

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
6-Й ВСЕРОССИЙСКОЙ МОЛОДЕЖНОЙ НАУЧНОЙ ШКОЛЫ

Саранск, 2– 5 октября 2007 г.

Саранск
Издательство Мордовского университета
2007

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. 6-й Всерос. молодежной науч. шк. Саранск, 2–5 окт. 2007 г. / Редкол.: К. Н. Нищев (отв. ред.) и др. – Саранск: Изд-во Мордов. ун-та, 2007. – 175с.
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- 07-02-06107).

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 29.09.07. Формат 60 × 84 1/16. Бумага офсетная. Печать офсетная. Гарнитура Таймс. Усл. печ. л. _____. Уч.-изд. л. _____.
Тираж 170 экз. Заказ № _____.

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

ISBN – 5 – 7103 – 0937 – 0

© Коллектив авторов, 2007

Сопредседатели Школы:

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

В. В. Осико, директор Научного центра лазерных материалов и технологий ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, 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 "Саранскабель - 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

Локальный комитет

А.В. Голубьев - председатель

Ф.А. Больщиков

И.Н. Евтеева

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 № 2-07-02-06107), Правительства Республики Мордовия, ОАО "Саранскабель".

СОДЕРЖАНИЕ

	С.
ЭЛЕКТРОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В НАНОСТРУКТУРАХ И НАНОТЕХНОЛОГИИ	13
Лекции	
<i>Метод потенциала нулевого радиуса в физике низкоразмерных систем</i> <u>В.Д. Кревчик</u> <i>Пензенский государственный университет, г. Пенза</i>	14
<i>Управляемое диссипативное туннелирование в низкоразмерных системах</i> <u>М.Б. Семенов</u> <i>Пензенский государственный университет, г. Пенза</i>	21
Доклады	
<i>Проблема управляемости диссипативного туннелирования в низкоразмерных системах во внешнем электрическом поле</i> <u>В.Д. Кревчик, М.Б. Семенов, Е.В. Щербакова</u> <i>Пензенский государственный университет, г. Пенза</i>	27
<i>Температурная зависимость энергии активации для барьера Пайерлса-Набарро</i> <u>А.В. Тележников, И.Л. Максимов</u> <i>Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	28
<i>Магнитный момент нанотрубки со спиральной симметрией</i> <u>А.А. Григорькин, С.М. Дунаевский</u> <i>Петербургский Институт Ядерной Физики, г. Санкт-Петербург</i>	29
<i>Спектральная диаграмма поглощения (усиления) электромагнитного излучения полупроводниковой сверхрешеткой</i> <u>Н.Н. Хвастунов, А.В. Шорохов</u> <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i>	30
<i>Фотогальванический эффект в квантовом канале с короткодействующей примесью</i> <u>С.Н. Ульянов, М.А. Пятаев</u> <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i>	31
<i>Электронный транспорт в квантовых проволоках: влияние примесного рассеяния</i> <u>И.А. Кокурин, В.А. Маргулис</u> <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i>	32
<i>Поглощение электромагнитного излучения в квантовом кольце</i> <u>В.А. Миронов, В.А. Маргулис</u> <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i>	33
<i>Излучательная рекомбинация в кремниевых квантовых точках с мелкими донорами</i> <u>В.А. Беляков, В.А. Бурдов</u> <i>Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	34
<i>Поверхностные сверхрешетки в системах со спин- орбитальным взаимодействием</i> <u>В.Я. Демиховский, Е.В. Фролова</u> <i>Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	35
<i>Электронный транспорт в наноцилиндре с несколькими короткодействующими примесями</i> <u>М.А. Кокорева, М.А. Пятаев</u> <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i>	36
<i>Эффект поля в квантово-размерных гетеронаноструктурах GaAs/In(Ga)As</i> <u>Л.А. Истомин, И.А. Карпович, С.В. Тихов, О.Е. Хапугин, П.Н. Мишин</u> <i>Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	37
<i>Моделирование квантовых вычислений с учетом взаимодействия между соседними кубитами</i> <u>В. И. Великодный</u> <i>Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко, г. Тирасполь</i>	38

Фононные спектры пьезоэлектрика с цилиндрическими плазменными каналами <u>В.А. Коломийцева¹, С.Н. Марышев², Н.С. Шевяхов¹</u> 1-Ульяновский филиал института радиотехники и электроники РАН, г. Ульяновск 2-Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный	39
Законы дисперсии сверхрешетки нанотрубок в однородном магнитном поле <u>Е.Н. Гришанов, В.В. Демидов</u> Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск	40
Спектральные свойства двухслойного графена <u>В.В. Демидов, Е.Н. Гришанов</u> Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск	41
Фазовый контроль двухфотонной оптической нутации в системе биэкситонов в полупроводниках <u>П.И. Хаджи, В.В. Васильев</u> Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко, г. Тирасполь	42
Бозе-эйнштейновская конденсация атомов в ловушках <u>О.Ф. Флорина, А.В. Коровай</u> Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко, г. Тирасполь	43
Фотоннокристаллические свойства периодической магнитогиетропной структуры с противоположной ориентацией магнитных моментов <u>С.В. Елисеева, М.М. Степанов, Д.И. Семенцов</u> Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск	44

МАТЕРИАЛЫ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ 45

Лекции

Влияние импульсных токовых воздействий на деградационные процессы в системах металлизации полупроводниковых приборов. Прогнозирование критических состояний <u>А.А. Скворцов, И.П. Романенко</u> Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск	46
Псевдосимметрия и генерация второй оптической гармоники в кристаллах <u>М.О. Марычев, В.А. Иванов, Е.В. Чупрунов</u> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород	56
Модификация свойств оксидных диэлектрических материалов ионным облучением <u>О.Н. Горшков</u> НИФТИ при ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород	61

Доклады

Модель дислокационного роста кристалла и ее применение для исследования формирования зонарного распределения примеси <u>С. С. Гуськов, М. А. Фаддеев</u> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород	63
Морфология поверхности и структура слоев германия на сапфире, полученные разложением германа в вакууме <u>С.А. Денисов, В.Г. Шенгуров, В.Ю. Чалков, С.П. Светлов, М.В. Круглова, С.В. Сипрова</u> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород	64
Исследование влияния геометрических параметров р-п-р-структуры на быстроедействие высоковольтных тиристоров <u>Е.М. Гейфман, А.В. Гришанин</u> ОАО Электровыпрямитель, г. Саранск	65
Моделирование полей пьезодеформаций в кристаллах группы KDP <u>А.В. Марков</u> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород	66
Микроволновое возбуждение доменной стенки в двухслойной ферромагнитной пленке <u>Н.Н. Сысоев, А.А. Мاستин</u> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва	67
Ферромагнитные свойства лазерно осажденных алмазоподобных полупроводников Ge и Si с примесями Mn и Fe <u>Д. М. Дружное, Е.С. Демидов, В. В. Подольский, В.П. Лесников, Д.О. Филатов</u>	68

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород	
Исследование особенностей динамического закрепления спинов в двухслойных пленках А.М. Зюзин, М.А. Бакулин, С.Н. Сабаев, Н.В. Янцен Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск	69
Влияние параметров слоя закрепления на релаксационные характеристики спиновых колебаний в многослойной пленке М.А. Бакулин, А.Г. Бажанов, Д.А. Зюзин, С.Н. Сабаев Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск	70
Расчет толщины пленок, полученных методом КИБ на установке типа ННВ Н.А. Панькин, Н.А. Смоланов Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск	71
Движение макроскопических включений в элементарных полупроводниках А.А. Скворцов, В.Е. Мурадов, И.П. Романенко Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск	72
Деградационные процессы на поверхности полупроводника при электродеградации системы металл-полупроводник А.А. Скворцов, И.П. Романенко Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск	73
Исследование подвижности межфазной границы в полупроводниковых материалах на основе $Bi-Te$ А.А. Скворцов, Е.М. Пирогов Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск, г. Ульяновск	74
Локальная инвариантность общих орбит пространственных групп симметрии относительно зеркальных плоскостей симметрии М.О. Костюкевич, Н.В. Сомов Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород	75
Влияние эллиптичности прецессии вектора намагниченности на закрепление спинов в двухслойных пленках А.М. Зюзин, В.В. Радайкин, М.А. Бакулин, Н.В. Янцен МГУ им. Н.П. Огарева, г. Саранск	76
Эффект усиления отражения спиновых волн от слоя наноразмерных толщин А.М. Зюзин, С.Н. Сабаев, М.А. Бакулин, В.В. Радайкин МГУ им. Н.П. Огарева, г. Саранск	77
Псевдосимметрия структурных фрагментов кристаллов, претерпевающих фазовый переход В.А. Иванов, М.А. Фаддеев, Е.В. Чупрунов Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород	78
Контроль толщины микронных и субмикронных оптически прозрачных пленок М.В. Герасимов, Н.Н. Логинов, М.В. Логунов МГУ им. Н.П. Огарева, г. Саранск	79
Влияние состава на электрофизические свойства тонких пленок Ni_xSi_{1-x} , сформированных методом импульсного лазерного осаждения Д.А. Савельев, Д.О. Филатов, Е.С. Демидов, Д.М. Дружнов Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород	80
Методика проектирования датчиков давления А.В. Желаннов, Б.М. Шишлянников ОАО «ОКБ Планета», г. Великий Новгород	81
Расчет прочности стали с учетом формы перлита А.В. Порошков Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород	83
Экспериментальное изучение температурной устойчивости медно-хромовых сплавов Н.В. Мелёхин, В.Н. Чувильдеев, Ю.Г. Лопатин Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород	84
Исследование механических свойств сплавов системы $Al-Si$ методом микроиндендентирования С.В. Шотин Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород	85
Квазиупругое рассеяние ультрахолодных нейтронов поверхностью твердых тел М.И. Новопольцев¹, Ю.Н. Покотиловский² 1- МГУ им. Н.П. Огарева, г. Саранск 2- Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна	86

МАТЕРИАЛЫ ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ И ЛАЗЕРНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

87

Лекции

ВКР - активные фононы в кристаллах: возбуждение и релаксация

П.Г. Зверев

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

88

Доклады

Оптимизация параметров лазера на кристалле Tm:YLF с диодной накачкой

О.Л. Антипов, Н.Г. Захаров, А.П. Савикин, В.В. Шарков, О.Н. Еремейкин

ИПФ РАН, г. Н.Новгород

89

Моделирование динамических решёток показателя преломления в Nd-содержащих лазерных кристаллах и стёклах с учётом эффекта ап-конверсии

О.Л. Антипов, М.С. Кузнецов

ИПФ АН, г. Н.Новгород

90

Исследование лазера на кристалле Nd:YVO₄ с боковой диодной накачкой и со скользящим падением пучка генерации в непрерывном и импульсно-периодическом режимах

О.Л. Антипов, А.П. Зиновьев, А.А. Новиков

ИПФ РАН, г. Н.Новгород

91

Люминесценция атомарного натрия и VO₂-радикалов в парах над перегретыми расплавами натрия и бор содержащих соединений

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

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

92

Исследование спектроскопических свойств кристаллов NaGd(WO₄)₂, активированных ионами Tm

Ф.А. Большицков¹, Ю.К. Воронько², Д.А. Лис², А.В. Попов, П.А. Рябочкина¹, К.А. Субботин², С.Н. Ушаков²

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

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

93

Генерация в режиме синхронизации мод на кристалле YVO₄-Nd³⁺ в длинном резонаторе

В.А. Романюк¹, С.Н. Ушаков², М.Н. Хромов², А.В. Шестаков¹

1-ООО НПЦ ЭЛС-94, г. Москва

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

94

Исследование спектроскопических свойств концентрационной серии кристаллов кальций-ниобий-галлиевого граната, активированных ионами Er

