность		0,5 мл. разр.
Абсолютная погрешность		±2 мл. разр.
Входное напряжения АЦП		0-5 В
Максимальная скорость снятия спектра		60 нм/мин
Разрешение по длине волны		0,1 нм
Дальность передачи		до 25 м.

С помощью описанной выше установки были проведены исследования спектроскопических свойств кристаллов КНГГ-Тм.

## **ПОЛУЧЕНИЕ УЛЬТРАДИСПЕРСНЫХ ПРЕКУРСОРОВ ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ПРОЗРАЧНОЙ $Y_2O_3$ КЕРАМИКИ**

*М.А.Усламина, Е.В.Жариков, Г.Б.Тельнова<sup>1</sup>*

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

*<sup>1</sup>Институт физико-химических проблем керамических материалов РАН*

Прозрачная иттрийоксидная керамика является более дешевой, особенно если изделие имеет сложную форму и большие размеры, в нее можно ввести большую концентрацию активатора, чем в монокристалл, что обеспечит повышение выходной энергии генерации лазерного излучения. Керамика превосходит монокристаллы по термостойкости и прочности.

Цель - получение ультрадисперсных порошков и даже нанопорошков прекурсоров для изготовления прозрачной иттрийоксидной керамики, допированной неодимом, определение оптимальных условий получения порошков. Порошки готовили методом соосаждения и гетерофазного взаимодействия в системе  $Y_2O_3$ - $HfO_2$ - $Nd_2O_3$  в области составов  $HfO_2$ : 0-6%,  $Nd_2O_3$ : 1%, при осаждении в водных растворах в качестве осадителя использовали растворы щавелевой кислоты, углекислого аммония и гидроксида аммония.

Анализ полученных результатов показывает, что лучшим способом получения маловодных гидроксосоединений иттрия является метод

гетерофазного взаимодействия оксалатов и карбонатов иттрия с раствором гидроксида аммония. Синтез порошков из полученных прекурсоров осуществляли при температурах 1050-1200°C. Прессование производили двухступенчато 30 и 200 МПа. Образцы обжигали на воздухе при 1400°C, спекали в вакууме при 1950°C, и далее следовал осветляющий отжиг при 1450°C. Исходные вещества, полученные и синтезированные порошки были подвергнуты петрографическому анализу, ДТА, РФА и электронной микроскопии. Образцы керамики шлифовались, полировались и с аншлифов снимались фотографии, в том числе, и на сканирующем электронном микроскопе, осуществлялся РФА для подтверждения отсутствия других фаз. Разработаны методы получения ультрадисперсных порошков прекурсоров оксида иттрия, допированного неодимом, размеры частиц порошков составляют 100-200 нм, керамики – 1-3 мкм. Проведены эксперименты по получению прозрачной керамики высокотемпературным вакуумным спеканием. По данным РФА фазовые составы синтезированного порошка и спеченной керамики совпадают. Оценены структурные и физико-технические характеристики полученной керамики.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА РАСПЫЛЕНИЯ МАТЕРИАЛА ЭЛЕКТРОДОВ ПРИ ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ ТОКА.

*Горюнов В.А., Майоров А.М., Майоров М.И., Родченкова В.В.  
Мордовский государственный университет им.Н.П.Огарёва, г. Саранск,  
Российский государственный университет «МАТИ»  
им.К.Э.Циолковского, г.Москва.*

На рис.1 изображены электроды стартера 80С-220 после 25000 зажиганий люминесцентной лампы. Стартер вышел из строя из-за обрыва одного из электродов.

После разрыва контактов стартера, включенного в схему с дросселем,

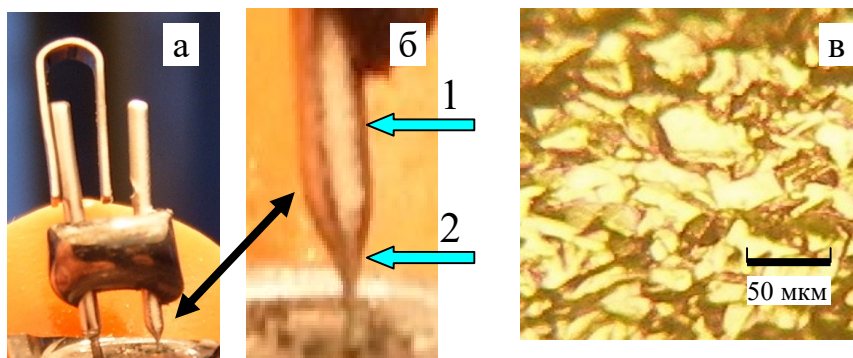


Рис.1

дроссель работает в режиме генератора тока. По мере увеличения напряжения между электродами в стартере возникает аномальный тлеющий разряд, который, при дальнейшем росте



напряжения переходит в дугу. Происходит переход от катодного слоя с равномерной эмиссией со всего катода к слою в котором эмиссия электронов с малого участка обеспечивает ток в столбе на площади, значительно превосходящей площадь эмитирующего участка поверхности катода – тлеющий разряд переходит в дуговой.

На рис.1а и 1б видно, что электрод без биметаллической пластины распылен не равномерно (область 2) Данное явление можно объяснить реализацией, в месте утоньшения электрода, взрывной электронной эмиссии. Место локализации катодного пятна – место спая электрода со стеклом. В спектре излучения пятна присутствуют интенсивные линии, соответствующие спектру материала электрода, а также дублет Na, входящего в состав стекла. При образовании пятен первого рода расход вещества катода составляет  $\sim 40$  мкг/Кл, после одного контактирования через стартер протекает заряд  $Q=N \cdot CU=10^2 \cdot 10^{-8} \cdot 10^3=10^{-3}$  Кл. Для разрушения области 2 электрода стартера (рис.1б) необходимо распылить 1 мг материала. Можно подсчитать ресурс стартера:  $1/(40 \cdot 10^{-6})=25000$  контактирований, что соответствует действительности.

Действие аномального тлеющего разряда характеризуемого равномерной эмиссией со всего катода, приводит к более равномерному удалению материала электрода (область 1). Микроструктура поверхности электрода в этой области представлена на рис.1,в.

## **РОСТ И СПЕКТРАЛЬНО-ГЕНЕРАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ Tm:NaGd(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub>.**

***Д.А.Лис, К.А.Субботин, Е.В.Жариков, А.В. Попов, С.Н. Ушаков**  
Институт общей физики Российской академии наук, г. Москва*

Исследованы поляризованные спектры поглощения и люминесценции, а также кинетики распада возбужденных состояний  $^3H_4$  и  $^3F_4$  ионов Tm<sup>3+</sup> при 300 К в монокристаллах разупорядоченного двойного натрий-гадолиниевого вольфрамата NaGd(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> (NGW) с различными концентрациями активатора. Определены сечения поглощения и люминесценции предполагаемого лазерного перехода  $^3F_4 \leftrightarrow ^3H_6$  иона Tm<sup>3+</sup>, построены спектры усиления активной лазерной среды при различных уровнях инверсной заселенности верхнего лазерного уровня  $^3F_4$  иона Tm<sup>3+</sup>. При продольной накачке линейкой лазерных диодов в импульсном режиме получена лазерная генерация. Выращивание концентрационной серии кристаллов Tm:NGW проводилось из собственного стехиометрического расплава методом Чохральского на воздухе из платино-родиевого тигля на установке “Кристалл-2” с индукционным нагревом на ориентированную затравку. Скорость вытягивания кристалла из расплава на разных этапах роста варьировалась с таким расчетом, чтобы фактическая скорость перемещения фронта кристаллизации независимо от этапа процесса

составляла 0.7 мм/ч для высоколегированных образцов (5.1 и 2.4 ат.%  $Tm^{3+}$ ) и 2 мм/ч для низколегированного (0.34 ат.% ).

Сравнение полученных нами сечений поглощения и люминесценции ионов  $Tm^{3+}$  в кристалле NGW:Tm со значениями аналогичных параметров в кристаллах  $KY(WO_4)_2$ ,  $KGd(WO_4)_2$  и  $KLa(MoO_4)_2$  показывает, что NGW:Tm характеризуется чуть меньшими значениями этих сечений в максимумах, но при этом бóльшим неоднородным уширением спектральных полос. Для проведения генерационных экспериментов в условиях продольной лазерной диодной накачки из кристаллов с концентрацией ионов  $Tm^{3+}$  5.5 ат% были изготовлены активные элементы размером  $3 \times 3 \times 3$  мм, ориентированные относительно кристаллографических осей кристалла. Исследования показали, что при увеличении коэффициента пропускания выходного зеркала с  $T_{\text{вых}}=0.3\%$  до  $T_{\text{вых}}=8.5\%$  длина волны лазерного излучения смещается в коротковолновую сторону. Так при максимальной падающей мощности излучения накачки лазерная генерация происходила на следующих длинах волн: 1957 нм ( $T_{\text{вых}}=0.3\%$ ), 1944 нм ( $T_{\text{вых}}=1.4\%$ ), 1936 нм ( $T_{\text{вых}}=3.3\%$ ) и 1901 нм ( $T_{\text{вых}}=8.5\%$ ). Максимальный дифференциальный КПД лазерной генерации составил 16%.

Таким образом, потенциально достижимый диапазон перестройки длины волны лазерного излучения составил как минимум 56 нм. Проведенные исследования показали перспективность дальнейшей работы с данной активной средой. Работа была проведена при поддержке РФФИ (№06-02-16747, 05-02-08199-офи\_a) и гранта Президента РФ НШ-6649.2006.02.

#### ВЛИЯНИЕ $\gamma$ -ОБЛУЧЕНИЯ НА СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ

германосилленита, содержащих  $Cr^{3+}$  и  $Fe^{3+}$

*Н.Г.Горащенко, И.В.Степанова*

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

Известно, что большинство свойств силленитов ( $Bi_{12}MO_{20}$ ,  $M=Ge^{4+}$ ,  $Si^{4+}$ ) зависят как от ионов, составляющих их структуру, так и от условий получения и обработки монокристаллов. Предметом наших исследований было изучение влияния легирования  $Cr^{3+}$  и  $Fe^{3+}$  и облучения на оптические свойства германосилленита ( $Bi_{12}GeO_{20}$ ).

Методом Чохральского выращены монокристаллы нелегированного и содержащего ионы  $Cr^{3+}$  и  $Fe^{3+}$  в различных концентрациях германосилленита. Выращенные кристаллы облучали на  $\gamma$  - установке  $^{60}Co$  РХМ - $\gamma$ -20 с мощностью дозы 0.29 Гр/с в течение 116 ч для Cr-содержащих и 167 ч для германо- и Fe-содержащих силленитов.

В диапазоне 400-1000 нм сняты спектры поглощения полученных кристаллов до и после облучения, а также после облучения и отжига.

Облучение значительно изменяет спектр поглощения  $Bi_{12}GeO_{20}$  (рис.1).



Рис.1. Спектры поглощения  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$   
1-необлученный; 2-облученный; 3-после отжига.

Введение ионов  $\text{Cr}^{3+}$  дает дополнительный максимум поглощения в длинноволновой части спектра, причем увеличение концентрации примеси незначительно повышает поглощение кристаллов. Облучение легированных кристаллов повышает коэффициент поглощения, не меняя характера спектральной зависимости, что мы связываем с ростом числа центров поглощения вследствие облучения.

Наличие ионов  $\text{Fe}^{3+}$  расширяет область пропускания в длинноволновой части спектра, не оказывая влияния на коротковолновую часть. Облучение и последующий отжиг железосодержащих силленитов практически не сказывается на спектрах поглощения кристаллов, что позволяет говорить об их радиационной стойкости.

## МОДИФИКАЦИЯ ГАУССОВЫХ ПУЧКОВ И ИМПУЛЬСОВ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ОТ УСИЛИВАЮЩЕЙ ПЛЕНКИ

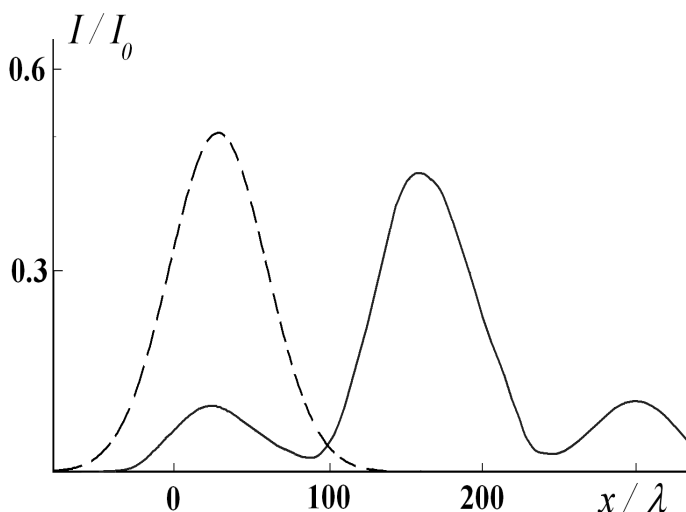
*Наседкина Ю.Ф., Семенцов Д.И.*

*Ульяновский госуниверситет, 432700, Ульяновск, Россия*

Исследуется изменение профиля огибающей пучка или импульса при отражении от тонкой пленки, обладающей усилением в рассматриваемом спектральном диапазоне. Рассмотрим пленку, толщина которой  $d \sim \lambda$ , диэлектрическая проницаемость является комплексной  $\varepsilon_2 = \varepsilon_2' + i\varepsilon_2''$ , знак  $\varepsilon_2''$  отвечает усилению. Коэффициенты отражения от каждой из границ раздела сред определяются известными формулами Френеля.

Максимального усиления отраженного пучка можно достичь, если заставить излучение проходить через усиливающий слой и полностью отражаться от нижней границы раздела. Этого можно достичь, если показатель преломления подложки  $n_3$  меньше, чем верхней среды  $n_1$ , из которой падает излучение. Угол полного отражения от структуры, определяющийся выражением  $\vartheta_{\text{ПВО}} = \arcsin(n_3/n_1)$ , меньше угла

полного внутреннего отражения от верхней границы раздела  $\vartheta_{12} = \arcsin(n_2 / n_1)$ , и в интервале  $\vartheta_{ПВО} < \vartheta_0 < \vartheta_{12}$  излучение проходит в подложку и полностью отражается от границы «пленка-подложка». В докладе представлены результаты численного анализа влияния параметров отражающей структуры на трансформацию профиля гауссовых пучков и импульсов, проведенного на основе разложения поля пучка в интеграл Фурье.



На рис. представлены профили гауссова пучка падающего (пунктир) и отраженного от усиливающей среды (сплошная линия) при  $\varepsilon_1 = 3$ ,  $\varepsilon_2 = 2,54 + 0,01i$  и  $\varepsilon_3 = 1$ . Показано, что деформация имеет сложный характер [1] и определяется влиянием ряда факторов, из которых важнейшие – наличие второй границы раздела и толщина пленки, а также угловая расходимость

пучка (для импульса – его длительность).