Ю.К. Воронько¹, А.В. Малоев², К.Н. Нищев², П.А. Рябочкина², А.А. Соболев¹, С.Н. Ушаков¹

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

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

95

Выращивание концентрационной серии кристаллов алюмокалиевых квасцов с добавкой хромокалиевых квасцов и исследование на них генерации второй оптической гармоники

М.Л. Лабутина, М.О. Марычев

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

96

Исследование фоточувствительности ионно-легированных структур на основе кремния в УФ области спектра

А.С. Ионов, В.А. Ласткин

ОАО «ОКБ Планета», г. Великий Новгород

97

Моделирование взаимосвязи степени центросимметричности кристалла и его квадратичной нелинейной восприимчивости

А.П. Гажулина, М.О. Марычев

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

99

Получение генерации на кристаллах NaLa(MoO₄)₂:Nd³⁺ без стабилизации длины волны излучения накачки

Д.А. Лис¹, Е.В. Жариков¹, А.М. Онищенко², В.А. Романюк³, К.А. Субботин¹, С.Н. Ушаков¹, А.В. Шестаков³

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

2- ФГПУ НИИ «Полус» им. М.Ф. Стельмаха, г. Москва

3- ООО НПЦ ЭЛС-94, г. Москва

100

Рост centrosymmetric кристаллов, легированных примесями, и генерация в них второй оптической гармоники А.Е. Егорова, Т.В. Карпеева, Е.К. Малафеева, М.О. Марычев Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород	101
Физико-химические свойства монокристаллов германосилленита, легированных Cr^{3+} и Fe^{3+} Н.Г. Горащенко, И.В. Степанова Российский химико-технологический университет им Д.И. Менделеева, г. Москва	102
Спектроскопические свойства кристаллов Gd, Ca, Zr - галлиевого граната, активированных ионами Nd^{3+} С.С. Алешкина¹, П.А. Рябочкина¹, М.И. Тимошечкин², С.Н. Ушаков² 1- Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск 2- Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва	103
Особенности кристаллизации барий-боратных стекол с добавками сложного фторида $Pb_4Yb_3F_{17}$ О.Б. Петрова¹, И.В. Багрова¹, Т.С. Прокопьева¹, Л.Н. Дмитрук², А.В. Попов², В.Е. Шукшин² 1- Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева, г. Москва 2- Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва	104
Спектроскопия кристаллов $NaLa(WO_4)_2$ и $NaGd(MoO_4)_2$, активированных ионами Tm^{3+} , активных сред лазеров 2-мкм диапазона спектра" Ю.К. Воронько, Е.В. Жариков, Д.А. Лис, А.В. Попов, В.А. Смирнов, К.А. Субботин Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва	105
Параметры интенсивности в кристаллах стабилизированного диоксида циркония, активированных ионами Nd^{3+} Е.В. Аладышева¹, Е.Е. Ломонова², П.А. Рябочкина¹, С.Н. Ушаков² 1- МГУ им. Н.П. Огарева, г. Саранск 2- Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва	106
Исследование процесса переноса эмиссионного вещества при работе люминесцентной лампы В.А. Горюнов¹, А.М. Майоров¹, М.И. Майоров¹ 1-МГУ им. Н.П. Огарева, г. Саранск	107
Компактный твердотельный неодимовый лазер на кристалле кальций-галлий-германиевого граната ($Nd:Ca_3Ga_2Ge_3O_{12}$) с диодной накачкой повышенной мощности А.Ф. Шаталов, М.И. Белозолов, М.И. Тимошечкин Научный центр волоконной оптики РАН, г. Москва	108
Спектрально-люминесцентные свойства кристаллов кальций-ниобий-галлиевого граната, активированных ионами Dy^{3+} Ф.А. Большицков¹, Ю.К. Воронько², М.О. Марычев³, П.А. Рябочкина¹, А.А. Соболев², С.Н. Ушаков², Е.В. Чупрунов³ 1-Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск 2-Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва 3-Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород	109
Выращивание и спектрально-люминесцентные исследования монокристаллов форстерита $Mg_2SiO_4: Cr$, солегированных ионами Sc^{3+} О.Н. Зайцева¹, В.Б. Дудникова², В.Ф. Лебедев³, Е.В. Жариков¹ 1- Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва 2-Институт геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского, г. Москва 3- ООО НПЦ ЭЛС-94, г. Москва	110
Химическая стойкость ряда боратных стекол и прозрачных стеклокристаллических материалов О.Б. Петрова, А.В. Мельчарикова, А.Б. Кузнецова Российский химико-технологический университет им Д.И. Менделеева, г. Москва	111
Кристаллизация стекол в системе $Bi_2O_3-GeO_2$ Н.Г. Горащенко, И.В. Степанова, Е.К. Фукалова Российский химико-технологический университет им Д.И. Менделеева, г. Москва	112
	113
НАНОМАТЕРИАЛЫ И НАНОТЕХНОЛОГИИ В ОПТОЭЛЕКТРОНИКЕ	
Лекции	
Фторидная оптическая нанокерамика Т.Т. Басиев¹, Ю.В. Орловский¹, В.В. Осико¹, П.П. Федоров¹, К.В. Дукельский², И.А. Миронов², В.А. Демиденко², А.Н. Смирнов²	114

1-Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва
2-«ФГУП НИТЦОМ ВМЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова», г. С-Петербург

Доклады

- Электролюминесценция квантово-размерных гетероструктур с барьером Шоттки Ni/GaAs, помещенных в сильные магнитные поля 115
М.М. Прокофьева, П.Б. Дёмина, М.В. Дорохин
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород
- Количественно-изотопный анализ кислорода в кристаллах частично стабилизированного диоксида циркония 116
Х.Б. Амосова², М.А. Борик¹, М.А. Вишнякова¹, А.В. Кулебякин¹, Е.Е. Ломонова¹, Н.И. Медведевская², В. В. Осико¹, В.И. Устинов², А.В. Щербаков²
¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва
² Научно-исследовательский институт импульсной техники, г. Москва
- Прозрачная $Y_2O_3:Nd^{3+}$ -керамика из ультрадисперсных оксалатов, карбонатов, оксигидратов и твердых растворов хлоридов 117
М.А. Усламина¹, Е.В. Жариков¹, С.Н. Ушаков²
1- Российский химико-технологический университет им Д.И. Менделеева, г. Москва
2- Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва
- Оптические свойства и морфология поверхности многослойных нанопериодических структур «аморфный кремний / диэлектрик», подвергнутых легированию и отжигу 118
И.А. Чугров
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород
- Люминесцентные свойства ионно-синтезированных нановключений Si_xC_y в диоксиде кремния 119
Д.И. Тетельбаум^{1,2}, А.Н. Михайлов^{1,2}, А.И. Белов¹, А.И. Ковалев², Д.Л. Вайнштейн², Д.М. Гапонова³
¹ Научно-исследовательский физико-технический институт ГОУ ВПО «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», Нижний Новгород
² Научно-техническое, внедренческое предприятие «Поверхность» ООО, Москва
³ Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород
- Исследование сенсорных свойств нанокристаллических гранул SnO_2 120
С. Л. Гафнер, Ю. Я. Гафнер
Хакасский государственный университет, г. Абакан
- Использование перколяционного подхода для улучшения газо-чувствительных свойств пленок SnO_2 121
С. Л. Гафнер, Ю. Я. Гафнер
Хакасский государственный университет, г. Абакан
- Моделирование формирования нанодисперсных частиц никеля из высокотемпературной газовой фазы 122
С. Л. Гафнер, Ю. Я. Гафнер
Хакасский государственный университет, г. Абакан
- Роль размерных эффектов при образовании структуры нанокластеров Ni 123
Л.В. Редель, С. Л. Гафнер, Ю. Я. Гафнер
Хакасский государственный университет, г. Абакан

125

ВОЛОКОННАЯ ОПТИКА

Лекции

- Распределенные волоконно-оптические датчики температуры 126
А.С. Куркоев
Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва

Доклады

- Двухчастотные методы мониторинга спектральных характеристик волоконно-оптических решеток Брэгга 130
Д.Л. Айбатов, О.Г. Морозов
Казанский ГТУ им. А.Н.Туполева, г. Казань
- Многочастотные методы анализа спектральных характеристик волоконно-оптических решеток Брэгга 131
Д.Л. Айбатов, О.Г. Морозов, В.П. Просвирин

Казанский ГТУ им. А.Н.Туполева, г. Казань	
Методы компенсации ЧВС О.Г. Морозов, Т.С. Садеев, Казанский ГТУ им. А.Н.Туполева, г. Казань	132
Многочастотный анализ совмещенных волоконно-оптических решеток Брэгга Д.Л. Айбатов, О.Г. Морозов, А.А. Талипов Казанский ГТУ им. А.Н.Туполева, г. Казань	133
Двухчастотный метод синтеза функции когерентности в системах анализа волоконно-оптических структур Д.Л. Айбатов, О.Г. Морозов, А.С. Смирнов Государственный технический университет им. А.Н.Туполева, г. Казань	134
Невзаимные эффекты в световодах с переменным сечением М.С. Адамова, И.О. Золотовский, Д.И. Семенов Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск	135
Волноводные эффекты в планарных оптических киральных невзаимных структурах А.В. Горянов, Д.Г. Санников Ульяновский государственный университет, Ульяновский филиал ИРЭ РАН, г. Ульяновск	136
Стабилизация коэффициента усиления распределенного двухкаскадного рамановского усилителя с двусторонней накачкой Н.А. Поликтова, О.Е. Наний Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва	137
Широкополосный источник излучения на основе волоконного световода, легированного ионами гольмия Е.М. Шолохов¹, А.С. Курков² 1-МИФИ, г. Москва 2-Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва	138
Сравнительные исследования изгибных оптических потерь в волоконных световодах, полученных на основе метода MCVD С.А.Смирнов, К.Н.Нищев Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. саранск	139

РАДИОТЕХНИКА И ИНФОРМАЦИОННЫЕ СИСТЕМЫ 141

Лекции

Обнаружение малозаметных объектов в современных и перспективных информационных системах В.В. Сазонов, Д.Д. Ступин «ОАО РТИ Системы», г. Москва	142
Радиотехнические устройства на основе резистивных оптронов Б.Н. Денисов Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск	149

Доклады

Интерференционные эффекты в системе двух резонансных излучающих диполей Ю.Н. Кузнецов, Д.Г. Санников, Д.И. Семенов Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск	150
Программное обеспечение для станка с числовым программным управлением для обработки печатных плат А. И. Агафонов, М. В. Логунов, П. М. Малышев Мордовский госуниверситет им. Н. П. Огарева, Саранск	151
Автоматизированный лабораторный стенд для исследования ферритов А.Б. Ромашкин, Н.В. Моисеев, М.В. Логунов Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарева, Саранск	152
Портативное устройство для регистрации и мониторинга сигналов А.М. Горин, О.Н. Косенков, М.В. Логунов	153

<i>Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарева, Саранск</i>	
<i>Лабораторный практикум по курсу «Статистическая теория радиотехнических систем</i>	154
<i>М.В. Логунов¹, Д.Д. Ступин², А.Н. Чалдышкин¹</i>	
<i>1-Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарева, Саранск,</i>	
<i>2-Концерн «Радиотехнические и информационные системы», г. Москва</i>	
<i>Влияние кинетики фотопроводимости на коэффициент нелинейных искажений фоторезистора</i>	155
<i>Б.Н. Денисов, Е.М. Бибанина</i>	
<i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i>	
ВМНШ-2006 ФОТООТЧЕТ	157
АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ	173

**ЭЛЕКТРОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ
В НАНОСТРУКТУРАХ
И НАНОТЕХНОЛОГИИ**

МЕТОД ПОТЕНЦИАЛА НУЛЕВОГО РАДИУСА В ФИЗИКЕ НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СИСТЕМ

В.Д. Кревчик

Пензенский государственный университет, г. Пенза

Введение

Селективно-легированные полупроводниковые квантовые ямы (КЯ) представляют большой интерес для исследования, так называемых D^- -состояний, соответствующих присоединению дополнительного электрона к нейтральному мелкому донору [1-3]. Эксперименты показывают [3], что энергия связи D^- -состояний в КЯ существенно зависит от величины внешнего магнитного поля. Так, в случае D^- -центров в селективно-легированных многоямных структурах GaAs/AlGaAs гибридизация размерного и магнитного квантования приводит к росту энергии связи D^- -состояний в несколько раз по сравнению с объемным материалом [3]. Возможность управления энергией связи D^- -центров в магнитном поле позволяет, в принципе, изменять концентрацию носителей заряда в достаточно широких пределах вследствие экспоненциальной зависимости функции распределения от энергии вблизи уровня Ферми в КЯ. С другой стороны, теоретические и экспериментальные исследования зависимости энергии связи D^- -центров от параметров потенциала структуры и магнитного поля открывают определенные перспективы для идентификации примесей.

Цель данной лекции состоит в вычислении спектра D^- -центра в КЯ при наличии продольного по отношению к направлению оси роста магнитного поля. Будет выполнено сравнение результатов расчета энергии связи D^- -состояния с экспериментом [3] и продемонстрировано их удовлетворительное согласие в области магнитных полей $B < 10$ Тл. Для описания одноэлектронных состояний в КЯ используется параболический потенциал конфайнмента

$$V(z) = \frac{m^* \omega_0^2 z^2}{2}, \quad (1)$$

где m^* - эффективная масса электрона, ω_0 - характерная частота удерживающего потенциала КЯ; $-L/2 \leq z \leq L/2$; L - ширина КЯ.

Векторный потенциал магнитного поля \vec{A} выбирается в симметричной калибровке:

$$\vec{A} = \frac{1}{2} B \rho \vec{e}_\varphi, \quad (2)$$

где $\vec{B} = (0, 0, B)$ - вектор магнитной индукции; \vec{e}_φ - единичный вектор в цилиндрической системе координат (ρ, φ, z) .

Для невозмущенных примесями одноэлектронных состояний в квантующем магнитном поле гамильтониан в выбранной модели (1) имеет вид

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right) - \frac{i\hbar\omega_B}{2} \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{m^*\omega_B^2 \rho^2}{8} - \frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{m^*\omega_0^2 z^2}{2}, \quad (3)$$

где $\omega_B = |e|B/m^*$ – циклотронная частота; $|e|$ – заряд электрона.

Собственные значения $E_{n_1, m, n}$ и соответствующие собственные функции $\psi_{n_1, m, n}(\rho, \varphi, z)$ гамильтониана (3) даются выражениями вида

$$E_{n_1, m, n} = \frac{\hbar\omega_B}{2} (2n_1 + |m| + 1) + \frac{\hbar\omega_B}{2} m + \hbar\omega_0 \left(n + \frac{1}{2} \right), \quad (4)$$

$$\psi_{n_1, m, n}(\rho, \varphi, z) = \frac{1}{2^{\frac{|m|}{2}} a_B^{|m|+1} \sqrt{2^{n+1} n! \pi^{\frac{3}{2}} a}} \left[\frac{n_1!}{(n_1 + |m|)!} \right]^{1/2} \rho^{|m|} \times \\ \times \exp \left[- \left(\frac{\rho^2}{4a_B^2} + \frac{z^2}{2a^2} \right) \right] L_{n_1}^{|m|} \left(\frac{\rho^2}{2a_B^2} \right) H_n \left(\frac{z}{a} \right) \exp(im\varphi), \quad (5)$$

где $n_1 = 0, 1, 2, \dots$ – радиальное квантовое число, соответствующее уровням Ландау; $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ – магнитное квантовое число; $n = 0, 1, 2, \dots$ – осцилляторное квантовое число; $a_B = \sqrt{\hbar/(m^*\omega_B)}$ – магнитная длина; $a = \sqrt{\hbar/(m^*\omega_0)}$ – характерная длина осциллятора; $L_{n_1}^{|m|}(x)$ – полиномы Лагерра; $H_n(y)$ – полиномы Эрмита.

Следует отметить, что в используемом здесь приближении амплитуда потенциала КЯ U_0 является эмпирическим параметром и, следовательно, выражения (4) и (5) справедливы, когда $U_0/(\hbar\omega_0) \gg 1$, где $U_0 = m^*\omega_0^2 L^2/8$. Потенциал примеси описывается в рамках модели потенциала нулевого радиуса $V_s(\rho, \varphi, z; \rho_a, \varphi_a, z_a)$ мощностью $\gamma = 2\pi\hbar^2/(cm^*)$:

$$V_s(\rho, \varphi, z; \rho_a, \varphi_a, z_a) = \gamma \frac{\delta(\rho - \rho_a)}{\rho} \delta(\varphi - \varphi_a) \delta(z - z_a) \left[1 + (\rho - \rho_a) \frac{\partial}{\partial \rho} + (z - z_a) \frac{\partial}{\partial z} \right], \quad (6)$$

где α – определяется энергией $E_i = -\hbar^2 \alpha^2 / (2m^*)$ связанного состояния этого же D^- – центра в объемном материале; $\vec{R}_a = (\rho_a, \varphi_a, z_a)$ – координаты D^- – центра.

Необходимо отметить, что моделирование D^- – центра электроном в поле потенциала нулевого радиуса использовалось в ряде теоретических работ при расчете энергии связи D^- – состояния в квантовых нитях и точках [4,5], а также в КЯ с потенциалом конфайнмента в виде прямоугольной потенциальной ямы конечной глубины [6]. В работе [7] проведено вычисление спектра A^+ – центра в модели потенциала нулевого радиуса в случае бесконечно глубокой КЯ. Было показано [7], что модель A^+ – системы с потенциалом нулевого радиуса достаточно хорошо описывает эксперимент и позволяет учесть химическую природу примеси.

Эволюция энергии связи D^- – состояния с изменением величины продольного магнитного поля

В приближении эффективной массы волновая функция $\psi_{\lambda_B}(\rho, \varphi, z; \rho_a, \varphi_a, z_a)$ электрона, локализованного на D^0 – центре, удовлетворяет уравнению Шредингера:

$$(E_{\lambda_B}^{(0)} - H)\psi_{\lambda_B}(\rho, \varphi, z; \rho_a, \varphi_a, z_a) = V_\delta(\rho, \varphi, z; \rho_a, \varphi_a, z_a)\psi_{\lambda_B}(\rho, \varphi, z; \rho_a, \varphi_a, z_a), \quad (7)$$

где $E_{\lambda_B}^{(0)} = -\hbar^2 \lambda_B^2 / (2m^*)$ – собственные значения гамильтониана $H_B = H + V_\delta(\rho, \varphi, z; \rho_a, \varphi_a, z_a)$.

Одноэлектронная функция Грина $G(\rho, \varphi, z, \rho_1, \varphi_1, z_1; E_{\lambda_B}^{(0)})$ к уравнению Шредингера (7), соответствующая источнику в точке (ρ_1, φ_1, z_1) и энергии $E_{\lambda_B}^{(0)}$, запишется в виде

$$G(\rho, \varphi, z, \rho_1, \varphi_1, z_1; E_{\lambda_B}^{(0)}) = \sum_{n_1, m, n} \frac{\psi_{n_1, m, n}^*(\rho_1, \varphi_1, z_1) \psi_{n_1, m, n}(\rho, \varphi, z)}{E_{\lambda_B}^{(0)} - E_{n_1, m, n}}, \quad (8)$$

Используя стандартную процедуру метода потенциалов нулевого радиуса, (см. например [4]) для функции Грина в (8) получим

$$\begin{aligned} G(\rho, \varphi, z, \rho_a, \varphi_a, z_a; E_{\lambda_B}^{(0)}) = & -2^{-\frac{5}{2}} \pi^{-\frac{3}{2}} \beta^{\frac{1}{2}} a_B^{-2} a_d^{-1} E_d^{-1} \int_0^\infty dt e^{-(\beta \eta_B^2 + \frac{1}{2})t} \left(sh(\beta a_B^{*-2} t) \right)^{-1} \times \\ & \times (1 - e^{-2t})^{-\frac{1}{2}} \exp \left[-\frac{(\rho_a^2 + \rho^2) cth(\beta a_B^{*-2} t)}{4a_B^2} \right] \exp \left[\frac{\rho_a \rho ch(i(\varphi - \varphi_a) - \beta a_B^{*-2} t)}{2a_B^2 sh(\beta a_B^{*-2} t)} \right] \times \\ & \times \exp \left\{ -\frac{(z_a^2 + z^2) ctht}{4\beta a_d^2} \right\} \exp \left\{ \frac{z_a z}{2\beta a_d^2 sh t} \right\}, \end{aligned} \quad (9)$$

где $\eta_B = \sqrt{|E_{\lambda_B}^{(0)}| / E_d}$; $\beta = L^* / (4\sqrt{U_0^*})$; $a_B^* = a_B / a_d$; E_d и a_d – эффективные боровская энергия и боровский радиус соответственно; $L^* = L / a_d$; $U_0^* = U_0 / E_d$.

Энергия связанного состояния электрона является полюсом функции Грина, т.е. решением уравнения [4]

$$1 = \gamma(TG)(\rho_a, \varphi_a, z_a, \rho_a, \varphi_a, z_a; E_{\lambda_B}^{(0)}), \quad (10)$$

где

$$(TG)(\rho_a, \varphi_a, z_a, \rho_a, \varphi_a, z_a; E_{\lambda_B}^{(0)}) = \lim_{\substack{\rho \rightarrow \rho_a \\ \varphi \rightarrow \varphi_a \\ z \rightarrow z_a}} \left[1 + (\rho - \rho_a) \partial / \partial \rho + (z - z_a) \partial / \partial z \right] G(\rho, \varphi, z, \rho_a, \varphi_a, z_a; E_{\lambda_B}^{(0)})$$

Подставляя (9) в (10) и выполняя необходимые предельные переходы, получим (в боровских единицах) уравнение, определяющее зависимость энергии связи D^- – центра E_{λ_B} от параметров потенциала структуры, координат центра и магнитной индукции B

$$\sqrt{|E_{\lambda_B}^*|} = \eta_i - \sqrt{\frac{2}{\pi\beta_0}} \int_0^\infty dt e^{-|E_{\lambda_B}^*|/\beta t} \left\{ \frac{1}{2t\sqrt{2t}} - \beta a_B^{*-2} \left(1 - e^{-2\beta a_d^{*-2}t}\right)^{-1} \left(1 - e^{-2t}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{z_a^{*2} t h \frac{t}{2}}{2\beta}\right) \right\}, \quad (11)$$

где $|E_{\lambda_B}^*| = \eta_B^2 + a_B^{*-2} + (2\beta)^{-1}$ – энергия связи D^- – центра, отсчитываемая от уровня энергии основного состояния КЯ, $z_a^* = z_a / a_d$.