1. Ю.Ф. Наседкина, Д.И. Семенцов. Трансформация и сдвиг гауссова светового пучка при отражении от резонансной среды. // Опт. и спектр. 2006. Т. 100, № 4, С. 648-654.

## **ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛЕНОК PDLC НА ОСНОВЕ АКРИЛОВЫХ МОНОМЕРОВ**

***Коробков А.В., Машин А.И., Булгакова С.А., Казанцева И.А.,  
Каштанов Д.Е., Джонс М.М., Нежданов А.В.***

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

Одним из перспективных направлений развития современной оптоэлектроники является создание композиционных материалов, объединяющие электрооптические свойства жидких кристаллов и механические свойства полимеров. Нами исследовались полимеры, диспергированные жидким кристаллом (PDLC – Polymer Dispersed Liquid Crystal).

В данной работе пленки PDLC были получены фотополимеризацией в ультрафиолетовом свете смеси: мономер 2-этилгексил акрилат (ЭГА), фотоинициатор Irgacure 651 (производитель Ciba, Франция), жидкий кристалл E7 (Merck, Германия) [1].

Показано, что полученный материал нестабилен. Его микроструктура меняется с течением времени. Стабилизацию структуры проводили мономерами метакриловой (МАК) и акриловой кислоты (АК).

В пленках PDLC на смеси мономеров ЭГА:МАК в течение длительного времени не происходило видимых изменений микроструктуры. Напряжение включения данных пленок составило 7-8 В/мкм, разность коэффициентов пропускания света во включенном и выключенном состояниях 37%, время включения 0,3 мс, выключения 3 мс.

Спектр пропускания пленок PDLC, полученных на основе смеси мономеров ЭГА и АК (концентрация АК 90 %) показан на рисунке 1. Пленки рассеивают в основном коротковолновую часть видимого света.

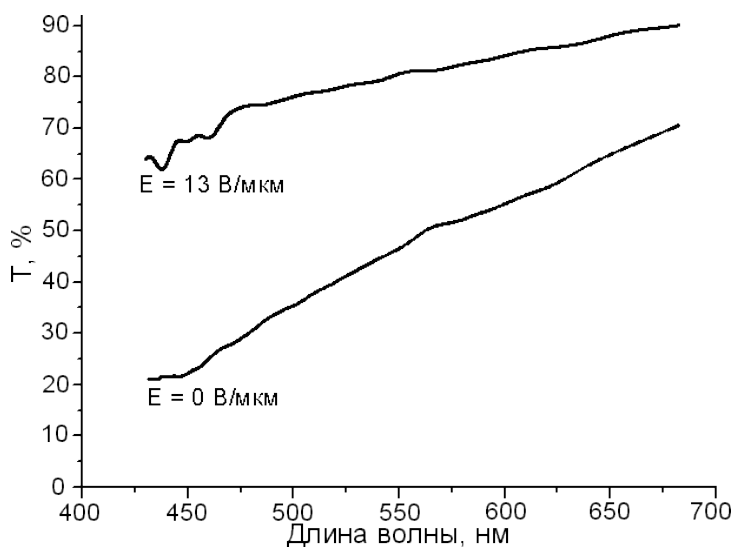


Рис 1. Спектр пропускания света пленкой PDLC во включенном и выключенном состояниях.

Напряжение включения данных пленок составило 13 В/мкм, время включения 0,28 мс, выключения - 0,34 мс.

[1] Roussel F., Buisine J.-M. // Phys. Review E. 2000. V.62. №2. P.2310-2316

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ БАРИЙ-БОРАТНЫХ СТЕКОЛ

*О. Б. Петрова<sup>1</sup>, Л. Н. Дмитрук<sup>2</sup>, В. Е. Шукшин<sup>2</sup>*

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

*2. Институт Общей физики имени А.М. Прохорова РАН, Москва*

В системе ВаО-В<sub>2</sub>О<sub>3</sub> возможно получение стекол с концентрацией ВаО до 66,7% [1]. Эти стекла обладают высокой химической стойкостью, большим показателем преломления, малым коэффициентом термического расширения, относительно невысокой температурой синтеза. В системе ВаО-В<sub>2</sub>О<sub>3</sub> кристаллизуются несколько фаз, в том числе нелинейно-оптические ( $\beta$ -ВаВ<sub>2</sub>О<sub>4</sub>) фазы. По этой причине прозрачная стеклокерамика в этой системе представляют интерес для нелинейной оптики и лазерной техники.

Нами изучалась возможность модифицирования свойств барий-боратных стекол путем термообработок при температурах выше температуры

стеклования. Изучены влияние соотношения оксидов в исходном стекле и режима термообработки на состав выделяющихся кристаллических фаз и образующиеся при кристаллизации боратных группировок методами РФА и спектроскопии КРС. Изучено влияние на свойства и процессы кристаллизации стекол добавок фторидов РЗЭ в концентрациях от 1 до 20 моль.%

Исследовались изменения плотности, показателя преломления, микротвердости, спектров пропускания, а также поглощения и люминесценции легированных РЗЭ образцов до и после термообработки.

1. S. Kapoor, H. Bala George, A. Betzen, M. Afatigato, S. Feller. Physical properties of barium borate glasses determined over a wide range of compositions.// Journal of Non-Crystalline Solids, 270 (2000), 215-222.

## **ГЕНЕРАЦИЯ $Nd^{3+}$ В КРИСТАЛЛЕ С РАЗУПОРЯДОЧЕННОЙ СТРУКТУРОЙ $NaLa(MoO_4)_2$ НА ДЛИНАХ ВОЛН $\lambda=1059$ НМ И 1065 НМ С ПРОДОЛЬНОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ**

***Е.В. Жариков<sup>1,2)</sup>, Д.А. Лис<sup>2)</sup>, В.А. Романюк<sup>3)</sup>, К.А. Субботин<sup>2)</sup>, С.Н. Ушаков<sup>2)</sup>, М.Н. Хромов<sup>2)</sup>, А.В. Шестаков<sup>3)</sup>***

*Российский химико-технологический университет им. Д.И.Менделеева<sup>1)</sup>;  
Институт общей физики им А.М.Прохорова РАН, г. Москва<sup>2)</sup>; ООО НПЦ  
«ЭЛС-94», г. Москва<sup>3)</sup>*

При создании миниатюрных твердотельных лазеров с полупроводниковой накачкой одной из технических проблем является необходимость согласования спектров излучения источников накачки с узкими линиями поглощения ионов  $Nd^{3+}$ . Одним из способов решения этой задачи является использование активных элементов на основе кристаллов с разупорядоченной структурой с неоднородно-уширенными линиями поглощения ионов неодима. К числу таких кристаллов относится двойной молибдат лантана-натрия  $NaLa(MoO_4)_2:Nd^{3+}$  (МЛН).

Активные элементы для спектральных и генерационных экспериментов были изготовлены из кристаллов  $\text{NaLa}(\text{MoO}_4)_2$ , выращенных методом Чохральского. Концентрация неодима составляла 3,8 ат%. Время жизни уровня  ${}^4\text{F}_{3/2}$  ионов  $\text{Nd}^{3+}$  в нашем образце – 140 мкс. Нами были изучены спектры поглощения кристаллов МЛН в спектральной области 780–830 нм и спектры люминесценции на переходе  ${}^4\text{F}_{3/2} - {}^4\text{I}_{11/2}$  для двух поляризаций излучения  $\pi$  и  $\sigma$ . Максимумы линии люминесценции для  $\pi$  и  $\sigma$  поляризаций 1059 нм и 1065 нм соответственно.

Исследованы генерационные характеристики лазера с продольной полупроводниковой накачкой на кристаллах  $\text{NaLa}(\text{MoO}_4)_2:\text{Nd}^{3+}$ . Резонатор лазера длиной 30 мм был образован глухим плоским зеркалом, и сферическим ( $R=150\text{мм}$ ) выходным зеркалом. В экспериментах использовались выходные зеркала с пропусканием 5,6%, 10% и 17%. Накачка активного элемента осуществлялась через глухое зеркало резонатора. Для накачки использовались 30 Вт диодные линейки, работающие в импульсном режиме. Частота повторения импульсов составляла 20 Гц, длительность импульса накачки – 200 мкс. При варьировании длины волны накачки от 794 до 811 нм (что соответствует изменению температуры диодных линеек  $\pm 25^\circ\text{C}$ ) изменение средней выходной мощности составило не более 30%, а дифференциальный КПД менялся с 36,7 до 32,2%. Максимальная средняя мощность генерации – 56 мВт при мощности накачки 200 мВт.

В свободном резонаторе (без поляризатора) длина волны генерации составила 1059 нм. При наличии в резонаторе поляризатора реализована перестройка длины волны генерации с  $\lambda=1059$  нм на  $\lambda=1065$  нм путем изменения поляризации генерирующего излучения на ортогональную.

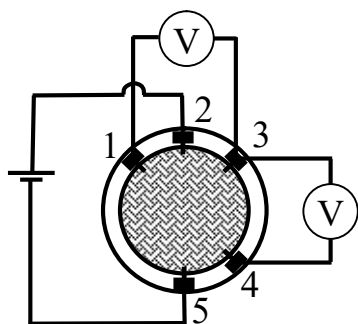
### **КООРДИНАТНО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ ФОТОПРИЕМНИКИ НА ОСНОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СЛОЕВ $n\text{CdTe}:\text{In}$**

*Э.А. Сенокосов, В.В. Сорочан*

*Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко,  
г. Тирасполь*

В робототехнике и системах наведения широко используются полупроводниковые координатно-чувствительные фотоприемники (КЧФ). Конструктивно они чаще всего реализуются на основе р-п перехода. В данной работе исследуется возможность создания КЧФ на основе однородных полупроводниковых слоев  $n\text{CdTe}:\text{In}$ , функционирование которых основывается на нетрадиционной схеме нанесения и коммутации контактов [1]. Чувствительность к положению локальной засветки таких фотоприемников определяется особенностью распределения потенциала по поверхности полупроводникового слоя при протекании вдоль него электрического тока [2].

Приемные элементы КЧФ на основе слоев nCdTe:In изготавливались следующим образом. Слои CdTe:In получались методом вакуумного напыления в квазизамкнутом объёме на сапфировых подложках. Образцы изготавливались в форме диска толщиной 20-500 мкм и радиусом  $R=6$  мм.



Кратность фотоответа при освещенности 500 лк составляла величину 20-30. На слой nCdTe:In наносились пять линейных омических контактов. Центральные углы между контактами 1 и 2, 2 и 3, 4 и 5 составляли  $45^\circ$ , а между контактами 3 и 4 –  $90^\circ$  (см. рис). К контактам 2 и 5 подключался источник постоянного тока, а с контактов 1 - 3 и 3 - 4 снимались выходные сигналы.

Показано, что в соответствии с теорией[2], выходные напряжения  $U_{1,3}$  и  $U_{3,4}$  линейно зависят от положения пятна локальной засветки в области  $(0 \div 0,3) \cdot R$ , что может быть использовано для определения координат светоизлучающих объектов. Чувствительность исследованных КЧФ составляла  $10^2 \frac{\text{мВ}}{\text{мм} \cdot \text{мкА} \cdot \text{Вт}}$ . Среди основных преимуществ таких КЧФ можно выделить низкую стоимость и существенное упрощение технологии производства.

1. Клюканов А.А., Сенокосов Э.А., Усатый А.Н., Федоров В.М.// Авт. свид. СССР №1499119. Устройство для определения координаты светового пятна.- 08.04.89.
2. Клюканов А.А., Сенокосов Э.А., Сорочан В.В., Цирулик Л.Д. Двухкоординатные фотодатчики на основе однородных проводящих полупроводниковых плёнок// ЖТФ, 2003, т. 73, В.5, С. 123-125.

### **ОСОБЕННОСТИ НЕЛИНЕЙНОГО ПРОПУСКАНИЯ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАСТИНКОЙ ПОЛУПРОВОДНИКА В УСЛОВИЯХ ДВУХФОТОННОГО ОДНОИМПУЛЬСНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ БИЭКСИТОНОВ**

***Гончар И. В.***

*Приднестровский государственный университет им. Т. Г. Шевченко,  
г. Тирасполь*

В последние годы особый интерес приобрели исследования процессов взаимодействия резонансного лазерного излучения с экситонами и биэкситонами в тонких пленках полупроводника (ТПП).

Нами изучены эффекты нестационарного нелинейного пропускания и отражения ультракоротких импульсов резонансного лазерного излучения пластинкой полупроводника в условиях двухфотонного возбуждения биэкситонов из основного состояния кристалла. Этот механизм использовался ранее при рассмотрении различных явлений



взаимодействия света с веществом. Известно, что он характеризуется гигантской силой осциллятора. В приближении медленно меняющихся огибающих решения системы нелинейных уравнений для поля и амплитуды биэкситонной волны представлены в виде суммы прямой и обратной волн в пластинке. Получена укороченная система нелинейных дифференциальных уравнений для амплитуды  $f_i$  прошедшей волны и амплитуды  $a$  биэкситонной волны:

$$(1 - \sqrt{R})f_i = (1 - \operatorname{Re} e^{4i\pi l})f_f + S \frac{df_f}{dT} (1 + \operatorname{Re} e^{4i\pi l}) - i \{1 + 2R + R(2 + R)e^{4i\pi l}\} a f_f^*$$

$$f_i = (1 + \sqrt{R})f_f e^{2i\pi l}, \quad i \frac{da}{dT} = -2\delta a - f_f^2,$$

где  $R$  – коэффициент отражения пластинки,

$t_0 = \frac{Lc}{n}$ ,  $t = T\tau_0$ ,  $S = \frac{t_0}{\tau_0}$ ,  $l = \frac{L}{\lambda}$ ,  $\delta = \Delta\tau_0$ ,  $\Delta$  – расстройка резонанса. Система

содержит в качестве неоднородности амплитуду  $f_i$  падающей волны.

Задавая форму огибающей падающего импульса, мы изучили особенности пропускания пластинки в зависимости от параметров падающего импульса, а также от параметров пластинки и расстройки резонанса. Показано, что имеет место существенное преобразование падающих импульсов пластинкой. Запуская в среду прямоугольный импульс, на выходе из пластинки можно получить разнообразные по форме проходящие импульсы. Доказано, что в моменты резкого переключения падающего импульса имеют место острые пики формирующихся импульсов в пропускании.

Характерное время  $\tau_0$  реакции пластинки определяется константой двухфотонного возбуждения биэкситонов и толщиной пластинки и составляет величину порядка  $10^{-12}$  -  $10^{-13}$  с. при толщине пластинки 1 мкм.