Уравнение (11) соответствует случаю, когда примесный уровень расположен ниже дна КЯ, т. е. $E_{\lambda_B}^{(0)} < 0$. Если примесный уровень расположен между дном КЯ и уровнем энергии основного состояния электрона $E_{0,0,0} = \hbar(\omega_0 + \omega_B)/2$ ($E_{\lambda_B}^{(0)} > 0$), то соответствующее уравнение для определения энергии связи D^- – центра получается из (11) путем замены η_B^2 на $-\eta_B^2$. На рис. 1 показана рассчитанная с помощью (11) зависимость энергии связи D^- – состояния E_{λ_B} от величины магнитной индукции B в КЯ на основе GaAs (сплошная кривая 1) для $\vec{R}_a = (0,0,0)$. На том же рисунке отдельными точками показаны результаты эксперимента в случае D^- – центров в селективно легированных многоямных структурах GaAs/AlGaAs [3]. К сожалению, в работе [3] не обсуждался вопрос, связанный с влиянием на точность экспериментальных данных таких факторов, как зависимость энергии связи D^- – состояния от координат примесного центра, дисперсия ширины КЯ, а также приборная погрешность. Два подгоночных параметра теории U_0 и $|E_i|$ позволили оптимальным образом расположить теоретическую кривую по отношению к экспериментальным точкам. Можно видеть, что в области магнитных полей $B < 10$ Тл результаты расчета удовлетворительно согласуются с экспериментом. Как показывают численные оценки в этом случае магнитная длина a_B оказывается больше эффективного радиуса связанного D^- – состояния λ_B^{-1} (так, например, при $B = 9$ Тл: $a_B \approx 9$ нм, $\lambda_B^{-1} \approx 8$ нм), т.е. рост энергии связи D^- – центра с увеличением магнитного поля связан, в основном, с динамикой уровней Ландау. При $B > 10$ Тл выполняется неравенство $a_B < \lambda_B^{-1}$, (например при $B = 15$ Тл: $a_B \approx 6.5$ нм, $\lambda_B^{-1} \approx 6.7$ нм), т.е. заметной оказывается динамика примесного уровня. Следует отметить спиновые эффекты, которые не были учтены в рассматриваемой здесь модели и этим, отчасти, можно объяснить различие результатов теории и эксперимента в области больших полей. Рис. 2 дает возможность проследить фактор размерности в координатной зависимости энергии связи при переходе $2D \rightarrow 1D \rightarrow 0D$ ($E_{\lambda_B}^{(0)} > 0$) [3,5,8]. Можно видеть, что с понижением размерности электронного газа ($2D \rightarrow 0D$) энергия связи D^- – состояния возрастает в несколько раз (ср. кривые 1 и 3). Это обусловлено кардинальной модификацией локальных электронных состояний вблизи границ квантовой точки [5]. Случай $E_{\lambda_B}^{(0)} < 0$ представлен на рис. 3, из

которого видно, что увеличение энергии связи D^- – состояния происходит, в основном, за счет динамики уровней Ландау с ростом B .

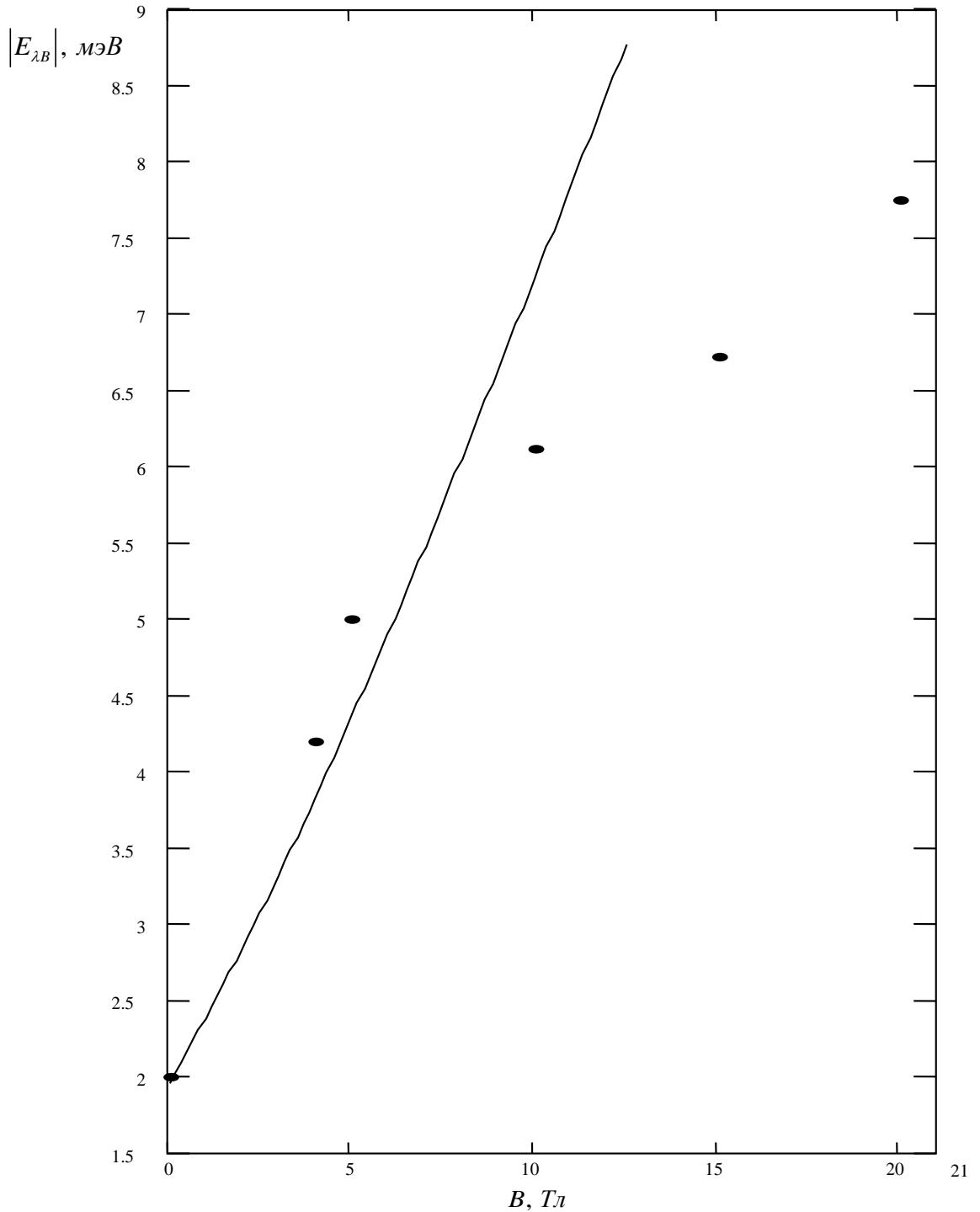


Рис. 1. Зависимость энергии связи $|E_{\lambda B}|$ $D^{(-)}$ -центра, локализованного в точке $\vec{R}_a = (0,0,0)$, от величины магнитной индукции B в КЯ на основе GaAs при $|E_i|=0.4$ мэВ, $U_0 = 0.45$ эВ, $L = 10$ нм. Точками обозначены результаты эксперимента в селективно легированных структурах GaAs / AlGaAs [3].

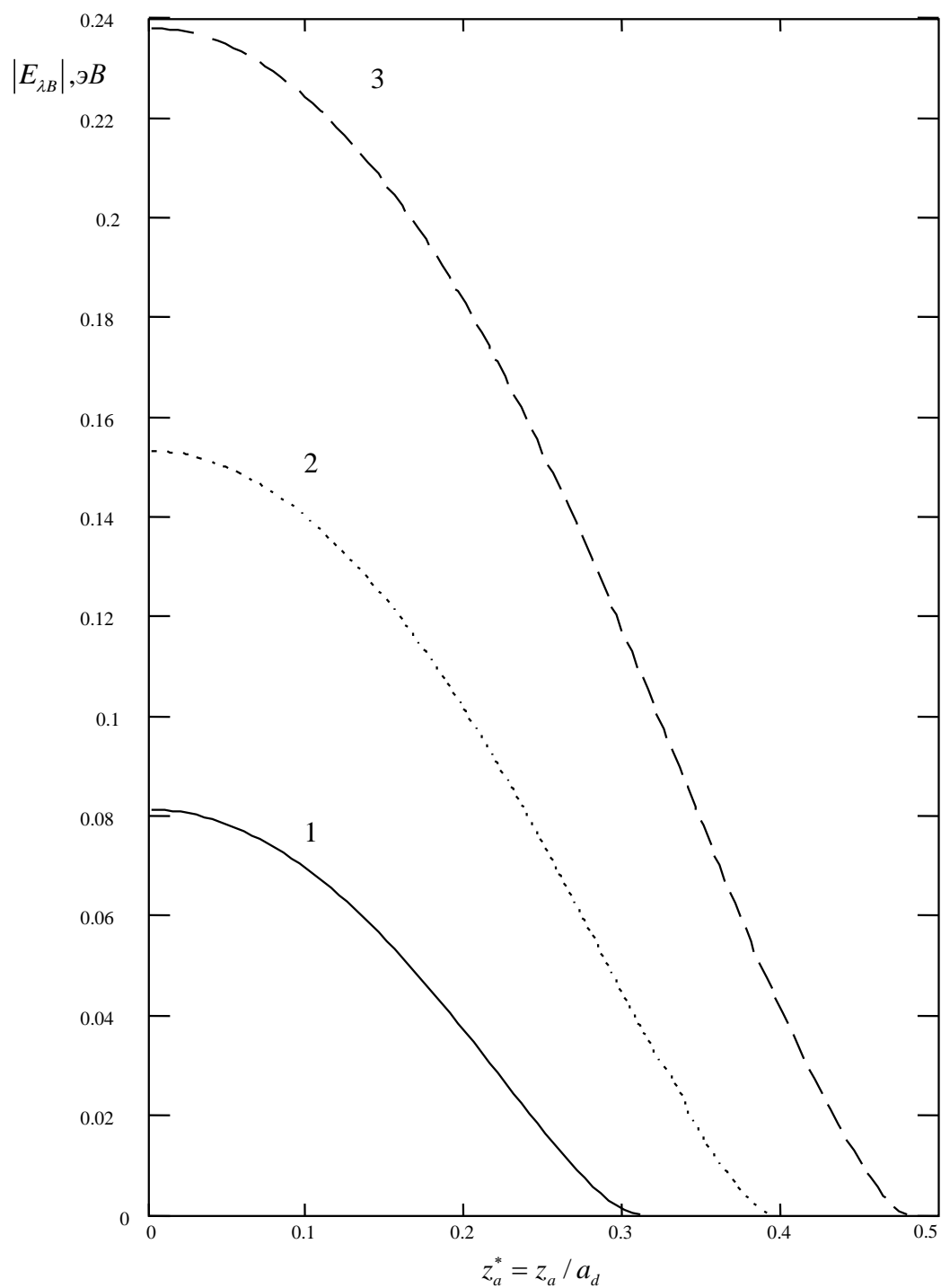


Рис. 2. Зависимость энергии связи $|E_{\lambda B}|$ $D^{(-)}$ -центра ($E_{\lambda B}^{(0)} > 0$) в $2D$ -, $1D$ -и $0D$ - структурах на основе GaAs от координаты примеси при $|E_i| = 6.6$ мэВ, $L = 9.1$ нм, $U_0 = 0.4$ эВ, $B = 10$ Тл (в случае $1D$ -структуры меняется радиальная координата примеси [4]):

1 - $2D$, 2 - $1D$, 3 - $0D$.