## **ВЫРАЩИВАНИЕ КРИСТАЛЛОВ ЧАСТИЧНО СТАБИЛИЗИРОВАННОГО ДИОКСИДА ЦИРКОНИЯ ИЗ РАСПЛАВА И ИССЛЕДОВАНИЕ ИХ СВОЙСТВ**

***М.А.Борик, М.А.Вишнякова, А.В.Кулебякин, Е.Е.Ломонова, В.В.Осико,  
В.А.Панов***

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

*E-mail: lomonova@lst.gpi.ru; тел.: (495) 132-83-79; факс (495) 135-03-47*

В настоящее время во всем мире интенсивно ведутся работы по созданию новых конструкционных неметаллических материалов, у которых прочность, высокая вязкость разрушения и химическая инертность сочетаются с высокой стойкостью в окислительной атмосфере в широком температурном интервале. К таким материалам относятся

частично стабилизированный диоксид циркония, представляющий собой твердый раствор диоксида циркония с небольшими добавками оксида иттрия.

Разработка метода прямого ВЧ-плавления в холодном контейнере привела к возможности роста высокотемпературных кристаллов направленной кристаллизацией из расплава этого высокопрочного, трещиностойкого материала с нулевой пористостью. Этот метод высокопроизводителен, безотходен, а материалы полученные им имеют свои особенности. Были выращены монокристаллы на основе диоксида циркония в интервале концентраций оксида иттрия от 0 до 5 мол% в холодном контейнере диаметром 130 мм при скоростях роста 2, 10, 40 мм/ч. Скорость охлаждения слитка кристаллов до 1000<sup>0</sup>С составляла 180-200<sup>0</sup>С/мин, а далее до температуры 500<sup>0</sup>С со средней скоростью 26<sup>0</sup>С/мин.

Методами рамановской спектроскопии, рентгенофазового, рентгеноструктурного, был исследован фазовый состав. С помощью рентгеноспектрального метода изучено распределение компонентов твердых растворов в кристаллах ЧСЦ в зависимости от состава и режимов кристаллизации. Исследование микро- и наноструктуры кристаллов ЧСЦ проведено с помощью электронной микроскопии. Методом гидростатического взвешивания определена плотность кристаллов.

Исследованы также прочностные и трибологические характеристики синтезированных материалов.

## **СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ СТЕКОЛ В СИСТЕМЕ Ag-Cs-X (X=Cl, Br, I), ЛЕГИРОВАННЫХ Er<sup>3+</sup>**

*Галаган Б.И., Дмитрук Л.Н., Моисеева Л.В., Осико В.В.  
Институт Общей физики имени А.М. Прохорова РАН, Москва*

Изучены стеклообразование и кристаллизация легированных ErI<sub>3</sub> расплавов в системе Ag-Cs-X (X = Cl, Br, I) со спектром пропускания, простирающимся до 25 мкм. Составы стекол отвечали сечению диаграммы состояния с соотношением катионов Ag:Cs = 60:40 при различном соотношении анионов. Концентрация ErI<sub>3</sub> составляла 0,2 - 7,5 мол.%. Для улучшения стеклообразования в состав стекла добавлялось 2 мол.% PbI<sub>2</sub>. Определены температуры стеклования, кристаллизации и плавления ряда составов, а также первичные кристаллические фазы, выделяющиеся при кристаллизации.

Из-за гигроскопичности  $\text{ErI}_3$  для синтеза легированных иодидом эрбия стекол применялась схема, по которой иодид эрбия синтезировался в герметичной кварцевой трубке из металлического эрбия и элементарного иода с последующим его растворением в расплаве стекла без разгерметизации трубки.

Показано, что наиболее устойчивыми к кристаллизации являются иодид-бромид-хлоридные стекла с концентрацией  $\text{ErI}_3$  до 1 мол.%. Установлено, что увеличение концентрации  $\text{ErI}_3$  ведет к выделению из расплава при охлаждении эрбийсодержащих фаз и снижению устойчивости стекол к кристаллизации. При концентрации  $\text{ErI}_3$ , превышающей 1 мол.%, наблюдается ухудшение стеклования и качества стекла, связанное с выделением первичной эрбийсодержащей фазы в процессе охлаждения расплава.

Люминесценцию  $\text{Er}^{3+}$  наблюдали при возбуждении стекла диодным лазером ( $\lambda=975$  нм) непосредственно через стенки кварцевой патрубке без его извлечения. Времена жизни возбужденного состояния на переходе  $\text{Er } ^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$  в стеклах составляли 10 мс.

Относительно большие времена жизни в сочетании с широкой полосой пропускания в ИК диапазоне указывают на перспективность таких стекол как лазерного материала. Однако существенным недостатком подобных галогенидных стекол является их неустойчивость при длительном хранении при комнатной температуре. Фоточувствительность и, возможно, связанная с ней кристаллизация стекол при температурах ниже  $T_g$ , является предметом дальнейшего изучения.

## **СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ЭЛЕКТРОННЫХ И ТЕПЛОВЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ В ЛАЗЕРНЫХ КРИСТАЛЛАХ И СТЕКЛАХ, ДОПИРОВАННЫХ ИОНАМИ $\text{Yb}^{3+}$**

***О.Л. Антипов, К.А. Фёдорова***

*Институт Прикладной Физики Российской Академии Наук, Н. Новгород*

Доклад посвящен теоретическим исследованиям механизмов изменения показателя преломления в лазерных кристаллах и стеклах, допированных ионами  $\text{Yb}^{3+}$ , при интенсивной накачке. Лазерные кристаллы и стекла, легированные ионами  $\text{Yb}^{3+}$ , представляются в настоящее время наиболее перспективными материалами в качестве активных сред мощных твердотельных лазеров с диодной накачкой. Перспективы таких лазерных материалов обусловлены структурой уровней ионов  $\text{Yb}^{3+}$ , обеспечивающей малое различие между квантами накачки и генерации, а также отсутствие взаимодействия ионов и поглощения из возбуждённого состояния. Благодаря этому тепловые

искажения пучков в таких лазерных средах минимизированы, и электронные изменения показателя преломления, обусловленные различием поляризуемости возбуждённых и невозбуждённых ионов  $\text{Yb}^{3+}$ , могут стать доминирующими [1, 2].

Знание величины электронных изменений показателя преломления представляется необходимым для выявления доминирующего механизма формирования динамических голографических решёток в лазерных кристаллах, а также для правильной оценки аберраций в активных элементах, индуцируемых накачкой и усиливаемым пучком. Исследование величины электронных изменений показателя преломления представляется особенно актуальным для лазерных кристаллов и стёкол, допированных ионами  $\text{Yb}^{3+}$ , в которых тепловые эффекты минимизированы.

В докладе представлены результаты теоретических расчетов различия поляризуемости возбужденных и невозбужденных ионов  $\text{Yb}^{3+}$  на длине волны рабочего лазерного перехода в кристалле  $\text{Yb:YAG}$  и лазерных стеклах. Представлены расчёты линз населенности лазерных материалов, а также их сравнение с тепловыми линзами в различных режимах работы для нескольких геометрических форм активных элементов (цилиндрический стержень, волокно с двумя оболочками, прямоугольная пластина).

1. Antipov O.L., Bredikhin D.V., Ereneykin O.N., Ivakin E.V., Savikin A.P., Sukhadolau A.V. // Opt. Lett. 2006 V.31, №6 P.763-765
2. Антипов О.Л., Бредихин Д.В., Еремейкин О.Н., Ивакин Е.В., Савикин А.П., Суходолов А.В., Фёдорова К.А. // Квантовая электроника, 36, №5 (2006)

## **ИЗУЧЕНИЕ МЕХАНИЗМОВ ПЕРЕНОСА ТОКА И ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В ПОРИСТОМ КРЕМНИИ С ПРИМЕСЯМИ ПЕРЕХОДНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ**

***Рассолова И.С., Демидов Е.С.***

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

В последние годы широко изучается и находит новые сферы применения наноразмерная модификация кремния – пористый кремний (ПК). Наибольший интерес ПК вызывает в связи с возможностью ИК и видимой люминесценции с квантовой эффективностью до 10%. С целью повышения эффективности люминесценции ПК в ИК области нами ранее был предложен оригинальный подход – синтез и исследование фаз форстерита  $\text{Mg}_2\text{SiO}_4:\text{Cr}$  и силиката эрбия с примесью четырёхвалентного хрома  $\text{Er}_2\text{SiO}_5:\text{Cr}$  в тонких слоях ПК. Известно, что активированные хромом форстерит и силикат иттрия ( $\text{Y}_2\text{SiO}_5:\text{Cr}$ ) характеризуются высоким квантовым выходом фотолюминесценции (ФЛ) в актуальном для

волоконной оптики диапазоне длин волн 1,3-1,5 мкм. Мы полагаем, что замена в силикате иттрия изовалентным эрбием возможно позволит получить люминесценцию как от  $\text{Cr}^{4+}$ , так и  $\text{Er}^{3+}$  в более широком ИК диапазоне около 1,3 – 1,5 мкм. Вместе с тем ПК как система близко расположенных квантовых точек представляет интерес для изучения физики дискретного туннелирования электронов или дырок, кулоновской блокады туннелирования.

Объектом наших исследований являются слои ПК, выращенных на сильно легированных подложках кремния n- и р-типа, пропитанные водными растворами солей переходных элементов и отожженные в широком интервале температур.

Цель работы состоит в оптимизации технологии получения максимального квантового выхода ФЛ путем изменения содержания и типа мелких примесей и выбора режима окислительного отжига образцов ПК с примесями переходных элементов.

В работе представлены результаты изучения спектральных характеристик ФЛ и ЭПР, связанных с нанокристаллами Si и ионами переходных элементов хрома и эрбия в слоях ПК.

Работа выполнена при поддержке программы Федерального агентства по образованию 2006-2007 гг. Р.Н.П. 2.1.1.4022.

## **СИНТЕЗ И СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ $\text{NaLa}(\text{MoO}_4)_2:\text{Tm}^{3+}$**

*Воронько Ю.К.<sup>1)</sup>, Жариков Е.В.<sup>2, 1)</sup>, Субботин К.А.<sup>1)</sup>, Лис Д.А.<sup>1)</sup>,  
Попов А.В.<sup>1)</sup>, Соболев А.А.<sup>1)</sup>, Ушаков С.Н.<sup>1)</sup>, Хромов М.Н.<sup>1)</sup>, Папин Ю.М.<sup>1)</sup>*

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

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

В рамках поиска новых активных сред для твердотельных лазеров спектрального диапазона 1.9–2.0 мкм с полупроводниковой диодной накачкой выращены структурно разупорядоченные монокристаллы двойного молибдата лантана–натрия, активированные ионами  $\text{Tm}^{3+}$  ( $\text{NaLa}(\text{MoO}_4)_2:\text{Tm}^{3+}$ ), и проведены исследования их спектроскопических характеристик.

Группа линий поглощения в спектральной области 770–820 нм на переходе  $^3\text{H}_6-^3\text{H}_4$  ионов  $\text{Tm}^{3+}$  хорошо согласуется с излучением промышленно выпускаемых лазерных полупроводниковых диодов. А наличие механизма кросс-релаксационного взаимодействия ( $^3\text{H}_4-^3\text{F}_4 \rightarrow ^3\text{H}_6-$

$^3F_4$ ) между ионами  $Tm^{3+}$  (при значительной концентрации активатора, 3–8%  $Tm^{3+}$ ) приводит к увеличению населенности верхнего лазерного уровня  $^3F_4$  с квантовой эффективностью, превышающей 1.

Кристаллы  $NaLa(MoO_4)_2:Tm^{3+}$  (с концентрациями 0.5 и 3.0 ат% по отношению к  $La^{3+}$ ) были выращены из собственного расплава методом Чохральского из платино-родиевого тигля на стандартной установке “Кристалл-2” с индукционным нагревом на воздухе. Рост кристаллов проводился на затравку, вырезанную перпендикулярно оптической оси. Скорость вытягивания составляла 0.7 мм/ч, скорость вращения – 10 об/мин

Исследованы спектры поглощения на переходах  $^3H_6-^3H_4$  и  $^3H_6-^3F_4$ , а также спектры люминесценции на переходе  $^3F_4-^3H_6$  в ориентации поляризатора  $E \parallel c$  и  $E \perp c$  ( $c$  – оптическая ось кристалла  $NaLa(MoO_4)_2$ ). Пиковые значения сечения поглощения и люминесценции составили:  $\sigma_{abs}(\lambda=796 \text{ нм}, ^3H_6-^3H_4, E \perp c)=0.4 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_{abs}(\lambda=1700 \text{ нм}, ^3H_6-^3F_4, E \parallel c)=0.2 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_{em}(\lambda=1800 \text{ нм}, ^3F_4-^3H_6, E \perp c)=0.2 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ . Измеренные по кривым распада возбужденных состояний  $^3H_4$  и  $^3F_4$ , времена жизни этих состояний составили 0.15 и 1.2 мс соответственно.

Работа проводилась при поддержке РФФИ (Гранты №04-02-16479, 06-02-16747).

# **ВОЛОКОННАЯ ОПТИКА**

## **МИРОВЫЕ ТЕНДЕНЦИИ РАЗВИТИЯ ПРОИЗВОДСТВА ОПТИЧЕСКИХ КАБЕЛЕЙ. СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ.**

*А.С.Воронцов, Ю.Т. Ларин. Г.И. Мещанов*

*ОАО “Всероссийский научно-исследовательский, проектно-конструкторский и технологический институт кабельной промышленности”, г. Москва*

1. Одной из ведущих тенденций XXI века ученые называют движение человечества по пути к глобальному информационному обществу, в котором важнейшим продуктом жизнедеятельности и производства людей становятся знания и информация.
2. Удовлетворение общественных и личностных потребностей людей в глобальном информационном обмене, получение разнообразных услуг требует адекватных технологий, способных формировать, обрабатывать, транспортировать и хранить информацию.
3. На сегодняшний день в решении этой задачи значительную роль играют оптические технологии и среди них оптические кабели, выполняющие функции транспортировки информации.
4. Мировой рынок потребления оптического кабеля в одноволоконном исчислении за последний период 2003-2005 годы находится в пределах (60-68) млн. км. Прогнозируются темпы роста потребления в ближайшей перспективе порядка 10% в год.
5. Отечественный рынок потребления оптического кабеля по отношению к мировому составляет около 3% в год. Имеется тенденция постоянного спроса на оптические кабели. Так в 2005 году рост спроса составил примерно 15% по отношению к 2004 году, за первое полугодие 2006 года составил около 20%.
6. На сегодняшний день в России создана инфраструктура кабельных заводов, способных удовлетворять спрос внутреннего рынка оптического кабеля.
7. Проблемы. Российский рынок в сильной степени зависит от зарубежных поставок кабельных материалов, отсутствует промышленное производство оптического волокна. Россия в значительной своей части находится в зоне сурового климата, с резким перепадом температур, с наличием регионов с вечно мерзлыми грунтами, что в определенной степени создает трудности во внедрении оптических кабелей, повышает затраты на строительство и эксплуатацию линий, требует номенклатуры кабелей адекватной условиям применения.
8. Перспективы. Объективная реальность, и в том числе в России, такова, что оптическим кабелям как физической среде передачи в стационарных сетях нет альтернативы, безальтернативны они на ближайшую перспективу. Сети России еще далеки от насыщения оптическими кабелями и являются огромным потенциальным полем их внедрения.



# ЭЛЕКТРОННЫЕ МЕТОДЫ КОМПЕНСАЦИИ ДИСПЕРСИИ В ОПТИЧЕСКИХ ЛИНИЯХ СВЯЗИ

*О.Е. Наний, М.А. Величко*

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

## *Введение*

Интерес к новым методам компенсации дисперсионных искажений связан с грядущим повышением канальной скорости передачи информации с 10 Гбит/с до 40 Гбит/с в TDM сетях и до 100 Гбит/с в Ethernet ориентированных сетях. Как известно, при повышении канальной скорости в  $n$  раз необходимо уменьшить коэффициенты поляризационной модовой дисперсии и межмодовой дисперсии а также увеличить отношение сигнал/шум также в  $n$  раз, но коэффициент хроматической дисперсии необходимо уменьшить в  $n^2$  раз!

Особый интерес в последнее время вызывают электронные методы компенсации дисперсии (electronic dispersion compensation – EDC). Ожидается, что использование EDC существенно снизит стоимость систем связи по сравнению со стоимостью систем, использующих оптические компенсаторы (ODC). Электронная компенсация дисперсии (EDC - Electronic Dispersion Compensation) - это технология, которую можно воплотить в обычной интегральной микросхеме, и она, таким образом, может стать дополнением для различных приемо-передающих систем, улучшив их характеристики и добавив новые функции. Однако дискуссионным остается вопрос о достижимости в EDC системах технических характеристик, получаемых при использовании ODC.

## *Дисперсия в волокне*

Различают следующие виды дисперсии в оптических линиях связи: межмодовая, хроматическая и поляризационная модовая. Вообще говоря, все дисперсионные эффекты, хотя и связаны с разными свойствами волокна, приводят к увеличению длительности передаваемых импульсов и, в конечном счете, к межсимвольной интерференции (ISI - Intersymbol Interference), затрудняющей распознавание сигналов после распространения по волокну [1,2].

Хроматическая дисперсия (ХД, CD - Chromatic Dispersion) вносит заметные искажения при передаче 10 Гбит/с данных на длине волны 1550 нм на расстояние более 40 км. Различные спектральные компоненты информационного сигнала вследствие ХД распространяются с различными скоростями, что приводит к расширению его спектра. Традиционными способами борьбы с ХД в оптической области являются добавление секций волокна с дисперсией противоположного знака (по отношению к дисперсии в стандартном волокне), а также управление профилем показателя преломления (а тем самым и коэффициентом дисперсии)

волокна. Однако все эти способы достаточно дорогие и «привлекательны» лишь для систем дальней связи. Благодаря достаточно статичной природе ХД технологии оптической компенсации в основном стационарны.

Поляризационная модовая дисперсия (ПМД) связана с поперечностью световых волн. Световую волну можно разложить на две компоненты, распространяющиеся в ортогональных плоскостях. Если геометрия волокна не идеально круглая, эти компоненты будут иметь различную скорость (вследствие двулучепреломления), и передаваемый импульс на приемном конце волокна окажется уширенным. Влияние ПМД второстепенно по отношению к ХД и не очень существенно в современных волокнах из-за лучшего контроля геометрии в процессе производства. Однако искажения, вызванные ПМД, могут оказаться значительными в старых одномодовых волокнах при переходе 2,5 Гбит/с систем связи на скорость 10 Гбит/с. ПМД имеет случайную природу и ее трудно компенсировать. Изгиб волокна, вибрации, изменение температуры - все это может изменить мгновенное значение ПМД, поэтому системы ее компенсации должны быть адаптивными.

Межмодовая дисперсия имеет место в многомодовых волокнах, широко применяемых в системах ближней связи (локальных сетях, СКС) на расстояниях до нескольких сотен метров. Оптический импульс распространяется по нескольким путям (модам) с различными скоростями, что так же, как и в случаях ХД и ПМД, приводит к уширению его спектра. Межмодовая дисперсия похожа на «замирание вследствие многолучевого распространения», которое возникает в беспроводных сетях из-за отражений от зданий и пр. Корпоративные сети достаточно разветвленные, и их стоимость сильно зависит от цены используемых соединений. Процессы соединения и сращивания многомодовых волокон гораздо «грубее» аналогичных процессов для одномодовых волокон и не требуют такого точного выравнивания, существенно удешевляя строительство сети. Появление дешевых 850 нм многомодовых VCSEL-лазеров также позволило снизить стоимость многомодовых линий. При этом, однако, приходится мириться с межмодовой дисперсией, вносящей заметный вклад при скоростях выше 4 Гбит/с.

### ***Электронные методы компенсации линейных и нелинейных искажений в оптических системах связи***

С момента кризиса 2000 года, приведшего к резкому сокращению инвестиций в телекоммуникационную сферу, направление научных исследований изменилось от достижения любой ценой рекордных дальности и емкости систем связи к воспроизведению уже достигнутых рабочих характеристик, но при существенно более низких затратах. Кроме того, приоритетными стали задачи увеличения надежности и гибкости отчасти вместо наивысшей производительности.

Несмотря на внушительный прогресс оптических технологий, оптика все еще справедливо считается очень дорогой технологией сложной в

эксплуатации и масштабировании. Проблема экономии, поэтому, часто приводит к поиску возможности замены части оптических компонентов электронными. В наибольшей степени это относится к разработке компенсаторов искажений оптических импульсов и к развитию электронных методов управления и распределения потоков информации в узлах оптической сети. Возвращение электроники в оптические сети стимулировалось также ее поразительными успехами, обеспечившими возможность обработки сигналов, передаваемых со скоростью 10 Гбит/с.

К электронным методам компенсации дисперсии в первую очередь относятся методы предварительной компенсации искажений и методы распознавания серий сигналов при наличии дисперсии и нелинейных искажений на стороне приемника – методы пост- компенсации дисперсии. Кроме того, к электронным методам компенсации дисперсии часто относят использование оптимальных форматов модуляции а также методы помехозащищенного кодирования (FEC) [3-7].

### *Электронная пред- компенсация дисперсии и новые форматы модуляции*

До последнего времени в оптических системах связи использовался простейший бинарный амплитудный формат модуляции. Это связано с относительной широкополосностью оптического волокна по сравнению с другими средами распространения информационных сигналов. Однако в ближайшее время, по всей видимости, начнется внедрение новых, более эффективных форматов модуляции.

Использование в системах связи новых форматов модуляции решает две важнейшие задачи: обеспечивает более высокую эффективность использования спектральной полосы и ослабляет чувствительность системы связи к дисперсионным искажениям сигналов.

Вопросы электронного управления формой и фазой сигналов очень близки к вопросам использования электронной пред- компенсации дисперсии в ее современном виде. Одним из самых «успешных» в настоящее время форматов модуляции является chirпированный амплитудно-модулированный формат. Он отличается от обычной амплитудной модуляции наличием начального chirпа – линейной частотной модуляции (ЛЧМ). Если знак начальной ЛЧМ противоположен знаку ЛЧМ, приобретаемому из-за ХД в волокне, то по мере распространения величина частотной модуляции уменьшается и длительность импульса сокращается.

Электронная компенсация дисперсии использует ту же идею: в исходный сигнал вносятся на стороне передатчика такие искажения, которые по мере распространения по волокну компенсируются действием ХД. Трудность практической реализации этой идеи заключается в том, что для компенсации дисперсии линий связи длиной более ста километров исходные «предискаженные» импульсы перекрываются. Поэтому

формируются не отдельные сигналы, а достаточно длинная последовательность сигналов.

### ***Электронная пост-компенсация дисперсии***

Все виды дисперсии в полной степени компенсируются (контролируются) в оптической области или при управлении комплексной амплитудой электрического поля на стороне передатчика. Когда оптические импульсы принимаются на фотодетекторе, амплитуда сигнала возводится в квадрат, а его фазовая информация теряется, остается лишь временное распределение мощности. (Мы не рассматриваем когерентные оптические системы передачи, в которых на стороне приемника сохраняется информация о фазе сигнала.) Тем не менее, применяя технологию, разработанную для восстановления данных с дисковых накопителей, проводных систем передачи данных, таких как DSL, и беспроводных систем, информационную последовательность можно получить из сигнала, который на первый взгляд выглядит полностью искаженным. Эта технология, в случае волоконно-оптических систем, требует, однако использования очень высокоскоростных микросхем. Недавние достижения в увеличении скорости работы кремниевых микросхем позволили использовать технику электронной пост-компенсации, широко применяемую в менее скоростных системах, теперь и в волоконно-оптической связи.

В большинстве методов пост-компенсации используются различные технологии адаптивной фильтрации. Цифровая фильтрация используется, например, в методе конечных импульсных характеристик (КИХ, FIR - The Finite Impulse Response). Для восстановления первоначальной информационной последовательности из конечного числа искаженных (из-за дисперсии и нелинейностей) импульсов используется Фильтр, состоящий из комбинации блоков коррекции с прямой связью, обеспечивающих линейную фильтрацию, и блоков коррекции с обратной связью, восстанавливающих форму импульса, подверженную нелинейным искажениям. В технологии КИХ адаптивные алгоритмы используются для автоматического подбора коэффициентов фильтрации для того, чтобы принятый сигнал стал приблизительно равным идеальному. Существуют различные адаптивные алгоритмы, например алгоритм минимальной среднеквадратичной ошибки.

Хотя скорости работы кремниевых микросхем превышают базовые требования 10 Гбит/с оптической линии, EDC-решения должны быть тщательно проработаны, чтобы обеспечить минимальное энергопотребление. Очень важно выбрать правильную архитектуру с оптимальным балансом опережающих и отстающих ответвителей.

### ***EDC для компенсации межмодовой дисперсии***

Электронная компенсация дисперсии наиболее востребована в корпоративных сетях, в которых по мере роста числа серверов и

настольных компьютеров, а также количества передаваемой информации, появилась необходимость перехода со скорости 1 гбит/с на скорость 10 Гбит/с. Влияние межмодовой дисперсии на таких скоростях уже существенно, и без тщательной компенсации она может препятствовать безошибочной передаче данных на скорости 10 Гбит/с.

Учитывая, что межмодовая дисперсия зависит от механических и оптических свойств волокна, в том числе профиля показателя преломления, а волокна, проложенные в начале 90-х годов, обладают гораздо худшими свойствами, чем современные волокна, построить оптимальную схему компенсации не так просто. До сих пор волокна характеризовались с помощью простых измерений полосы пропускания, но при компенсации дисперсии этот метод не достаточно точен. Два волокна, обладающие одинаковой полосой, могут иметь совершенно разные дисперсионные свойства, и дисперсию в одном из них может оказаться гораздо труднее скомпенсировать.

Свойства многомодовых волокон можно лучше всего описать с помощью импульсных характеристик или с помощью записи битовой комбинации (из которой можно получить импульсную характеристику). Когда импульсная характеристика канала (волокна при определенном условии ввода световой волны) известна, не составляет труда вычислить необходимую комбинацию фильтра, представляющую собой обратную функцию волокна, и способную, таким образом, скомпенсировать дисперсию.

Учитывая, что межмодовую дисперсию нужно компенсировать во всех существующих волокнах, выбранное адаптивное решение должно подходить к большинству из них. Для создания такого решения применяются различные методы моделирования фильтра, который должен иметь возможность компенсировать дисперсию в волокнах с самыми худшими характеристиками.

### ***Влияние нелинейных эффектов на качество компенсации дисперсии***

В отсутствие нелинейных эффектов идеализированные электронные схемы, осуществляющие полную компенсацию электрического поля, эквивалентны идеализированным оптическим схемам и превосходят реальные оптические схемы, использующие компенсирующее дисперсию волокно. Анализ ограничений технического и принципиального характера и достигнутый сегодня уровень электронной компенсации показывают, что эта технология по техническим характеристикам приблизилась к уровню оптической компенсации.

Проведенные ранее исследования показали, что EDC более чувствительна к нелинейным искажениям, чем стандартная компенсация, основанная на использовании оптических компенсирующих модулей на основе DCF волокна. В то же время, проведенные нами численные эксперименты показали, что при наличии нелинейных эффектов всегда существует оптимальное сочетание EDC и ODC, зависящее от

соотношения эффектов нелинейной само-модуляции и кросс-модуляции соседних DWDM каналов..

### *Заключение*

Электронная компенсация может осуществляться либо на стороне передатчика (пред- компенсация) либо на стороне приемника (пост-компенсация) . На стороне передатчика наилучшие с технической точки зрения результаты могут быть получены при использовании компенсации полной комплексной амплитуды поля, однако наиболее экономичной является компенсация, основанная на управлении мощностью сигналов.

Проведенные на кафедре оптики и спектроскопии физического факультета МГУ сравнительные исследования различных схем компенсации дисперсии и нелинейных искажений показали, что для большинства условий работы систем связи наилучшие результаты могут быть получены при использовании гибридных схем, включающих электронную пост- и пред- компенсацию, промежуточную оптическую компенсацию и оптимальный формат модуляции.

1. Наний О.Е. Основы цифровых волоконно-оптических систем связи //Lightwave Russian Edition, 2003, № 1, с. 48-52.
2. Гладышевский М.А., Щербаткин Д.Д. Поляризационная модовая дисперсия в оптическом волокне // Lightwave Russian Edition, 2005, № 1, с.48-51.
3. Белов К.Н., Наний О.Е. Уменьшение ширины спектра излучения лазеров с прямой модуляцией //Lightwave Russian Edition, 2003, № 1, с. 9.
4. Величко М.А., Сусьян А.А. Двойной фазомодулированный бинарный формат //Lightwave Russian Edition, 2004, № 4, с. 26–29.
5. Величко М.А., Наний О.Е., Сусьян А.А. Новые форматы модуляции в оптических системах связи // Lightwave Russian Edition, 2005, № 4, с. 21–30.
6. Faerbert A. Application of Digital Equalization in Optical Transmission Systems //OFC 2006, Conf. Proc., paper OTuE5, 2006.
7. Killey R. I., Watts P. M., Glick M., Bayvel P. Electronic dispersion compensation by signal predistortion //OFC 2006, Conf. Proc., paper OWB3, 2006.

# **УМЕНЬШЕНИЕ ИЗГИБНЫХ ПОТЕРЬ В МНОГОМОДОВЫХ ПОЛИМЕРНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ ПЕРЕМЕННОЙ КРИВИЗНЫ**

*Павлова Е.Г.*

*МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия*

Интерес к исследованию источников потерь в многомодовых полимерных диэлектрических волноводах обусловлен перспективностью создания на их основе оптической шины, т.е. соединений между СБИС в суперкомпьютерах нового поколения.

Наряду с потерями на поглощении и на рассеянии света в криволинейных участках возникают специфические потери, связанные с туннелированием света. В волноводах переменной кривизны присутствуют потери на соединении участков разной кривизны.

В настоящей работе проведены численные исследования зависимости потерь на согласовании участков волновода разной кривизны от параметров волновода и условий ввода излучения в них.