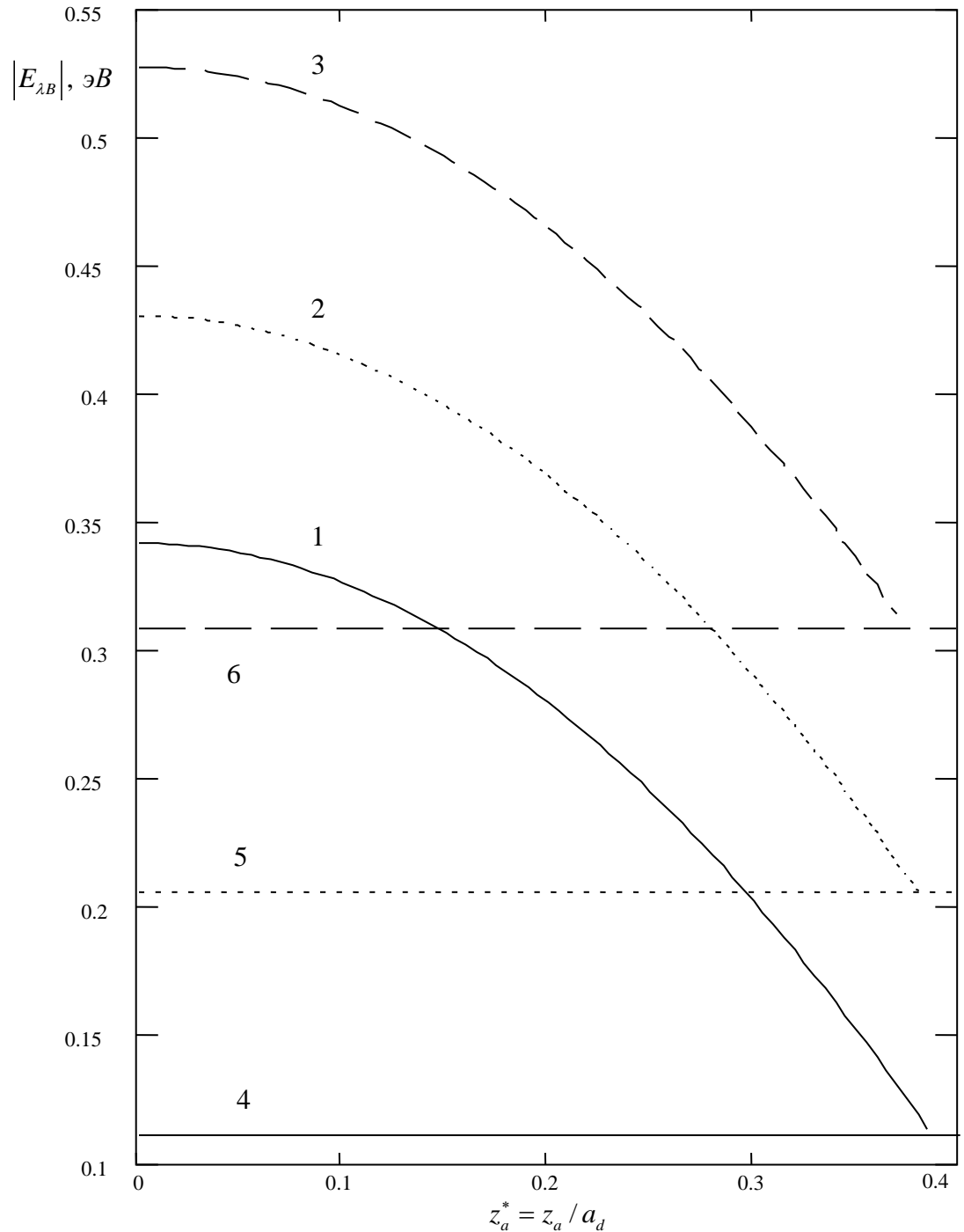


Рис. 3. Зависимость энергии связи $|E_{\lambda B}|$ $D^{(-)}$ -центра ($E_{\lambda B}^{(0)} < 0$) в $2D$ -, $1D$ - и $0D$ -структурах на основе GaAs от координаты примеси при $|E_i| = 0.4$ эВ, $L = 9.1$ нм, $U_0 = 0.4$ эВ, $B = 10$ Тл (прямыми 4, 5, и 6 изображаются уровни энергии основного состояния в данных структурах [4]):

1 – $2D$, 2 – $1D$, 3 – $0D$.

Таким образом, двумерные D^- -состояния в продольном магнитном поле удовлетворительно описываются в рамках метода потенциала нулевого радиуса в области магнитных полей, когда радиус локализации D^- -состояния не превосходит магнитной длины. В случае, когда $a_b < \lambda_b^{-1}$ необходимо учитывать спиновые эффекты.

Список литературы

1. S. Huant, S. P. Najda, B. Etienne. Phys. Rev. Lett. 65, 12, 1486 (1990).
2. S. Huant, A. Mandray, J. Zhu, C.G. Louie, T. Pang, B. Etienne. Phys. Rev. B, 48, 3, 2370 (1993).
3. S. Huant, S. P. Najda, B. Etienne. Phys. Rev. B. 51, 7, 4637 (1995).
4. В.Д. Кревчик, А.Б. Грунин. ФТТ. 45, 7, 1272 (2003).
5. В.Д. Кревчик, Р.В. Зайцев. ФТТ. 43, 3, 504 (2001).
6. А.А. Пахомов, К.В. Халипов, И.Н. Ясиевич. ФТП. 30, 8, 1387 (1996)
7. Н.С. Аверкиев, А.Е. Жуков, Ю.Л. Иванов, П.В. Петров, К.С. Романов, А.А. Тонких, В.М. Устинов, Г.Э. Цырмен. ФТП. 38, 2, 222 (2004)
8. В.Д. Кревчик, Р.В. Зайцев, В.В. Евстифеев. ФТП. 34, 10, 1244 (2000).

УПРАВЛЯЕМОЕ ДИССИПАТИВНОЕ ТУННЕЛИРОВАНИЕ В НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СИСТЕМАХ

М.Б. Семенов

Пензенский государственный университет, г. Пенза

Туннелирование частиц представляет собой фундаментальное микроскопическое явление, с которым мы встречаемся в различных областях физики и химии [1-4]. Квантовое туннелирование оказывается важным при исследовании электронного транспорта через молекулярные нити, структуры с квантовыми точками или ямами, а также в низкотемпературных химических реакциях. Многие из отмеченных систем рассматриваются с позиций инстантонного подхода. Вычисление константы туннелирования, основанное на инстантонном приближении, делает все перечисленные явления в некотором смысле «подобными». В химических реакциях константа скорости предполагает экспоненциальную эволюцию для вероятности переноса, тогда как в электронных приборах константа скорости определяет туннельный ток. Скорость туннелирования может задаваться выражением:

$$T(\varepsilon_1 \rightarrow \varepsilon_2) = \sum_{\vec{p}, \vec{k}} w_{\vec{p} \rightarrow \vec{k}} \delta(\varepsilon_{\vec{p}} - \varepsilon_1) \delta(\varepsilon_{\vec{k}} - \varepsilon_2),$$

где $w_{\vec{p} \rightarrow \vec{k}}$ - «составляющая» вероятности обнаружить электрон в области правого контакта в состоянии \vec{k} , при условии, что электрон стартовал из области левого контакта из состояния \vec{p} . Как только скорость туннелирования найдена, можно выписать выражение для электрического тока, пользуясь следующим соотношением:

$$J = J_{for} - J_{back} = \frac{1}{e} \int d\varepsilon_1 \int d\varepsilon_2 T(\varepsilon_1 \rightarrow \varepsilon_2) f(\varepsilon_1) (1 - f(\varepsilon_2)) - T(\varepsilon_2 \rightarrow \varepsilon_1) f(\varepsilon_2) (1 - f(\varepsilon_1)),$$

где $f(\varepsilon)$ - функция распределения Ферми. В последнем соотношении рассматриваются прямой и обратный токи. Существуют различные подходы для вычисления скорости туннелирования $T(\varepsilon_1, \varepsilon_2)$. Один способ основан на использовании Гамильтониана переноса (transfer-type Hamiltonian) [2, 3], а другие предполагают применение вычислений, основанных на квазиклассическом приближении. Скорость туннелирования может быть найдена с использованием достаточно мощной техники, которую ввел Langer и развил Leggett с сотрудниками [1-4] – так называемое инстантонное приближение. Эквивалентность между инстантонным и квазиклассическим приближениями рассматривал Schmid (следует также отметить недавние работы В.А. Бендерского и Е.И. Каца [4]). Метод инстантонов становится очень полезен, если включить взаимодействие электрона с колебаниями среды (термостатом), что соответствует ситуации многомерного туннелирования. Такая проблема оказывается важной в различных областях физики – таких как туннелирование в контактах Джозефсона [1-4], туннелирование в системах с квантовыми точками [4] и молекулярными пленками, в химии низкотемпературных реакций [1-4]. В своих работах Nitzan и соавторы отмечали [2, 3], что составляющая вероятности переноса внутренне связана со скоростью электронного переноса в соответствующих химических реакциях. Однако выражение, которое получили Landauer и Buttiker, используемое при выводе электронного тока, подразумевает когерентное движение электронов [2, 3]. При низких температурах $w_{\vec{p} \rightarrow \vec{k}}$ может быть вычислена с использованием инстантонного приближения. Такой подход имеет ряд преимуществ:

- это хорошо развитый метод, позволяющий включать в рассмотрение взаимодействие с термостатом (осцилляторами среды) [1-4];
- может быть также рассмотрено электрон-электронное взаимодействие, когда используется «гамильтониан квантованного заряда» [2, 3].

Инстантонный подход в рамках развития науки о квантовом туннелировании с диссипацией был успешно применен авторами [1-4] в низкотемпературной химической динамике для одно- и двухчастичного туннелирования, Б. И. Ивлев, Ю. Н. Овчинников [4], Е. И. Кац, В. И. Бендерский, Д. Е. Макаров и соавторы [4] использовали этот метод для двумерных моделей.

Задача о туннельной динамике квантовой частицы, взаимодействующей с термостатом, представляет несомненный научный интерес в различных физических, химических и даже биологических приложениях. Исторически впервые эта наука была развита применительно к сверхпроводящим системам с контактами Джозефсона [1-4]. Продуктивным оказалось также применение этой науки к низкотемпературной адиабатической химической кинетике [1-4]. В последнее время в связи с бурным развитием физики и химии мезосистем

[2, 3], а также современной технологии наноструктур [2-4], активно изучаются системы туннельно связанных квантовых точек и нитей, где продуктивность развития и применения науки о квантовом туннелировании с диссипацией может оказаться вполне оправданной [4]. Впервые предлагается рассматривать мезосистемы и макромолекулы с позиций квантовой химической динамики. Продуктивность такого подхода связана с тем, что в пространстве наномасштабов физика и химия электронных процессов имеют много общего и появляется интересная возможность для изучения взаимодействия мезосистем с контактной средой в рамках науки о квантовом туннелировании с диссипацией.

Одной из существенных теоретических проблем на сегодняшний день в науке об управляемом диссипативном туннелировании остается вопрос о возникновении квазистационарных распадных состояний в «нераспадных», например, двухъямных осцилляторных потенциалах. Одной из основных причин распадности может быть наличие достаточно сильной «диссипации», т.е. взаимодействия туннелирующей частицы с осцилляторами среды-термостата [1-4]. Другой существенной причиной, как было показано в работе [4], может быть управляемая асимметрия 1D-двухъямного осцилляторного потенциала.

Полная совокупность состояний произвольного, не зависящего от времени потенциала включает также состояния непрерывного спектра с энергией $E > U^*$ (т.е. превышающей высоту барьера), волновые функции которой $\Phi_E(x)$ действительны, ограничены на бесконечности и удовлетворяют условию нормировки

$$\int \Phi_E(x) \Phi_{E'}(x) dx = \delta(E - E'). \quad (1)$$

Эволюцию любого первоначально приготовленного состояния $\Psi(x, t=0)$ можно описать суперпозицией собственных функций дискретного и непрерывного спектра с зависящими от времени фазами

$$\Psi(x, t) = \sum_n a_n \exp\left(-i \frac{E_n}{\hbar} t\right) \Phi_n(x) + \int a_E \exp\left(-i \frac{E}{\hbar} t\right) \Phi_E(x) dE \quad (2)$$

$$|\Psi(x, t)|^2 \rightarrow 0 \text{ при } |x| \rightarrow \infty, U(x) < E.$$

Начальная плотность распределения $\rho(t) = \int_{x_1}^{x_2} |\Psi(x, t)|^2 dx$, сосредоточенная в яме при $t=0$, экспоненциально уменьшается во времени по закону радиоактивного распада

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{\Gamma}{\hbar} \rho, \quad \rho(t) = \rho(0) \exp\left(-\frac{\Gamma}{\hbar} t\right). \quad (3)$$

Соотношение (3) означает, что волновые функции состояний имеют вид

$$\Psi_n(x, t) = \psi_n(x) \exp\left(-i \frac{E_n - i \frac{\Gamma_n}{2}}{\hbar} t\right), \quad (4)$$

а их собственные значения комплексны и расположены в нижней полуплоскости (E, Γ) . Квантование состояний дискретного спектра осуществляется указанным выше условием $|\Psi(x, t)|^2 \rightarrow 0$ при $|x| \rightarrow \infty$, эквивалентным сохранению плотности вероятности во времени. Однако это условие не выполняется для квазистационарных состояний. Поскольку комплексным значениям энергии соответствуют комплексные значения волнового вектора

$$k_n(E_n, \Gamma_n) = k_1 - i k_2, \quad k_1 = \frac{\sqrt{2\mu E_n}}{\hbar}, \quad k_2 = k_1 \frac{\Gamma_n}{4E_n} \quad (5)$$

и волновые функции $\psi_n(x)$ экспоненциально возрастают в области инфинитного движения, где $E \gg U(x)$ волновые функции $\psi_n(x)$ экспоненциально возрастают в области инфинитного движения, где $E \gg U(x)$

$$\psi_n(x) \approx \frac{1}{\sqrt{v}} \exp\left(i \frac{\sqrt{2\mu E_n}}{\hbar} x\right) \exp\left(\frac{\Gamma}{4E_n} \frac{\sqrt{2\mu E_n}}{\hbar} x\right), \quad (6)$$

где $v = \sqrt{2E/\mu}$ - скорость. Причина роста волновой функции заключается в том, что в момент времени t в точке x находятся частицы, покинувшие яму в момент времени $t - x/v$, когда амплитуда волновой функции была больше, чем в момент времени t в силу соотношения (4). Выбор граничного условия для квазистационарных состояний основан на предположении, что барьер настолько высок, что время пребывания в яме намного больше периода колебаний в ней E_n/\hbar

$$U^* \gg E_n, \quad E_n > \Gamma \quad (7)$$

Условие исчезновения волновых функций на бесконечности заменяется условием постоянства потока функции $\psi_n(x)$ из области ямы через барьер, т.е. отсутствия асимптотического решения, направленного в сторону барьера из области инфинитного движения. Для функций (6) условие имеет вид

$$\frac{1}{\psi} \frac{d\psi}{dx} \Big|_{x \rightarrow \infty} = ik(E, \Gamma) \quad (8)$$

Соотношения (4) – (8) показывают, что различие квазистационарных и стационарных состояний исчезает при $\Gamma \rightarrow 0$, т.е. при непрозрачном барьере, разделяющем области финитного и инфинитного движения, квазистационарное состояние становится истинно стационарным. Однако при конечных скоростях распада функции квазистационарных состояний не входят в совокупность собственных функций, что следует из отмеченных особенностей их асимптотического поведения.

При рассмотрении эволюции во времени функции начально приготовленного квазистационарного состояния $\Psi_n(x, t=0) = \Psi_n^{(0)}(x)$ с помощью соотношения (2), можно показать, что благодаря нерезонансной

составляющей $\Psi(x, t)$, начальная эволюция неэкспоненциальна и определяется свойствами потенциала в области $U(x) > E_n$. С другой стороны экспоненциальность распада нарушается при больших временах, когда

$$\Gamma_n \geq E_n \exp\left(-\frac{\Gamma_n}{\hbar} t\right). \quad (9)$$

Таким образом, экспоненциальный закон распада наблюдается в ограниченном интервале времен

$$\frac{\hbar}{E_n} \leq t \leq \frac{\hbar}{\Gamma_n} \ln\left(\frac{E_n}{\Gamma_n}\right), \quad (10)$$

который быстро сокращается с увеличением Γ_n . Поскольку скорость распада минимальна для состояний с наименьшей энергией, именно распад последних описывается соотношением (3). Для состояний, близких к вершине барьера, распад становится быстрым и неэкспоненциальным.

Теория возмущений для квазистационарных состояний, разработанная Я.Б. Зельдовичем [1-3], формулируется как задача об изменении E и Γ при малом изменении потенциала $\delta V(x)$ (уравнение Шредингера при этом преобразуется в уравнение типа Рикатти для логарифмической производной от волновой функции). Было показано, что изменение собственных значений, обусловленное нерезонансным туннелированием, пропорционально квадрату туннельного матричного элемента как в асимметричном двухъямном, так и распадном (типа кубической параболы) потенциалах. Распадный потенциал типа кубической параболы подробно изучался как в одномерных моделях, так и многомерных (в рамках науки о квантовом туннелировании с диссипацией, для систем с контактами Джозефсона; подобным потенциалом описываются и реакции молекулярного распада). Изменения собственных значений в упомянутых потенциалах относятся к принципиально различным эффектам. Сдвиг уровней двухъямного потенциала обусловлен когерентным туннелированием, при котором амплитуды локализованных волновых функций осциллируют во времени с частотой, пропорциональной H_{12}^2 / A , где A - расстройка резонанса локализованных состояний. Напротив, амплитуды волновых функций состояний распадного потенциала экспоненциально затухают во времени с вероятностью $\Gamma \approx H_{12}^2 / \omega^L$. Таким образом, изменения собственных значений локализованных состояний действительны и характеризуют частоты когерентных туннельных переходов, а мнимые поправки к собственным значениям состояний определяют вероятности их туннельного распада, т.е. константы скорости.

Проблеме туннельного распада квазистационарных состояний в мезосистемах различной природы (в различных задачах физики, химии и биологии) посвящено множество монографий, обзоров и статей [1-4].

Вполне универсальными в различных приложениях оказываются типичные формы поверхностей потенциальной энергии. При рассмотрении задач туннельного распада, как уже упоминалось, часто рассматриваются потенциалы типа «кубической параболы» с состояниями как вблизи дна ямы, так и вблизи вершины барьера (при этом часто одномерные задачи обобщаются на многомерный случай (+ осцилляторная «среда – термостат»). Помимо классических задач α -распада и мономолекулярных реакций диссоциации, уместно вспомнить известную задачу Франца – Келдыша (ионизация в полях лазерного излучения; состояния вблизи границы непрерывного спектра во внешнем поле), а также развитие науки о квантовом туннелировании с диссипацией применительно к системам с контактами Джозефсона. Сюда же примыкает знаменитая задача Ландау – Зинера (преддиссоциация), магнитный пробой (Займан), эффект Яна – Теллера, спектроскопия переходного состояния в реальном времени (Зивейл) и др. В моделях с двухъямными потенциалами (в том числе асимметричными) изучаются реакции изомеризации, динамическая водородная связь в биологии, а также изомеризация в бистабильных системах (на примере фотохромных материалов). Особый интерес представляют пары связанных бистабильных систем, а также модели квантовых бифуркаций в таких системах [1-4]. В последнее время активно изучаются системы и модели туннельно – связанных квантовых точек и нитей [4]. В связи с современными достижениями атомной силовой и сканирующей туннельной микроскопии (АСМ, СТМ), а также возможностью создания управляемых наноструктур с уникальными характеристиками, в последние несколько лет резко возросло число экспериментальных и теоретических работ по управляемому диссипативному туннелированию [1-4].

1. Жуковский В.Ч., Кревчик В.Д., Семенов М.Б., Тернов А.И. Квантовые эффекты в мезоскопических системах. Ч.1. Квантовое туннелирование с диссипацией. (Учебное пособие для студентов физического факультета МГУ). Москва, физический факультет МГУ, 2002, 108 С.
2. Овчинников А.А., Дахновский Ю.И., Жуковский В.Ч., Кревчик В.Д., Семенов М.Б., Тернов А.И., Арынгазин А.К. Введение в современную мезоскопику (учебное пособие с грифом УМО), Изд-во ПГУ, 2003, 570 С.
3. Овчинников А.А., Дахновский Ю.И., Кревчик В.Д., Семенов М.Б., Арынгазин А.К. Принципы управляемой модуляции низкоразмерных структур (монография), Москва, УНЦ ДО; 2003, 510 С.
4. Dahnovsky Yu.I., Krevchik V.D., Krivnov V.Ya., Semenov M.B., Yamamoto K. Transfer processes in low - dimensional systems (мемориальный сборник статей, посвященный памяти А.А. Овчинникова и А.И. Ларкина, поддержанный Нобелевским лауреатом по физике 2003 года, проф. А.И. Leggett(ом)), UT Research Institute Press, Tokyo, Japan, (2005), 690 p.

ПРОБЛЕМА УПРАВЛЯЕМОСТИ ДИССИПАТИВНОГО ТУННЕЛИРОВАНИЯ В НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СИСТЕМАХ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

*Кревчик В.Д., Семенов М.Б., Щербакова Е.В.
Пензенский государственный университет, г. Пенза*

Изучение проблемы управляемости квантовых эффектов, связанных с диссипативной туннельной динамикой в низкоразмерных системах различной природы, является актуальной проблемой современной физики конденсированного состояния. В последние годы активизировались исследования управляемых туннельных эффектов в системах полупроводниковых квантовых точек (КТ), «квантовых молекул» (КМ) и взаимодействующих КМ, а также в экспериментах с СТМ/АСМ при исследовании параметров низкоразмерных структур из металлических КТ. Исследована термо- и электро- управляемость и особенности диссипативного туннельного переноса в 1D симметричных и асимметричных системах с полупроводниковыми квантовыми точками и квантовыми молекулами. Выявлено существенное изменение величины предэкспоненциального фактора в вероятности туннельного переноса при определенном значении приложенного напряжения, когда профиль поверхности потенциальной энергии становится симметричным. Продемонстрировано принципиальное влияние среды – термостата на наличие подобного эффекта, а также его существенная термо-зависимость. Получено качественное соответствие теоретических кривых вероятности туннелирования как функции приложенного напряжения, определяющего изменение асимметрии потенциального профиля, с экспериментальными ВАХ для низкоразмерных систем металлических квантовых точек, изученными в Нижегородском гос. университете. Предложен способ контролируемого роста металлических квантовых точек (на примере коллоидного золота) в экспериментах с СТМ/ АСМ. Продемонстрирована целесообразность дальнейшего развития науки о диссипативном туннелировании в связи с решением проблемы управляемости характеристик низкоразмерных наноструктур.

1. Dahnovsky Yu.I., Krevchik V.D., Semenov M.B., Zhukovsky V.Ch., Yamamoto K., Kudryashov E.I., Mayorov V.G. One dimensional quantum dissipative tunneling in structures with quantum dots // in “Transfer processes in low - dimensional systems”, (2005), UT Research Institute Press, Tokyo, Japan (497 pp.), p. 251 – 263.
1. Жуковский В.Ч., Дахновский Ю.И., Кревчик В.Д., Семенов М.Б., Майоров В.Г., Кудряшов Е.И., Щербакова Е.В., Yamamoto K. Изучение управляемости диссипативного туннелирования в системах взаимодействующих квантовых молекул// Вестник МГУ. Сер. 3 (Физика. Астрономия). – 2007. вып. 2. с. 28-31.