На криволинейных участках волновода было предложено использовать волновод со специально рассчитанным профилем (СРП). Показано, что потери в СРП волноводе переменной кривизны можно сделать существенно меньше, чем в стандартном волноводе переменной кривизны (рис. 1).

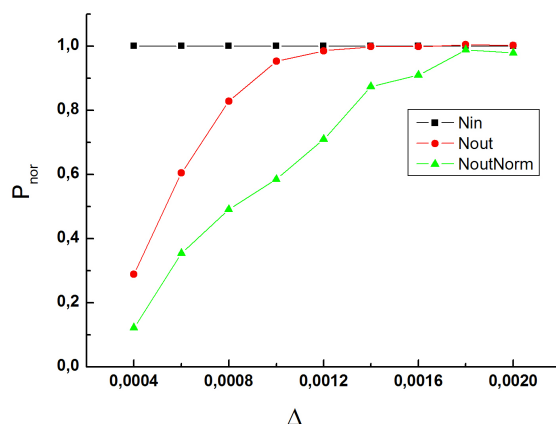


Рис. 1. Сравнение зависимости нормированной выходной мощности от  $\Delta$  для волноводов с измененным (кружки) и неизменным профилем показателя преломления (треугольники).

1. D.Marcuse (1976) Field deformation and loss caused by curvature of optical fibers. J. Opt. Soc. Am. 66, 311-320
2. D.Marcuse (1988) Selected topics in the theory of telecommunications fiber. In Optical fiber telecommunications II edited by S. E. Miller, I.P. Kaminow, p. 55-119

## ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЙ ВОЛОКОННЫЙ ЭРБИЕВЫЙ ЛАЗЕР ДЛЯ СЕНСОРНЫХ ПРИМЕНЕНИЙ

*С.А. Бабин, А. Е. Исмагулов, С.И. Каблуков, Д.В. Чуркин, И.С. Шелемба  
Институт автоматки и электрометрии СО РАН, Новосибирск*

Одним из перспективных способов распределенного измерения температуры, давления и др. физических величин является использование сенсоров на основе волоконных брэгговских решеток (ВБР). Волоконная брэгговская решетка (ВБР) представляет собой участок волоконного световода, в сердцевине которого записана структура показателя преломления с периодом  $\Lambda \sim 0.5$  мкм [1]. Наиболее важным свойством ВБР является отражение оптического излучения на брэгговской длине волны  $\lambda_g = 2\Lambda n$ , где  $n$  - показатель преломления сердцевины. Возмущение состояния решетки (растяжение, нагрев) вызывает изменение положения максимума в спектре отраженной волны [2]. Это свойство ВБР было положено в основу создания волоконно-оптических сенсоров.

Для измерения сдвига максимума спектра отражения решетки обычно используются широкополосный источник и спектроанализатор. Однако данная схема является громоздкой и дорогостоящей. Перспективным является использование узкополосного перестраиваемого источника и фотодетектора. В этом случае разрешение, диапазон и погрешность измерений будут зависеть от таких параметров источника как



ширина линии, диапазон перестройки, стабильность мощности и длины волны излучения.

Наиболее удобно в качестве источника использовать перестраиваемый волоконный эрбиевый лазер, обладающий такими преимуществами как широкий диапазон перестройки, генерация в области 1,55 мкм, соответствующей минимуму потерь в оптоволокне, отсутствие юстировок, недорогая диодная накачка. В данной работе проведено сравнение выходных характеристик перестраиваемого эрбиевого волоконного лазера при использовании разных способов перестройки и конфигураций резонатора. Показано, что оптимальным способом перестройки длины волны излучения лазера, является использование перестраиваемой брэгговской решетки. При этом наименьшая ширина линии излучения и наилучшая стабильность генерации получены в схеме с кольцевым резонатором и циркулятором. На основе этого лазера планируется создать сенсорную систему на 40 датчиков температуры

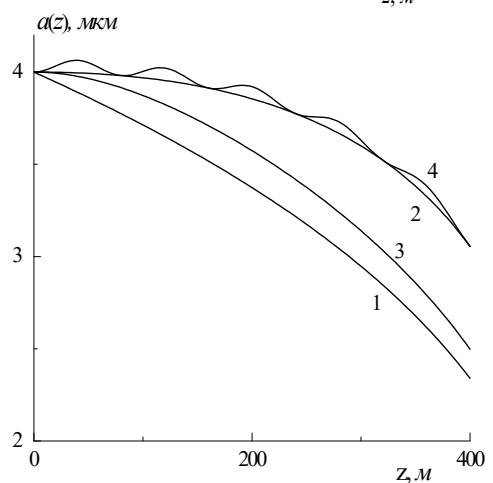
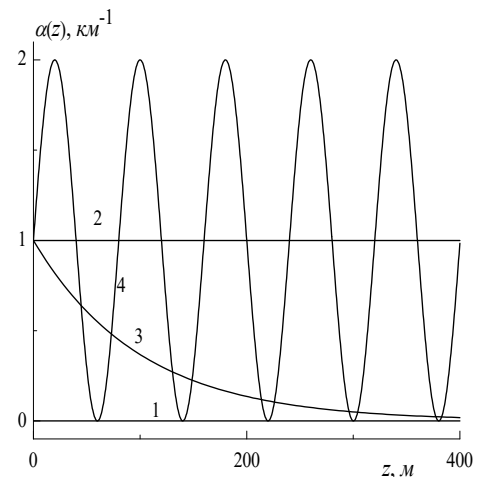
1. С.А. Васильев и др. Волоконные решетки показателя преломления и их применения", *Квант. электроника*, 2005, **35** (12), 1085-1103
2. Ю.Н. Кульчин, «Распределенные волоконно-оптические измерительные системы», М., Физматлит, 2001.

## ИДЕАЛЬНОЕ УСИЛЕНИЕ СОЛИТОНОВ

*Адамова М.С., Золотовский И.О., Семенцов Д.И.*

*Ульяновский государственный университет*

Оптические солитоны в последние годы являются объектом разнообразных исследований ввиду их фундаментальной значимости и широких возможностей применения в различных областях. Поэтому задача об усилении солитонных импульсов, которые бы сохраняли свою форму и характер упругого взаимодействия, представляется сегодня актуальной. Дело в том, что в нелинейной



для следующих параметров усиления  $\alpha(z)$ :  $0 \text{ м}^{-1}$  (1),  $10^{-3} \text{ м}^{-1}$  (2),  $10^{-3} \exp(-0,01z) \text{ м}^{-1}$  (3),  $10^{-3}(1 + \sin(\pi z / 40)) \text{ м}^{-1}$  (4). Графические зависимости инкремента усиления  $\alpha(z)$  (вверху)

активной среде в режиме некогерентного усиления в световоде с постоянными по длине параметрами солитон не усиливается как единое целое, в связи с чем возникают искажения его формы и спектра из-за роста несолитонной составляющей импульса. В результате волновой пакет утрачивает свои солитонные свойства [1,2].

Однако идеальное усиление (с сохранением формы и спектра), как будет показано, возможно в световодах с продольно неоднородными параметрами: инкрементом усиления, дисперсией групповых скоростей, нелинейностью, эффективной площадью моды (зависящей от диаметра световода, что особенно полезно для практических применений). На рисунке представлены некоторые возможные профили инкремента усиления  $\alpha(z)$  и соответствующие им профили радиуса световода  $a(z)$ , отвечающие идеальному усилению солитона. Однако, используя диаметр световода в качестве управляющего параметра, необходимо помнить, что при больших сечениях световода сложнее поддерживать одномодовый режим.

1. Серкин В.Н., Беляева Т.Л. // Квантовая электроника. 2001. Т.31. С. 1007.
2. Moores J.D. // Opt.Lett.1996. V.21. N2.

## **ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НОВОГО ФОРМАТА МОДУЛЯЦИИ, ОБЪЕДИНЯЮЩЕГО В СЕБЕ МНОГОУРОВНЕВОЕ АМПЛИТУДНОЕ КОДИРОВАНИЕ И АДИАБАТИЧЕСКИЙ ЧИРП**

*Величко М. А.*

*МГУ им. М. В.Ломоносова, Москва, Россия*

Появление и развитие новых услуг связи, а также подключение новых абонентов приводит к росту количества информации, передаваемой по волоконно-оптическим линиям связи. Для передачи больших объемов данных на расстояния порядка нескольких сотен км в качестве источников излучения обычно п лазеры с внешней модуляцией. Использование более дешевых лазеров с прямой модуляцией было долгое время неэффективно в данной ситуации из-за переходного чирпа, приводящего к сильным нелинейным искажениям сигнала при его распространении по волокну и, как следствие, к сокращению дальности передачи.

В данной работе приведены результаты численного моделирования предложенного автором формата модуляции, объединяющего многоуровневое амплитудное кодирование и использование адиабатического чирпа и специального фильтра для предотвращения «заползания» соседних битов друг на друга. Источником излучения служил лазер с прямой модуляцией, а сигнал при распространении по волоконно-оптической линии был подвержен влиянию хроматической и поляризационной модовой дисперсии. На вход лазера подавалась бинарная/четырёхуровневая последовательность импульсов, а на приемнике регистрировалась средняя мощность излучения в течение

одного периода следования импульса. Эта мощность сопоставлялась с динамически изменяемым уровнем (тремя уровнями в случае 4-уровневого кодирования) сравнения. Было показано, что использование 4-ary ASK формата и адиабатического чирпа при специальной фильтрации позволяет увеличить дальность передачи информации более чем в 4 раза без применения каких-либо методик компенсации дисперсии.

## **МЕХАНИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫХ СВЕТОВОДОВ**

***А.Ф. Косолапов, С.Л. Семенов***

*Научный центр волоконной оптики РАН г. Москва*

В последнее десятилетие активно разрабатываются и успешно применяются так называемые микроструктурированные (МС) или фотонно-кристаллические световоды. Однако, несмотря на обилие публикаций на тему МС световодов нам удалось найти всего несколько работ касающихся их механической прочности.

Из общих соображений, наличие продольных отверстий может существенно ухудшить механическую прочность МС световодов. Дополнительная поверхность внутри отверстий световода может послужить источником дефектов провоцирующих разрушение световода. Кроме того, МС световоды вытягиваются при пониженных температурах, а следовательно, с существенно большим натяжением. В некоторых случаях, это приводит к возникновению дополнительных дефектов и высоких напряжений в структуре световода. Поверхность отверстий, в отличие от внешней поверхности световода, не защищена полимерным покрытием, а потому в большей степени подвержена влиянию водяных паров. Все это вызывает некоторое недоверие возможных потребителей к новому типу световодов.

В данной работе исследовалось влияние технологических режимов изготовления, а также воздействие условий окружающей среды на

механическую прочность МС световодов. Показано, что в случае незначительного уменьшения температуры вытяжки и соблюдении чистоты поверхности отверстий в заготовке удастся получать высокопрочные МС световоды с незначительным количеством слабых точек. Влияние относительной влажности воздуха в отверстиях и воздействие различных жидкостей на прочность МС световодов в общем случае сходно со стандартными световодами:

- увеличение влажности уменьшает прочность;
- 100% влажность и деионизированная вода оказывают одинаковое воздействие;
- уменьшение РН фактора (увеличение кислотности) увеличивает прочность
- увеличение РН фактора уменьшает прочность;
- влияние раствора аммиака оказывает наиболее сильное разрушающее воздействие.

Более того, в последнее время появляется все больше работ, в которых описываются принципиально новые волоконно-оптические световоды, полученные заполнением продольных отверстий различными жидкостями и газами.

## **ВЛИЯНИЕ НАГРЕВА НА ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ИТТЕРБИЕВОГО ВОЛОКОННОГО ЛАЗЕРА С ДВОЙНОЙ ОБОЛОЧКОЙ**

*Вэнь С.Я., Воронин В.Г., Ван Гэ  
МГУ им.М. В.Ломоносова, Москва*

Иттербиевый волоконный лазер представляет особый интерес для создания эффективных волоконных лазеров средней и высокой мощности.

В настоящей работе обнаружена зависимость поляризационной динамики от длины активного волокна при разных температурах. При комнатной температуре в лазере с активным элементом длиной 10м наблюдается двухмодовая генерация, при длине 30м наблюдается режим переключения поляризаций, а при длине 20м характер переключения зависит от мощности накачки. С увеличением температуры область переключения поляризации увеличилась.

Проведенные теоретические расчеты пространственного распределения усиления в иттербиевом волоконном лазере с двойной оболочкой при разных температурах удовлетворительно объясняют экспериментальные результаты.

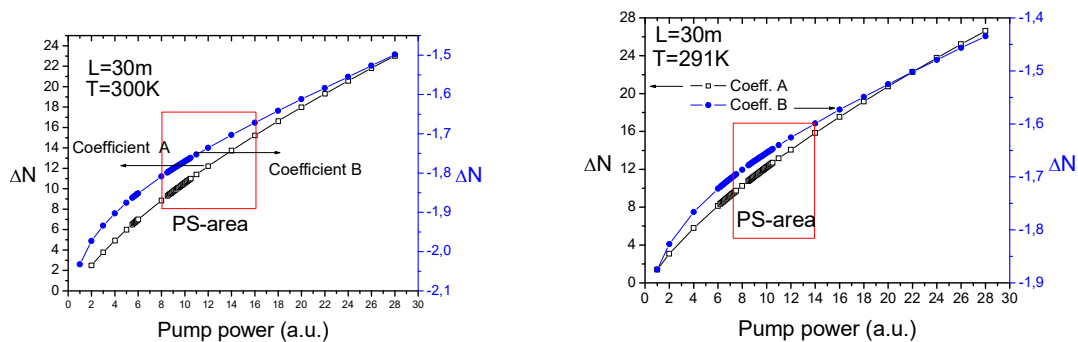


Рис.1. Пространственное распределение усиления в иттербиевом усилителе с двойной оболочкой при разных температурах.

1. P. Weßels and C.Fallnich, "Polarization dependent gain in neodymium and ytterbium doped fiber amplifiers", Optics Express Vol.11.№.6, 2003.
2. О.Е.Наний, "Феноменологическая модель многоканальных твердотельных лазеров и ее использование для описания стационарных режимов генерации кольцевых и линейных лазеров", Квантовая электроника. **23**, № 1 (1996).

## МЕХАНИЗМ САМОПРОИЗВОЛЬНОГО ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ В ИТТЕРБИЕВОМ ВОЛОКОННОМ ЛАЗЕРЕ

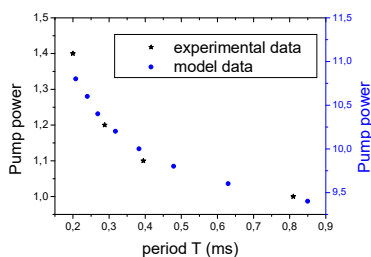
*Вэнь С.Я., Наний О.Е, Воронин В.Г.  
МГУ им .М. В.Ломоносова, Москва*

Иттербиевые волоконные лазеры представляют большой практический интерес как мощные источники накачки для ВКР-лазеров и усилителей.

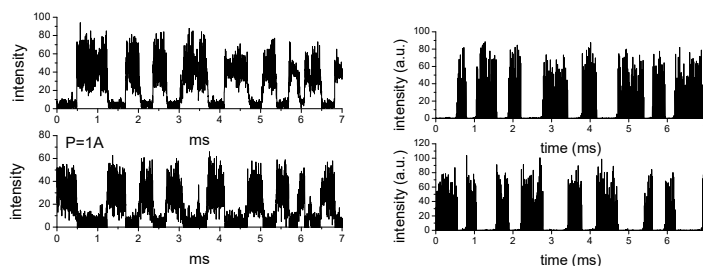
В настоящей работе исследуется поведение переключения поляризации выходного излучения иттербиевого волоконного лазера с двойной оболочкой. При малых превышениях накачки над порогом выходное излучение линейно поляризовано. Когда мощность накачки  $P_{\text{нак}}$  больше некоторого критического значения, устанавливался режим самопроизвольных переключений между двумя ортогональными линейными поляризациями излучения. Период переключений—случаен. С увеличением  $P_{\text{накачки}}$  средний период переключения поляризации уменьшается. При дальнейшем увеличении накачки переключение *поляризаций не наблюдалось*.

Построена теоретическая модель динамики волоконного лазера с двумя ортогонально линейно-поляризованными модами. Проведенные

результаты численного моделирования удовлетворительно совпадают с экспериментальными результатами.



**Рис.1. Теоретические и экспериментальные зависимости период переключения поляризации от мощности накачки**



**Рис.2** Временная эволюция мощности излучений двух ортогонально линейно-поляризованных мод (а) экспериментально; (б) теоретически.

3. В.Г.Воронин, О.Е.Наний, А.Н.Туркин и др., “Динамика поляризации излучения иттербиевого волоконного лазера с двойной оболочкой”, Вестник МГУ. Серия 3. Физика. Астрономия. 2002. № 2.
4. О.Е.Наний, “Феноменологическая модель многоканальных твердотельных лазеров и ее использование для описания стационарных режимов генерации кольцевых и линейных лазеров”, Квантовая электроника. 23, № 1 (1996).

## **ВЫРАЩИВАНИЕ ОДНОРОДНЫХ ПО СОСТАВУ И СВОЙСТВАМ КРИСТАЛЛОВ НА ОСНОВЕ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ ГАЛОГЕНИДОВ СЕРЕБРА**

*Л.В. Жукова, Н.В. Примеров, Н.К. Булатов, А.С. Корсаков  
Уральский государственный технический университет – УПИ,  
Екатеринбург*

Получение однородных по составу кристаллов в системе AgCl-AgBr при выращивании из расплава по методу Бриджмена-Стокбаргера возможно лишь при условии, что состав жидкой фазы совпадает с составом твердой фазы. Такое совпадение имеет место в точке минимума, где  $N_{\text{AgBr}}^{(\text{ж})} = N_{\text{AgBr}}^{(\text{т})}$ . Отсюда вытекает одна из основных задач – уточнение координат точки минимума на диаграмме температура-состав в системе AgCl-AgBr.

Решение поставленной задачи проводилось экспериментальным путем и на основании теоретических расчетов при исследовании функциональных связей между интенсивными свойствами фаз в равновесных состояниях указанной системы. Отыскание таких функций производится с помощью метода функций смешения (mix functions –

миксовых функций), метода моделей идеальных растворов и метода избыточных функций (excess functions – эксцессивных функций) в их совокупности.

Результаты использования данных моделей позволили нам решить следующие задачи: рассчитать кривые  $N_2^{(r)}(T)$  и  $N_2^{(ж)}(T)$  в приближении модели совершенных растворов; рассчитать экспоненциальные функции и их отношения; рассчитать величины отношения коэффициентов активностей  $b_1(T)=\gamma_1^{ж}/\gamma_1^r$  и  $b_2(T)=\gamma_2^{ж}/\gamma_2^r$ , и их отношения  $b_1(T)/b_2(T)$ ,  $b_2(T)/b_1(T)$ . Применение модели регулярных растворов для описания равновесных состояний фаз в исследуемых системах показало, что точка минимума имеет следующие координаты  $T_{min}=685$  К,  $N_2^{min}=0,745$  мольных долей.

Таким образом, на уточненной диаграмме точка минимума смещена по оси  $N_2$  вправо, по сравнению с данными работы [1]. Выращиваемые кристаллы такого состава, однородны по высоте и радиусу и, следовательно, имеют одинаковый показатель преломления во всем объеме кристалла. Что является наиболее важной характеристикой при дальнейшем изготовлении ИК световодов из данных кристаллов.

1. Уточнение диаграммы состояния системы AgCl-AgBr/ В.В. Грознецкий, В.Д. Журавлев, Г.А. Китаев, Л.В. Жукова// Ж. неорг. Химии.1985. Т.30, №4. С. 1033-1035.

# **РАДИОТЕХНИЧЕСКИЕ И ИНФОРМАЦИОННЫЕ СИСТЕМЫ**



# ВОЗМОЖНОСТЬ ПОВЫШЕНИЯ ПРОПУСКНОЙ СПОСОБНОСТИ РЛС НА ОСНОВЕ ОПТИМИЗАЦИИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК.

*Д.Д.Ступин*

*ОАО «Концерн «РТИ Системы», 127083, г. Москва, ул. 8 Марта д.10 стр.1*

Вопрос повышения пропускной способности РЛС дальнего обнаружения сохраняет свою актуальность и сегодня. Проблема пропускной способности «переместилась» в энергетическую область: конечное значение средней энергии излучения РЛС ограничивает количество объектов, которые РЛС может облучить за конечное время. РЛС дальнего обнаружения должна наблюдать **все** космические объекты, которые находятся в ее зоне, а их может быть несколько тысяч.

Чтобы получить необходимый объем информации об объекте, РЛС должна облучить его определенной величиной энергии, которую мы обозначим  $E_{obs}$ . Если обозначить энергию РЛС, излученную в течение некоторого характерного для обстановки в ее зоне времени через  $E_{radar}$ , а долю энергетики РЛС, выделяемой на наблюдение объектов, через  $\alpha$ , то для оценки пропускной способности будет справедливо соотношение:

$$N = \alpha \times \frac{E_{radar}}{E_{obs}} = \alpha \times \frac{P_{ave} T}{P_{el} \tau_{el} n} \quad (1), \text{ где:}$$

$P_{ave}$  - средняя излучаемая мощность РЛС;

$T$  - характерное время изменения ситуации в зоне РЛС;

$P_{el}$  - мощность «элементарного» сигнала, излучаемого к цели;

$\tau_{el}$  - длительность «элементарного» сигнала, излучаемого к цели;

$n$  - количество «элементарных» сигналов, необходимое для получения нужного объема информации о наблюдаемой цели.

Можно показать, что для варьирования пропускной способностью мы можем использовать только знаменатель (1). Следовательно, увеличение количества наблюдаемых радиолокатором объектов возможно только за счет снижения энергетики, «выделяемой» на каждый объект. Это достигается либо дроблением передающего импульса по времени, либо «дроблением» полотна передающей ФАР, либо снижением общего числа «обращений» РЛС к цели, что предполагает адаптивные методы управления ее ресурсами. Возможность реализации таких методов связана с созданием адаптивной передающей ФАР. Для обеспечения работы в этих условиях, очевидно, потребуется адаптивная многолучевая приемная ФАР в совокупности с многоканальной приемной системой. Следовательно, можно определить и ряд направлений совершенствования технологии РЛС, а именно:

- технологии формирования передающей многолучевой ДН антенны;
- многоканальные приемники с быстродействующими АЦП;
- новые алгоритмы управления режимами работы РЛС.

# НОВАЯ ИМС ИСТОКОВОГО ПОВТОРИТЕЛЯ ДЛЯ МАЛОГАБАРИТНЫХ ЭЛЕКТРЕТНЫХ МИКРОФОНОВ

*С.В. Никитанов, В.П. Падеров*

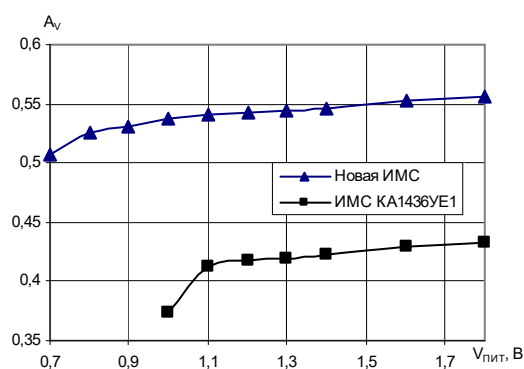
*Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск*

Существующие в настоящее время интегральные микросхемы истоковых повторителей, например, ИМС КА1436УЕ1 производственного объединения «Белмикросистемы», г. Минск обладают низким коэффициентом передачи по напряжению  $A_V \approx 0,4$  при напряжении питания ИМС 1,2 В и емкости схемы измерения 10 пФ, отражающей емкость звуковой мембраны электретного микрофона (ЭМ).

Также недостатком этой ИМС является потеря работоспособности при снижении напряжения питания до 0,9 В и неспособность работать с малогабаритным ЭМ уменьшенных размеров, обладающим емкостью мембраны 5 пФ. Для достижения высокого значения  $A_V$  при малых размерах ЭМ необходимо существенно снизить входную емкость ИМС и повысить крутизну полевого транзистора (ПТУП). Эта задача сводится к оптимизации геометрических размеров канала и параметров профилей физической структуры ПТУП таким образом, чтобы получить максимальный  $A_V$ .

С помощью двумерного физико-топологического моделирования ПТУП и ИМС в САПР TCAD найдены оптимальные геометрические размеры канала ПТУП. Результаты моделирования показали, что максимальный  $A_V \approx 0,65$  достигается при уменьшении длины канала  $L$  до минимальной проектной нормы 2 мкм, выборе глубины канала  $a$ , при которой пороговое напряжение ПТУП  $V_{TO}$  не превышает 0,8 В и выборе оптимальной ширины канала  $Z = 0,8 \div 1$  мм, при которой входная емкость ИМС составляет  $2 \div 2,5$  пФ.

Полученный опытный образец ИМС с оптимизированными размерами ПТУП имеет  $A_V = 0,54$  при  $V_{пит} = 1,2$  В, что на 35% выше, чем у аналога. Расхождение с моделированием в 17% объясняется несоответствием параметров профилей физической структуры ПТУП на полученном образце ИМС и параметров, которые использовались при моделировании. На рисунке 1 показана зависимость коэффициента передачи  $A_V$  ( $V_{пит}$ ) для двух ИМС. Видно, что ИМС КА1436УЕ1 функционирует при снижении  $V_{пит}$  до 1,1 В. Новая ИМС стабильно функционирует при снижении  $V_{пит}$  до 0,8 В.



Р  
исунок 1 – Зависимость  $A_V$  ( $V_{пит}$ ) ИМС истоковых повторителей

## ЗАДАЧИ ПРОЕКТИРОВАНИЯ ИНВЕРТОРНЫХ СВАРОЧНЫХ АППАРАТОВ

*Борисов Д.А., Бардин В.М.*

*Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева*

В сварочном электроприборостроении четко прослеживается тенденция к электронизации. Сейчас сварочные аппараты представляют собой сложные устройства, где кроме силовых элементов (трансформаторы, выпрямители) широко используются маломощные транзисторы, микросхемы, микропроцессоры и др. Применение электроники для управления сварочным процессом позволяет существенно повысить его качество. С целью сокращения массы и габаритов сварочных аппаратов в них стали встраиваться высокочастотные полупроводниковые управляемые инверторы, работающие на частотах от единиц до десятков килогерц. Однако это привело к появлению новых проблем, в частности, к необходимости подавления высокочастотных гармоник тока, создающих мощные радиопомехи. Для этого используются как схемотехнические, так и конструктивные методы. Если аппарат предназначен для сварки на постоянном токе, то на выходе инвертора должен быть установлен достаточно мощный выпрямитель, что утяжеляет аппарат и увеличивает его стоимость. По мнению специалистов качество сварных соединений можно существенно повысить, если сварку осуществлять токами высокой частоты (десятки килогерц). Однако при этом потребуются специальные многожильные сварочные кабели, иная конструкция электрододержателя и, возможно, специальные электроды. Кроме того, сварочный кабель становится своеобразной излучающей антенной и требуются специальные меры для снижения мощности такого излучения.

Таким образом, создание нового класса высокочастотных сварочных аппаратов требует решения целого ряда чисто радиотехнических задач.

# ПРИМЕНЕНИЕ СРЕДСТВ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ И АВТОМАТИЗИРОВАННОГО ПРОЕКТИРОВАНИЯ В ПРОЦЕССЕ РАЗРАБОТКИ ЭПРА

*Витковский О.П., Пьянзин Д.В.*

*Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева*

Широкое внедрение программных средств математического моделирования различных электронных устройств позволяет разработчику автоматизировать процессы их исследования и проектирования на базе персонального компьютера (ПК). В частности, применение средств математического моделирования целесообразно при разработке электронных пускорегулирующих аппаратов (ЭПРА) для питания люминесцентных ламп, которые выполнены с применением современной элементной базы известных компаний производителей Internatinal Rectifier, ST Microelectronics (SGS-THOMPSON Microelectronics), Motorola и др. Одна из ведущих мировых компаний Internatinal Rectifier разработала и представила на своем официальном сайте систему автоматизированного проектирования ЭПРА – IR Ballast Designer, с целью привлечения разработчика к применению выпускаемых контроллеров типа IR2161, IR21571, IR21592, которые обеспечивают управление полумостовой схемой выходного каскада в различных режимах.

В настоящее время ассортимент ЭПРА насчитывает десятки типоразмеров, отличающихся количеством и мощностью используемых с ними люминесцентных ламп, наличием или отсутствием возможности регулирования светового потока, функциями защиты аппарата, характером включения ламп. В странах Евросоюза директивой №2000/55/ЕС Европейской комиссии предписан запрет на производство и эксплуатацию электромагнитных ПРА, что несомненно окажет влияние на российский рынок [1].

Перспективным направлением является разработка ЭПРА с регулируемым световым потоком, путем изменения активной мощности подаваемой на лампу в случае применения контроллера IR21592 и ему подобных по функциональным возможностям. Согласно информации, приведенной российской компанией «Точка опоры», благодаря применению управляемых ЭПРА экономия потребляемой электроэнергии достигает 75% по сравнению с неуправляемыми осветительными установками [2].