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭНЕРГИИ АКТИВАЦИИ ДЛЯ БАРЬЕРА ПАЙЕРЛСА-НАБАРРО

*Тележников А.В., Максимов И.Л.
ННГУ им. Н.И.Лобачевского, г. Нижний Новгород*

Как известно, при конечной температуре при заданном сдвиговом напряжении равновесные смещения атомов цепочки Френкеля-Конторовой задаются системой уравнений, полученной в [1].

В дискретном пределе ($\gamma \ll 1$) включение температуры резко перестраивает поле смещений атомов цепочки. Это приводит к существенному понижению энергии дислокации. Таким образом, решения, полученные при нулевой температуре, имеют довольно узкую область применимости. При конечной температуре в дискретном случае, на основе подхода [2], в пределе слабой межатомной связи рассчитана температурная зависимость высоты барьера Пайерлса-Набарро.

Нами исследован фононный спектр колебаний одномерной линейной цепочки при конечном сдвиговом напряжении f . Обнаружено возникновение «мягкой» моды с частотой $\omega_0^2 \approx \sqrt{1-f^2}$. При этом наблюдается процесс «перевала» ядра дислокации в соседний потенциальный минимум.

С учётом конечной температуры обнаруживается появление «мягкой» моды при меньших сдвиговых напряжениях. Это приводит к существенному уменьшению времени жизни ядра дислокации в каждом потенциальном минимуме. Из этого следует, что Аррениусовская экспонента содержит высоту барьера дислокации, зависящую от температуры термостата. Например, в континуальном пределе получаем зависимость

$$U \approx U_0 \exp\left(-\pi l_0 e^{\tau/2\gamma}\right).$$

Это наблюдение получено в результате анализа температурной зависимости порога подвижности дислокации в рамках модели Френкеля-Конторовой.

1. Максимов И.Л., Тележников А.В., Температурный депиннинг дислокаций в деформированных кристаллах, Известия вузов. Поволжский регион, 2004, № 5, с.120 - 129
2. О.В.Усатенко, А.В.Горбач, А.С.Ковалёв, Энергия и барьер Пайерлса дислокации (кинка) Френкеля-Конторовой, ФТТ, 2001, том 43, вып. 7

МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ НАНОТРУБКИ СО СПИРАЛЬНОЙ СИММЕТРИЕЙ

А.А. Григорькин, С.М. Дунаевский

Петербургский институт ядерной физики, г. Санкт-Петербург

В настоящей работе рассматриваются магнитные свойства квантового цилиндра со спиральной симметрией. Симметрия системы обусловлена наличием спирального дефекта, моделируемого протяженным δ -потенциалом амплитуды V_0 и периодом T_z по оси цилиндра [1].

Равновесный магнитный момент 2D электронного газа на при постоянном химическом потенциале определяется выражением:



(1)

где индекс $m = 1, 2, \dots$ нумерует энергетические подзоны, k – собственное число оператора импульса движения по спирали, $\alpha = 2\pi/T_z$, μ_B – магнетон Бора, ρ_0 – функция Ферми, Φ_0 – квант магнитного потока.

При равной нулю температуре на графике зависимости $M_0(\Phi/\Phi_0)$ в общем случае имеются характерные изломы. Если рассматривать изменение M_0 при росте амплитуды V_0 , то увидим, что при достижении ею значения близкого к энергии Ферми электронного газа, магнитный момент становится гладкой функцией магнитного потока. При $V_0 > E_F$ можно найти явный вид функции $M_0(\Phi/\Phi_0)$:

$$M_0 = \sin(2\pi\Phi/\Phi_0) f(E_F), \quad (2)$$

вид $f(E_F)$ определяется геометрией трубки.

Характерной особенностью трубки, обладающей спиральной симметрией, является возникновение дополнительного магнитного момента M_l при протекании по ней баллистического тока. Этот эффект обусловлен тем, что электрический ток в данной системе имеет циркулярную компоненту [2]. Из выражения M_l как функции Φ/Φ_0 следует, что он имеет особенности при тех же значениях магнитного потока, которые соответствуют изломам на графике $M_0(\Phi/\Phi_0)$.

[1] А.А. Григорьев, С.М. Дунаевский, ФТТ **4**, 856 (2007)

[2] Y. Miyamoto A. Rubio, S.G. Louie, M.L. Cohen, Phys. Rev. Lett. **76**, 2121 (1996)

СПЕКТРАЛЬНАЯ ДИАГРАММА ПОГЛОЩЕНИЯ (УСИЛЕНИЯ) ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СВЕРХРЕШЕТКОЙ

Н. Н. Хвастунов, А. В. Шорохов

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

Полупроводниковые сверхрешетки могут быть использованы для усиления высокочастотного электромагнитного излучения (0.3 - 10 ТГц) как альтернатива существующим на данный момент источникам и детекторам терагерцевого излучения [1]. Принципиальная возможность такого использования сверхрешетки впервые показана в работах [2,3].

В данной работе теоретически рассмотрена возможность усиления слабого пробного сигнала на полуцелых и других дробных гармониках в

полупроводниковой сверхрешетке при воздействии на сверхрешетку сильного переменного электромагнитного поля накачки.

Получены аналитические формулы для коэффициента усиления (поглощения) в полупроводниковой сверхрешетке для различных целых и дробных гармоник. Показано, что в случае дробных гармоник исчезает независимая от пробного поля компонента поглощения. Установлено, что в случае полуцелых гармоник возможно усиление излучения благодаря параметрическому резонансу, природа которого аналогично резонансам, возникающим при генерации четных гармоник [4]. В случае других дробных гармоник определяющей компонентой поглощения является компонента, обусловленная друдевским поглощением.

Построена спектральная диаграмма излучения, позволяющая сравнить коэффициенты усиления различных целых и дробных гармоник.

[1] B. Ferguson and X.-C. Zhang, Nature Materials, 1, 26 (2002)

[2] L. Esaki and R. Tsu, IBM J. Res. Dev. 14, 61 (1970)

[3] С. А. Ктиторов, Г. С. Симин, В. Я. Синдаловский, ФТТ 13, 2230 (1972)

[4] T. Nyart, A. V. Shorokhov, K. N. Alekseev, Phys. Rev. Lett 98, 220404 (2007)

ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В КВАНТОВОМ КАНАЛЕ С КОРОТКОДЕЙСТВУЮЩЕЙ ПРИМЕСЬЮ

С.Н. Ульянов, М.А. Пятаев

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

В работе исследован электронный транспорт в квантовом канале, содержащем одиночную короткодействующую примесь с учетом влияния внешнего электромагнитного излучения. Канал моделируется с помощью параболического удерживающего потенциала в двумерном электронном газе. Для исследования кондактанса наноструктуры при наличии внешнего электромагнитного излучения в работе используется описанный в литературе метод [1], основанный на обобщении теории Ландауэра-Бьюттикера. Для моделирования примесей используется подход,

основанный на теории потенциалов нулевого радиуса и технике самосопряженных расширений симметрических операторов. Влияние примеси учитывается явно путем точного решения уравнения Шрёдингера, а взаимодействие электронов с электромагнитным полем световой волны описывается в рамках первого порядка нестационарной теории возмущений.

В работе получены явные аналитические выражения для фототока и фотокондуктанса квантового канала при произвольном расположении примеси. Проведённые теоретические исследования показали, что зависимости фототока и фотокондуктанса от химического потенциала имеют осцилляционный характер. Осцилляции связаны с тем, что при переходе из состояний с четными значениями осцилляционного квантового числа n в состояния с нечетными n изменяется вероятность прохождения электрона, а в зависимости от химического потенциала изменяется соотношение между числом заполненных состояний с четными и нечетными n .

Выяснено также, что величина фототока пропорциональна разности расстояний от примеси до торцов канала, а величина фотокондуктанса пропорциональна полной длине канала, что связано с усилением влияния электромагнитной волны на канал при увеличении его длины. Кроме того, обнаружено, что при изменении положения примеси относительно оси канала, возможно изменение знака фототока. При увеличении расстояния от примеси до оси канала амплитуда пиков фототока и фотокондуктанса уменьшается, что связано с уменьшением вероятности нахождения электрона в области примеси. При увеличении температуры пики сглаживаются, а их амплитуда также уменьшается.

Работа поддержана грантом Президента РФ для молодых кандидатов наук МК-4480.2007.2.

1. Pershin Y. V., Piermarocchi C. Phys. Rev. B **75**, 035326 (2007).

ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ В КВАНТОВЫХ ПРОВОЛОКАХ: ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСНОГО РАССЕЯНИЯ

И. А. Кокурин, В. А. Маргулис

Мордовский государственный университет имени Н. П. Огарева, Саранск

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию электронного транспорта в квантовой проволоке, помещенной в однородное магнитное поле, параллельное ее оси, в случае, когда в системе содержится N короткодействующих примесей. Электронный конфайнмент в квантовой проволоке моделировался симметричным параболическим потенциалом. Для описания короткодействующих примесей использовалась система потенциалов нулевого радиуса. Такое представление позволяет построить полный гамильтониан системы и

найти точные собственные функции указанного гамильтониана, а следовательно и коэффициенты прохождения $T_{\alpha\alpha'}(E)$ (соответствующие переходу электрона с энергией E из подзоны размерного квантования с набором квантовых чисел α в подзону α'). Согласно формализму Ландауэра-Бюттикера знание зависимости коэффициентов прохождения от энергии позволяет найти кондактанс G и дифференциальный коэффициент термоэдс S [1].

Для случая одной примеси ($N=1$) удается получить не только выражение для коэффициентов прохождения, но и для кондактанса системы при температуре $T=0$. В этом случае на зависимости кондактанса от химического потенциала μ слева от порогов квантования баллистического кондактанса могут появляться антирезонансы, глубина которых равна кванту кондактанса $G_0 = e^2 / \pi\hbar$. Для случая $N > 1$ численный анализ дает осцилляционную зависимость $G(\mu)$, что связано с интерференцией электронных волн рассеяных на разных центрах, причем картина существенно зависит от положения каждого примесного центра. Амплитуда осцилляций ограничена сверху универсальной константой G_0 , что соответствует универсальным флуктуациям кондактанса в "грязных" одномерных проводниках. Отметим, что при любом количестве примесей могут существовать области значений химического потенциала, где зависимость $S(\mu)$ меняет знак, что не наблюдается при баллистическом транспорте электронов через квантовую проволоку [2]. Рост температуры приводит к сглаживанию осцилляций на зависимостях $G(\mu)$ и $S(\mu)$, а при некоторой критической температуре ($\sim 3\text{K}$) области отрицательных значений термоэдс полностью исчезают.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №05-02-16145).

1. U. Sivan and Y. Imry, Phys. Rev. B **33**, 551 (1986).
2. I.A. Kokurin, V.A. Margulis, A.V. Shorokhov, J. Phys.: Condens. Matter **16**, 8015 (2004).

ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КВАНТОВОМ КОЛЬЦЕ

В.А. Миронов, В. А. Маргулис

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

Одним из основных методов изучения спектральных свойств электронного газа в различных низкоразмерных структурах является исследование внутризонных электронных переходов под действием электромагнитного излучения.

Оптические электронные переходы в квантовых наноструктурах широко изучаются. В частности, переходы в квантовых проволоках исследованы в [1], в наносфере – [2]. Внутризонное поглощение

электромагнитного излучения квантовыми наноструктурами с параболическим потенциалом конфайнмента исследовано в [3].

Один из часто используемых объектов для изучения – является квантовое кольцо, поскольку его часто используют на практике (например, для изготовления баллистических интерферометров).