Применение управляемых ЭПРА позволяет создавать автоматизированные системы управления освещением (СУО) с целью существенной экономии электроэнергии. При этом возникают новые задачи адресного управления отдельными светильниками по заданному алгоритму. Такое управление может осуществляться разными способами, в частности с помощью ПК по проводной линии, обеспечивающей связь со светильниками, беспроводное адресное управление на основе применения

ИК - лучей или радиоканалу. Перспективным направлением является построение СУО на основе применения ИК – лучей, так как позволяет создать малогабаритный автономный пульт управления на базе микроконтроллеров с широкими функциональными возможностями: адресное управление световым потоком люминесцентных ламп, дуплексный обмен данными между пультом управления и ЭПРА, диагностика неисправностей светильников, подключение к ПК с целью обработки полученной информации и др. Данное направление позволяет создать конкурентоспособные по функциональным возможностям и стоимости комбинированные локально - централизованные системы управления освещением с обработкой информации о состоянии светильников на ПК, имеющем соответствующее программное обеспечение.

Решение данной задачи требует создание математической модели силовой части и системы управления ЭПРА с учетом ряда факторов, обеспечивающих их надежную и устойчивую работу. В частности, в процессе управления световым потоком потребляемая мощность люминесцентной лампы и ее сопротивление изменяется нелинейно в зависимости от частоты [3]. Поэтому в режиме диминга математическая модель ЭПРА усложняется при реализации указанной зависимости. Кроме этого, в процессе моделирования необходимо учесть заданный режим работы цепи накала люминесцентных ламп, который реализуется путем включения параллельно с ней магнитосвязанного последовательного LC контура. Указанные математические модели были разработаны в программе Matlab 6.5, а конструкция печатных плат в программе P – CAD.

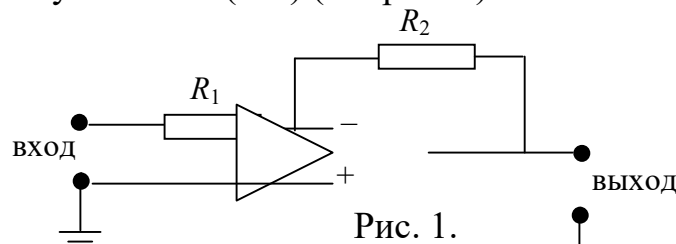
1. Ермолаев В. Зачем менять дроссель и стартер на электронный балласт? // Электронные компоненты 2005. №3.
2. Варфоломеев Л.П. Системы управления освещением // [www.k-to.ru](http://www.k-to.ru)
3. Панфилов Д.И., Поляков В.Д., Обжерин Е.А. Сравнительный анализ способов регулирования светового потока люминесцентных ламп // [www.promel2000.narod.ru](http://www.promel2000.narod.ru)

# ПЕРЕМНОЖИТЕЛЬ РАДИОСИГНАЛОВ НА ОСНОВЕ ОПЕРАЦИОННОГО УСИЛИТЕЛЯ

*Б.Н. Денисов, Н.А. Кучаев*

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

Операция перемножения является основной в радиотехнике для преобразования радиосигналов. До настоящего времени не создано аналогового перемножителя. Это действие осуществляют с помощью транзистора с квадратичной проходной характеристикой. Реально транзистор не перемножает, а возводит в квадрат сумму двух сигналов, что приводит к появлению дополнительных паразитных гармоник. Нами предложен и исследован аналоговый перемножитель сигналов на основе операционного усилителя (ОУ) (см. рис. 1).



В случае инвертирующего включения ОУ выходное напряжение связано с входным соотношением

$$U_{\text{вых}} = kU_{\text{вх1}}, \text{ где } k = R_2 / R_1. \quad (1)$$

Из выражения (1) следует, что  $U_{\text{вых}}$  является произведением входного сигнала на коэффициент усиления. Если  $k$  будет являться функцией другого сигнала  $U_{\text{вх2}}$ , то на выходе ОУ появится сигнал, пропорциональный произведению двух сигналов  $U_{\text{вх1}}U_{\text{вх2}}$ . В качестве  $R_1$  мы использовали фоторезистор, проводимость которого при малых уровнях освещенности пропорциональна интенсивности света. В этом случае ОУ является перемножителем электрического сигнала ( $U_{\text{вх1}}$ ) и другого преобразованного в оптический сигнал. Рассмотрим операцию модуляции. Пусть на вход ОУ подан высокочастотный сигнал, а фоторезистор освещается оптическим сигналом, интенсивность которого изменяется по закону передаваемого сообщения. В этом случае напряжение на выходе усилителя будет иметь вид амплитудно-модулированного сигнала:

$$U_{\text{вых}} = \left\{ \sigma_0 + \Delta\sigma + \sum_{k=1}^N \Delta\sigma_k [1 + \cos(k\Omega t + \psi_k)] \right\} \cdot [U_{\text{вх1}} \cos(\omega_0 t + \varphi_0)], \quad (2)$$

где  $\sigma_0$  – темновая проводимость фоторезистора,  $\Delta\sigma$  – фотопроводимость,  $\omega_0$ ,  $\varphi_0$  – частота и фаза ВЧ сигнала соответственно,  $k\Omega$ ,  $\psi_k$  – частоты и фазы гармоник оптического сигнала. Нами проведено исследование модулятора на основе ОУ К140УД8А.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВОЙСТВ ЗОНДИРУЕМОГО СЛОЯ

**Монин С.Н.**

*Южноуральский государственный технический университет, г. Кыштым*

Подповерхностная радиолокация подразумевает под собой зондирование высокопоглощающих сред сверхширокополосными сигналами. При этом форма отраженного сигнала остается неизменной относительно формы зондируемого сигнала.

После обнаружения сигнала встает задача определения параметров зондируемого слоя. В данной статье представлен один из возможных вариантов решения поставленной задачи.

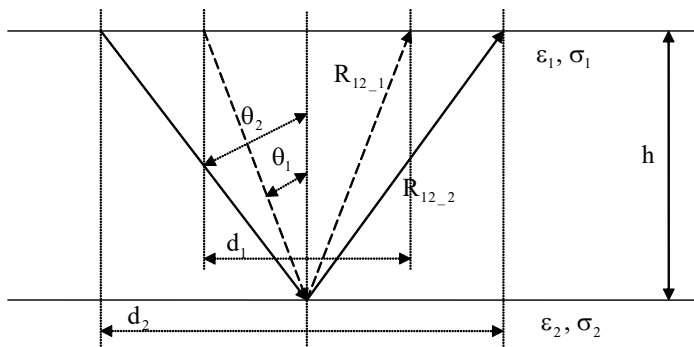
Под определением свойств зондируемого слоя понимается получение значений его электрических свойств: диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  и проводимости  $\sigma$ , а также определение толщины слоя и ширины переходной зоны между слоями.

Уравнения Максвелла в дифференциальной форме для гармонических полей в линейных средах с потерями (понятие «линейный» означает, что комплексные диэлектрическая и магнитная проницаемости не зависят от напряженности поля) имеют решение в виде плоской волны:  $\dot{e}(x, t) = \dot{E}_0 \exp(j\omega t - \dot{\gamma} x)$ ,  $\dot{h}(x, t) = \dot{H}_0 \exp(j\omega t - \dot{\gamma} x)$ . Комплексные амплитуды этих векторов на расстоянии  $X$ :  $\dot{E}(x) = \dot{E}_0 \exp(-\dot{\gamma} x)$ ,  $\dot{H}(x) = \dot{H}_0 \exp(-\dot{\gamma} x)$  (где  $\dot{E}_0, \dot{H}_0$  – комплексные амплитуды при  $x=0$ ;  $\dot{\gamma} = j\omega \sqrt{\epsilon \epsilon_0 \mu \mu_0} = \sqrt{-\omega^2 \epsilon \epsilon_0 \mu \mu_0}$  – собственная постоянная распространения). Учитывая то, что связь между диэлектрической проницаемостью и проводимостью определяется соотношением

$$\dot{\epsilon} = \epsilon' - j(\sigma/\omega \epsilon_0),$$

получается следующее выражение для собственной постоянной распространения:

$$\dot{\gamma} = \sqrt{j\omega(j\epsilon' \epsilon_0 \omega + \sigma)\mu \mu_0}$$



Если электромагнитная волна падает под углом, то получается система уравнений, соответствующая значениям, изображенным на рисунке. Система уравнений в данном случае примет вид

$$\begin{cases} \dot{E}_{1y} = \dot{E}_{0y} R_{12-1} \exp(-\dot{\gamma} s_1) = \dot{E}_0 R_{12-1} \exp(-2\dot{\gamma} s_1) & (\theta_1 \approx \theta_2 \approx 0) \\ \dot{E}_{2y} = \dot{E}_{0y} R_{12-2} \exp(-\dot{\gamma} s_2) = \dot{E}_0 R_{12-2} \exp(-2\dot{\gamma} s_2) \\ t_1 = 2s_1 / v_{\text{фл}} = 2s_1 \operatorname{Re}(\sqrt{\dot{\epsilon}_1 \dot{\mu}_1}) / c = 2s_1 \operatorname{Re}(\sqrt{\dot{\epsilon}_1}) / c \\ t_2 = 2s_2 / v_{\text{фл}} = 2s_2 \operatorname{Re}(\sqrt{\dot{\epsilon}_1 \dot{\mu}_1}) / c = 2s_2 \operatorname{Re}(\sqrt{\dot{\epsilon}_1}) / c \end{cases}$$

После поэтапного решения системы определяются значения для  $\hat{\varepsilon}_1, \hat{\varepsilon}_2, \sigma_1, h$ .

1. Финкельштейн М. И., Карпухин В. И., Кутев В. А., Метелкин В. Н. Подповерхностная радиолокация. – М.: Радио и связь, 1994. – 216 с.
2. Мешков И. Н., Чириков Б. В. Электромагнитное поле. / Новосибирск: Наука, 1987. – Т. 1, 2.

## **АДАПТИВНЫЙ АЛГОРИТМ ОБНАРУЖЕНИЯ ТОЧЕЧНЫХ ЦЕЛЕЙ НА ФОНЕ ПАССИВНЫХ ПОМЕХ С ВЫСОКИМ КОЭФФИЦИЕНТОМ МЕЖПЕРИОДНОЙ КОРРЕЛЯЦИИ В КОГЕРЕНТНЫХ РЛС**

*Родионов В.В., Светлов А.Ю.*

*Южноуральский государственный технический университет, г. Кыштым*

Методы синтеза оптимальных алгоритмов обнаружения сигналов на фоне помех подробно рассмотрены в литературе [1].

В когерентно-импульсных РЛС отраженный от точечной цели сигнал является когерентным и во многих случаях может быть представлен медленно флюктуирующим гауссовским процессом (модель квазидетерминированного сигнала), а аддитивная смесь помехи и шума — гауссовским процессом.

В задачах радиолокационного обнаружения доплеровская частота отраженного сигнала обычно неизвестна, а во многих случаях и не нужна; также неизвестны корреляционные свойства помехи. В связи с этим, поступим следующим образом: выберем при синтезе алгоритма обнаружения модель сигнала с независимыми флюктуациями — некогерентного, а модель помехи оставим без изменений. По результатам расчетов характеристик обнаружения, полученный алгоритм обнаружения проигрывает в отношении сигнал/помеха+шум 2,0 дБ и 3,2 дБ оптимальному алгоритму обнаружения квазидетерминированного сигнала при пяти и десяти обрабатываемых импульсах соответственно [2]. Причем, для реализации полученного алгоритма не требуется информация о доплеровском смещении частоты отраженного полезного сигнала.

На способ и сложность реализации адаптивного алгоритма обнаружения будет оказывать влияние класс помех, к которому он адаптируется. Результаты экспериментальных и теоретических расчетов собственных векторов и собственных чисел корреляционной матрицы межпериодных флюктуаций помехи при условии высокой межпериодной корреляции (характерной для РЛС ДМВ диапазона), без учета доплеровского смещения частоты помехи, показали, что собственные вектора, при малом порядке корреляционной матрицы помехи практически



не учитывают тонкую специфику этой матрицы. Это обстоятельство позволяет задать класс помех в виде разложения корреляционной матрицы помехи по системе собственных векторов, выбираемых заранее.

Разработанный адаптивный алгоритм обнаружения реализован в РЛС АОРЛ-1АС (ОАО «Челябинский радиозавод «Полет»), при этом коэффициент подпомеховой видимости равен 31 дБ, что на 13 дБ выше по сравнению с ранее применяемым алгоритмом обнаружения типа ЧПК-2.

1. Акимов П.С., Бакут П.А., Богданович В.А. и др. Теория обнаружения сигналов; под ред. П.А. Бакута. – М.: Радио и связь, 1984.

2. Родионов В.В., Светлов А.Ю. Адаптивный алгоритм обнаружения точечных целей на фоне пассивных помех в когерентных РЛС // Радиолокация, навигация, связь: сб. науч. докладов 11-й международной научно-технической конференции, Т.3. – Воронеж: НПФ Саквее, 2005. – С. 1607–1617.

## **ФОРМИРОВАНИЕ NCD ФАЙЛОВ С ПОМОЩЬЮ ПАКЕТА P-CAD**

*А. И. Агафонов, М. В. Логунов*

*Мордовский госуниверситет им. Н. П. Огарева, Саранск*

Проблема адаптации промышленной базы российских предприятий к современным САПР, в частности радиотехническим, становится все более актуальной. Нами решена задача обеспечения взаимодействия

программного обеспечения P-CAD и его компонента – программы проектирования печатных плат PCB [1], с системой управления Луч-22-2-М станка для сверления печатных плат СФ-4 [2].

Программа PCB предназначена для проектирования печатных плат по принципиальной схеме радиоэлектронного устройства. После разводки печатной платы формируется файл формата \*.PCB, содержащий информацию о всех параметрах элементов печатной платы – печатных проводниках, размещении элементов, их габаритах и т.д. Программа PCB обладает возможностью экспорта информации из файла формата \*.PCB в файл формата \*.NCD, содержащий информацию о координатах, типоразмерах отверстий печатной платы и алгоритм их сверления.

В связи с особенностями организации системы управления Луч-22-2-М и конструкции станка СФ-4 – невозможности автоматической смены рабочего инструмента, необходимо разбиение исходных управляющих файлов сверления по диаметру сверла. Для осуществления этой операции была разработана программа – конвертер файлов NCD-conv. Программа в автоматическом режиме производит поиск инструментов в заданном файле сверления, его разбиение на файлы с командами для сверл одного типоразмера, и формирование необходимой структуры N/C Drill файлов.

После загрузки исходного файла программа NCD-conv проводит его проверку на соответствие системы единиц, формата координат и общей структуры файла. Затем проводится лексический анализ структуры управляющего файла сверления и выделение типоразмеров отверстий с помощью расширенной формы Бэкуса-Наура (БНФ). На основе БНФ происходит выявление всех необходимых терминальных символов: координат, диаметров отверстий и служебных данных. Для удобства дальнейшего использования конвертированных файлов они автоматически переименовываются. Новые имена файлов повторяют имя исходного файла с добавлением числа – диаметра сверла.

Программа NCD-conv используется в составе программного обеспечения модернизированного станка с числовым программным управлением СФ-4 на ОАО «Саранский телевизионный завод».

1. В. Б. Стешенко. P-CAD. Технология проектирования печатных плат. – С.-Петербург: БХВ, 2003.

2. Техническое описание системы числового программного управления ЛУЧ-22-2-М.

## **УСТАНОВКА ДЛЯ ТЕРМОЦИКЛИРОВАНИЯ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ СВОЙСТВ РАДИОКОМПОНЕНТОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

***В. В. Вельмискин, М. В. Герасимов, А. М. Горин, М. В. Логунов,  
П. М. Малышев, А. Г. Романов, А. Н. Чалдышкин***  
*Мордовский госуниверситет им. Н. П. Огарева, Саранск*

**E-mail: [logunov@mrsu.ru](mailto:logunov@mrsu.ru)**

Высокие требования к современным радиоматериалам и радиокомпонентам предполагают проведение многократно повторяющихся исследований их функциональных и физико-химических свойств в широком диапазоне температур, в частности для исследования явления температурного гистерезиса их свойств. При этом часто возникает необходимость одновременно с изменением температуры радиоматериалов и радиокомпонентов прикладывать внешние магнитные поля, механические напряжения и т.д.

В настоящей работе представлена установка для термоциклирования при исследовании свойств радиокомпонентов в магнитном поле напряженностью до 10 кЭ. Наряду с получением температурных зависимостей интегральных параметров исследуемых образцов в установке предусмотрен визуальный контроль их поверхности в процессе измерений и проведение исследований при температуре как выше, так и ниже комнатной.

Для достижения перечисленных особенностей установки применены следующие технические решения: установка создана на базе электромагнита ФЛ-1, совмещенного с оптическим микроскопом и видеокамерой; для получения сильных однородных магнитных полей [1] установка размещена в зазоре электромагнита шириной 40 мм; в качестве терморегулирующего элемента применено устройство, созданное на основе элемента Пельтье. Вследствие весьма ограниченных размеров термоустановки и для получения температур ниже 0 °С к элементу Пельтье подведено водяное охлаждение. Видеоинформация об образце синхронизирована с работой контроллера температуры, что позволяет проводить качественный и количественный анализ результатов исследования. Установка снабжена термостабилизатором на базе микропроцессора с возможностью оперативного изменения характеристик процесса нагрев/охлаждение и управления ими с помощью компьютера.

1. Червинский М. М., Глаголев С. Ф., Архангельский В. Б. Методы и средства измерений магнитных характеристик пленок.- Л.: 1990.- 208 с.

## **ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В СИСТЕМЕ ИЗЛУЧАЮЩИХ ДИПОЛЕЙ**

***Ю. Н. Кузнецов***

*Ульяновский госпедуниверситет, E-mail: [kuznetsov\\_yu\\_n@pochta.ru](mailto:kuznetsov_yu_n@pochta.ru)*

Интерференционные потоки играют существенную роль в процессах переноса электромагнитной энергии в волноводных структурах [1], а также в процессах излучения и поглощения [2,3]. Интерференция плоской волны и излучения индуцируемого электрического диполя приводит к увеличению общей поглощаемой диполем мощности [2]. В [3] рассматривался перенос энергии от возбуждённого атома к невозбуждённому, моделируемый интерференцией излучения двух электрических диполей. Представляет интерес решение подобной задачи в более общей постановке: исследование интерференционных эффектов в системе произвольно расположенных и ориентированных диполей (электрических или магнитных). Подобные эффекты должны иметь место в ближнепольной микроскопии [4,5].

Интерференция излучения системы диполей приводит к двум эффектам: изменению мощности излучения системы и перекачке мощности между диполями, при этом эффект изменения мощности двух диполей описывается слагаемыми, пропорциональными  $\text{Re}(p_i p_j^*)$ , а эффект перекачки мощности – слагаемыми, пропорциональными  $\text{Im}(p_i p_j^*)$ , где  $p_i$  – комплексная амплитуда одного дипольного момента, а  $p_j^*$  – комплексно сопряжённая амплитуда другого дипольного момента (оба диполя электрические или магнитные). Для двух диполей получены формулы для изменения мощности излучения системы и перекачки мощности между диполями в зависимости от расстояния между диполями и их ориентации, подробно проанализирован случай двух диполей с параллельными дипольными моментами. Получены также формулы плотности интерференционного потока энергии в произвольной точке и на расстоянии от пары диполей, значительно большем расстояния между диполями. Для произвольной системы диполей достаточно просуммировать эти эффекты. Исследована ситуация, когда второй диполь является пассивным, т. е. его дипольный момент индуцирован полем активного диполя.

1. Кузнецов Ю.Н., Семенов Д.И. // ЖТФ. 2005. Т. 75. В. 11. С. 81.
2. Пауль Х., Фишер Р. // УФН. 1983. Т. 141. № 2. С. 373.
3. Колоколов А.А., Скроцкий Г.В. // УФН. 1992. Т.162. №12. С.165.
4. Жданов Г.С., Либенсон М.Н., Марциновский Г.А. // УФН. 1998. Т. 168. № 7. С. 801.
5. Кособукин В.А. // Опт. и спектр. 1998. Т. 85. № 2. С. 253.

## **О ЧАСТОТНОМ КОЭФФИЦИЕНТЕ ПЕРЕДАЧИ КАНАЛА СВЯЗИ**

*Астайкин М.А*

*Мордовский Государственный Университет им. Огарева, г. Саранск*

Рассмотрим канал связи состоящий из передающей и приемной антенн, разнесенных в пространстве на расстояние  $R$ . Область пространства, окружающее обе

антенны и расположенное между ними считаем линейным и изотропным. Потерями в среде и антеннах пренебрегаем.

При возбуждении одной из антенн в нагрузку другой – приемной, возникает мощность  $P_n$ , зависящая от величины падающего на антенну поля, характеристик приемной антенны, а также ориентации антенн в пространстве.

Учет влияния взаимного расположения антенн осуществляется при помощи поляризационного коэффициента передачи  $|\xi|^2$ . Если зафиксировать положение одной из антенн, а ориентацию другой оставить произвольной, то  $|\xi|$  будет зависеть только от угла поворота  $\gamma$  вокруг оси, соединяющей обе антенны.

Представим теперь наш канал в виде четырехполюсника, характеризующегося частотным коэффициентом передачи  $K(j\omega)$ . Любой  $4^x$ -полюсник может быть представлен в виде линейной комбинации произвольного числа каскадно-соединенных  $4^x$ -полюсников. В этом случае общий ЧКП канала связи равен произведению ЧКП входящих в него элементов:

$$K(\omega) = K_1(\omega)K_2(\omega)K_3(\omega)$$

где

$$K_1 = \sqrt{\frac{G_1(1-|\Gamma_1|^2)}{4\pi}} F_1(\theta_1, \varphi_1) \exp[j(\phi_{A1} - \phi_{П1})] \quad \text{- частотные коэффициенты передачи передающей и приемной антенн;}$$

$$K_3 = |\xi| \sqrt{\frac{G_2(1-|\Gamma_2|^2)}{4\pi}} F_2(\theta_2, \varphi_2) \exp[j(\phi_{A2} - \phi_{П2})]$$

$$K_2 = \frac{\lambda}{R} \exp(-jkR) \quad \text{- частотный коэффициент передачи соответствующий трассе распространения сигнала}$$

Таким образом, для определения частотных свойств системы радиосвязи необходимо знать частотные характеристики амплитудной диаграммы направленности ( $F_{1,2}(\theta, \varphi)$ ), коэффициентов усиления и отражения антенн ( $G_{1,2}$  и  $\Gamma_{1,2}$ ), их поляризационную обусловленность, расстояние между ними и частотные свойства трассы распространения.

В результате проведенной работы были рассчитаны ЧКП трасс в диапазоне  $f/f_0 = 0,1 \div 10$ , при  $z_n = 50 \text{ Ом}$ . Расчет ЧКП канала производился по двум ортогональным поляризациям, при  $R = 20 \lambda_0$ . В качестве исследуемых антенн использовались симметричные электрические вибраторы и системы связанных вибраторов.

## Алфавитный список

Агафонов А.И. 163	Герасимов М.В. 76,164
Адамова М.С. 147	Голубьев А.В. 3
Алексеев К.Н. 28	Гончар И.В. 131
Антипов О.Л. 100,134	Горащенко Н.Г. 117,125
Антонов И.Н. 86	Горин А.М. 164
Астайкин М.А. 166	Горшков О.Н. 86
Бабин С.А. 3,146	Горюнов В.А. 3,123
Бажанов А.Г. 72	Григорькин А.А. 21
Бакулин М.А. 69,72,73	Гришанов Е.Н. 22
Бардин В.М. 156	Гурьянов А.Н. 3
Басиев Т.Т. 110	Гуськов С.С. 81
Батин В.В. 92	Давыдова Н.М. 44
Белов Д.И. 78	Данилов Ю.А. 30
Белова И.А. 116	Демидов В.В. 22
Боев С.Ф. 3	Демидов Е.С. 30,135
Боксимер М. Э. 3	Демина П.Б. 114
Большиков Ф.А. 3,121	Денисов Б.Н. 119,159
Борик М.А. 132	Денисов С.А. 70
Борисов Д.А. 156	Джонс М.М. 127
Булатов Н.К. 152	Дианов Е. М. 3
Булгакова С.А. 127	Дмитрук Л.Н. 128,133
Бурлачук А.В. 33	Дружнов Д. М. 30
Ван Гэ 150	Дунаевский С.М. 21
Варламов А.Г. 118	Ермаков А.П. 24-26
Величко А.А. 74	Ермаков С.А. 24-26
Величко М.А. 139,148	Ершов А.А. 85
Вельмискин В.В. 3,164	Жариков Е.В. 122,124,129,136
Вельмискина О.А. 3	Жукова Л.В. 152
Вирясова Н.Н. 91	Журин М.С. 98
Витковский О.П. 157	Журин С.А. 98
Вишнякова М.А. 132	Зверев П.Г. 113
Воронин В.Г. 150,151	Зинченко Е.Ю. 80
Воронцов А.С. 138	Золотовский И.О. 147
Воронько Ю.К. 101,115,116,136	Зорина Т. М. 65
Вэнь С.Я. 150,151	Зюзин А. М. 3,67,69,72,73
Галаган Б.И. 133	Иванов А.М. 19
Гальчин С.Н. 77	Иванов О.Ю. 80
Гарцев Н.А. 44	Ивенин С.В. 42
Гафнер С.Л. 34-37	Исаков М.А. 39
Гафнер Ю.Я. 34-37	Исмагулов А.Е. 146
Гейфман Е.М. 3,44	Истомин Л.А. 114

Каблуков С.И. 146	Мастин А.А. 87
Казанцева И.А. 127	Мацкевич Я.М. 83
Камин В.А. 86	Машин А.И. 127
Карапетян С.А. 33	Мелехин Н.В. 90
Карпович И.А. 114	Менделева Ю.А. 32
Карпунин В.В. 23	Мешанов Г.И. 138
Касаткин А.П. 86	Михайлов А.Н. 86
Каштанов Д.Е. 127	Михайлов А.С. 89
Киндаев А.А. 40	Мишкин В.П. 120
Кириндясов Е.М. 71	Моисеев Н.В. 3,76
Киселева Е.В. 32	Моисеева Л.В. 133
Кокорева М.А. 27	Монин С.Н. 160
Кокурин И.А. 38	Мордюк В.С. 80
Коробков А.В. 127	Мягкова Ж.Д. 3
Королев А.Е. 3	Наний О. Е. 139,151
Коротков Е.В. 88	Наседкина Ю.Ф. 126
Корсаков А.С. 152	Нежданов А.В. 127
Косолапов А.Ф. 149	Некоркин С.М. 120
Костерин С.В. 34,36	Никитанов С.В. 155
Кревчик В. Д. 3,18,19,20,40	Нищев К. Н. 3,65
Круглова М.В. 39	Новиков Г.А. 118
Кузнецов Ю.Н. 165	Нохрин А.В. 89
Кулебякин А.В. 132	Окин М.А. 92
Куликов Л.А. 3	Орловский Ю.В. 110
Курков А.С. 3	Осико В. В. 3,101,110,132,133
Кучаев Н.А. 159	Павлов Д.А. 88
Кяшкин В.М. 71	Павлова Е.Г. 145
Ларин Ю.Т. 138	Падеров В.П. 155
Левичев В.В. 120	Панов В.А. 132
Лис Д.А. 124,129,136	Панькин Н.А. 3,68
Лискина Т.А. 92	Папин Ю.М. 136
Логунов М.В. 76,163,164	Петрова О.Б. 128
Ломонова Е.Е. 132	Поверинова Г.В. 93
Майоров А.М. 123	Подольский В.В. 30
Майоров М.И. 123	Попов А.В. 101,121,124,136
Макаркин Н. П. 3	Порошков А.В. 95
Максимов Г.А. 120	Примеров Н.В. 152
Малов А.В. 3,121	Прошкин В.А. 19
Мальшев П.М. 76,164	Путролайнен В.В. 74
Мануилов С.А. 74	Пухов К.К. 110
Маргулис В. А. 3,23,31,38	Пьянзин Д.В. 157
Марков А.В. 82	Пятаев М.А. 27,29
Марычев М.О. 49	Радайкин В.В. 67,72,73

Разумов А.В. 18-20	Уланов В.А. 118
Рассолова И.С. 135	Усламина М.А. 122
Редель Л.В. 35,37	Ушаков С. Н. 3,101,116,121,124,129,136
Родионов В.В. 161	Фаддеев М.А. 55,81-84
Родченкова В.В. 123	Федорова К.А. 134
Романов А.Г. 164	Филатов Д.О. 39,120
Романюк В.А. 129	Фомин Н.Е. 3
Рябочкина П.А. 3,116,121	Хвастунов Н.Н. 17
Сабаев С.Н. 67,69,72	Хомицкий Д.В. 14
Светлов А.Ю. 161	Хромов М.Н. 129,136
Семенов С.Л. 149	Чалдышкин А.Н. 164
Семенцов Д.И. 57,126,147	Чалков В.Ю. 70
Сенокосов Э.А. 130	Черемисин А.Б. 74
Скворцов А.А. 77,78	Чибиркин В.В. 44
Смелова О.П. 84	Чувильдеев В.Н. 91,94
Смоланов Н.А. 68,98	Чупрунов Е. В. 3,75
Соболь А.А. 101,115,116,136	Чуркин Д.В. 146
Сомов Н.В. 75	Шелемба И.С. 146
Сорочан В.В. 130	Шенгуров В.Г 70,88
Степанова И.В. 117,125	Шестаков А.В. 101,129
Ступин Д.Д. 3,154	Шиляев П.А. 88
Субботин К.А. 124,129,136	Шорохов А.В. 17,28,31
Тельнова Г.Б. 122	Шотин С.В. 96
Тетельбаум Д.И. 32	Шукшин В.Е.115,128
Тихонова Н.П. 80	Шутый А.М. 57
Трушин В.Н. 55,84	Щавлева А.В. 79,94
Туманова Л.Н. 19	Юдин В.А. 3
Тюрин А.И. 93,97	Юнак М.А. 97