При помощи метода, предложенного в [4], был найден электродинамический отклик бесспинового электронного газа, находящегося в двумерном кольце в магнитном поле. Квантовое кольцо моделировалось радиальным потенциалом [5] $V(r) = a_1/r^2 + a_2r^2 - V_0$. Изучен случай, когда вектор поляризации фотонов, падающих на кольцо, перпендикулярен магнитному полю. И для этого случая найдено аналитическое выражение для коэффициентов поглощения электромагнитного излучения кольцом. Показано, что в общем случае, на кривой поглощения имеются два резонансных пика. Кроме того, при низкой температуре на кривой поглощения возникают изломы кривой, обусловленные пересечениями уровня $\mu - \hbar\Omega$ с энергетическими уровнями электронов, где μ – химический потенциал, Ω – частота электромагнитного излучения.

1. Blom S., Gorelik L.Y., Jonson M., Shekhter R.I., Scherbakov A.G., Bogachek E.N., Landman Uzi // Phys. Rev. B. – 1998. – V. 58. – P. 16305.
2. Булаев Д.В., Гейлер В.А., Маргулис В.А. // ФТТ. – 2002. – т. 44 – С. 471.
3. Галкин Н.Г., Маргулис В.А., Шорохов А.В. // ФТТ. – 2001. – т. 43. – С. 511.
4. Басс Ф.Г., Левинсон И.Б. // ЖЭТФ. – 1965. – т. 49. – С. 914.
5. Tan W.-C., Inkson J.C. // Phys. Rev. B. – 1999. – V. 60. – P. 5626.

ИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ В КРЕМНИЕВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ С МЕЛКИМИ ДОНОРАМИ

В.А. Беляков, В.А. Бурдов

Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского

В последние годы интенсивно исследуются различные наноструктуры на основе кремния. Интерес к ним вызван перспективой создания на их основе быстрой оптической памяти, светодиодов в ближнем ИК диапазоне, кремниевого лазера и других полупроводниковых приборов. В докладе обсуждается новый эффект, связанный с формированием резонансной структуры в спектрах излучения кремниевых квантовых точек, легированных мелкими донорами пятой группы. Этот эффект обусловлен аномально сильным расщеплением надщелевого основного состояния в

нанокристалле за счет долинно-орбитального взаимодействия [1], возникающего, в свою очередь, благодаря существованию короткодействующего потенциала центральной ячейки.

В рамках метода огибающей было показано, что в нанокристаллах кремния величина химического сдвига, равного величине смещения энергии основного состояния вследствие междолинного расщепления, оказывается аномально большой и составляет сотни мэВ, что существенно превышает «объемные» значения ($\sim 10 - 20$ мэВ для типичных доноров в кремнии, таких как Sb, P, As). Такое увеличение энергии расщепления является следствием сильного квантово-размерного эффекта, имеющего место в нанокристаллах малых размеров. Было обнаружено также, что расщепление уровней энергии существенно зависит от позиции донора внутри квантовой точки.

Отдельно проанализирован многодонорный случай – когда количество доноров в нанокристалле значительно превышает единицу. Оказалось, что энергии расщепления уровней, и химический сдвиг возрастают практически пропорционально N .

Было найдено хорошее согласие результатов данной работы и работы [2], в которой рассчитывалось расщепление уровней методом функционала локальной плотности для нанокристалла размером 1.6 нм с донором, находящимся в его центре.

В условиях, когда энергия расщепления уровней превышает характерную величину уширения пика люминесценции вследствие разброса по размерам нанокристаллов, в спектре излучения возможно появление двух или более пиков. Подобная картина наблюдается экспериментально.

1. W. Kohn and J.M. Luttinger, Phys. Rev. **98**, 915 (1955)
2. Z. Zhou, *et al.*, Phys. Rev. B **71**, 245308 (2005)

ПОВЕРХНОСТНЫЕ СВЕРХРЕШЕТКИ В СИСТЕМАХ СО СПИН-ОРБИТАЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

В.Я. Демиховский, Е.В. Фролова

Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского

В последние годы активно исследуются низкоразмерные полупроводниковые структуры со спин-орбитальным (СО) взаимодействием. Так в работе [1] изучались квантовые состояния двумерного электронного газа со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы [2] в периодическом потенциальном поле поверхностной сверхрешетки.

В настоящей работе исследованы электронные квантовые состояния в одномерных и двумерных сверхрешетках со спин-орбитальным

взаимодействием Рашбы. Расчеты проводились для типичных параметров СО взаимодействия, а также амплитуды периодического потенциала и периода сверхрешетки.

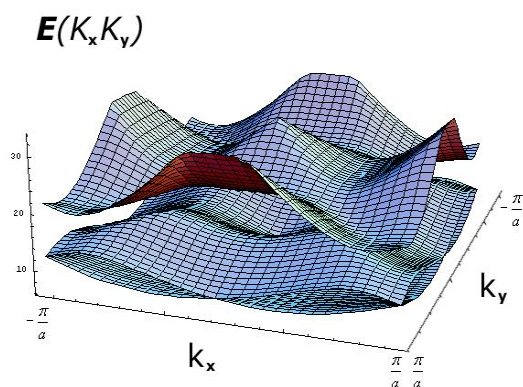


Рис.1 Первые три энергетические зоны при амплитуде периодического поля 5 мэВ , константа Рашбы $\alpha = 3 \cdot 10^{-11} \text{ эВ} \cdot \text{м}$, период $a = 80 \text{ нм}$.

На Рис.1 представлены результаты расчета энергетического спектра в первых трех зонах двумерной сверхрешетки. Видно, что в периодическом потенциале спектр состоит из невырожденных по спину энергетических зон, сформированных в пределах первой зоны Бриллюэна. Первая энергетическая зона образуется, в основном, из невозмущенных состояний Рашбы с индексом $\lambda = -1$. Вторая зона образована в результате суперпозиции невозмущенных состояний ветвей $\lambda = -1$ и $\lambda = +1$ спектра Рашбы.

Нами также были рассчитаны пространственные компоненты спиновой плотности в элементарной ячейке сверхрешетки и средние значения проекций спина $\langle \psi_{\vec{k}} | \hat{\sigma}_i | \psi_{\vec{k}} \rangle$ в состояниях $\psi_{\vec{k}}$, задаваемых квазиимпульсом, определенным в зоне Бриллюэна ($\psi_{\vec{k}}$ -спиновая блоховская функция).

- [1] V.Ya. Demikhovskii, D.V. Khomitsky, JETP Lett, **83**, 340 (2006).
 [2] Ю.А. Бычков, Э.И.Рашба, Письма в ЖЭТФ, **39**,66 (1984).

ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ В НАНОЦИЛИНДРЕ С НЕСКОЛЬКИМИ КОРОТКОДЕЙСТВУЮЩИМИ ПРИМЕСЯМИ

М. А. Кокорева, М. А. Пятаев

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

Целью настоящей работы является исследование влияния системы короткодействующих примесей на кондактанс квантового цилиндра, находящегося в продольном магнитном поле. Для описания примесей в работе используется модель потенциалов нулевого радиуса. В работе построен гамильтониан системы и получена явная формула для кондактанса как функции химического потенциала электронов при произвольном числе примесей. Подробно исследован случай одной и двух примесей.

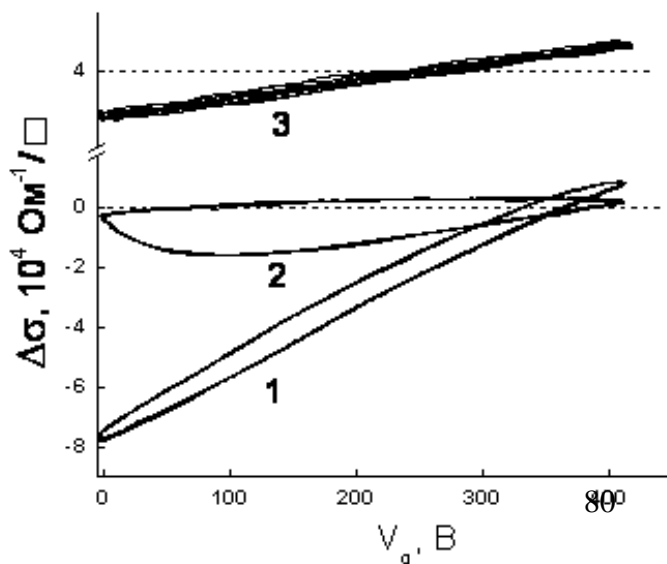
Показано, что при наличии одиночной примеси на графике зависимости кондактанса от химического потенциала появляются провалы, связанные с резонансным рассеянием электронов на примеси. Положение провалов зависит от силы точечного потенциала, а максимальная глубина провала равна одному кванту кондактанса.

При наличии двух примесей на зависимости кондактанса от химического потенциала могут появляться дополнительные провалы, а также асимметричные резонансы Фано. Глубина провалов в этом случае может превышать квант кондактанса. При особых положениях примесей может происходить исчезновение дополнительных провалов и коллапс резонансов Фано. При этом уменьшается не амплитуда, а ширина провалов и резонансов. В частности, при нахождении примесей на противоположных образующих в отсутствие поля исчезают дополнительные провалы в окрестности порогов ступеней. На первой ступени при этом имеется резонанс Фано, который коллапсирует, если примеси располагаются в одном поперечном сечении цилиндра. Этот же резонанс возникает вновь при ненулевом магнитном поле.

Если примеси расположены достаточно близко друг к другу, то их влияние на кондактанс аналогично влиянию одиночной примеси. При расположении примесей на одной образующей влияние примесей оказывается менее значительным, чем при расположении на противоположных образующих. Если расстояние между примесями значительно превышает радиус цилиндра, на графике кондактанса наблюдаются осцилляции, связанные с интерференцией электронных волн между примесями. Следует отметить, что интерференционные эффекты являются самым существенным отличием случая нескольких примесей от случая одной примеси.

Работа поддержана грантом Президента РФ для молодых кандидатов наук МК-4480.2007.2.

ЭФФЕКТ ПОЛЯ В КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОНАОСТРУКТУРАХ GaAs/In(Ga)As



*Л.А. Истомин, И.А.
Карпович, С.В. Тихов, О.Е.
Ханугин, П.Н. Мишин
Нижегородский
государственный
университет им. Н.И.
Лобачевского
Нижний Новгород*

Развит метод
исследования процесса

захвата неравновесных носителей в слои квантовых точек (КТ) и квантовых ям (КЯ) In(Ga)As/GaAs, основанный на измерении динамической зависимости поверхностной проводимости $\Delta\sigma_s(t)$ в эффекте поля (ЭП) от приложенного к МДП-структуре монополярного синусоидального напряжения $V_g(t)$. Захват индуцированных в ЭП носителей на ловушки в области пространственного заряда (ОПЗ) приводит к появлению на динамической зависимости $\Delta\sigma_s(V_g)$ гистерезиса на частотах $f \sim (2\pi\tau)^{-1}$, где τ время релаксации процесса захвата. Ширина петли гистерезиса ΔV_g характеризует величину связанного на ловушках индуцированного заряда ΔQ_t .

Исследования ЭП проводились на МДП-структурах с одиночными слоями КТ InAs и КЯ InGaAs, встроенными у основания барьера.

На динамических кривых ЭП в однородном слое GaAs (кривая 1) при $f \sim 100$ Гц почти отсутствует гистерезис, что обусловлено большой высотой поверхностного барьера (~ 0.6 эВ), препятствующего захвату электронов на поверхностные состояния ($f \gg 2\pi\tau^{-1}$). На кривой ЭП в структурах с КТ (кривая 2) наблюдается гистерезис, связанный с захватом электронов в квантово-размерные слои. Для структур с КЯ (кривая 3) $f \ll (2\pi\tau)^{-1}$ и гистерезис отсутствует. Температурная зависимость ширины петли гистерезиса $\Delta V_g(T)$ имеет активационный характер с энергией активации ~ 0.5 эВ для однородного GaAs, $0.17 - 0.2$ эВ в структурах с КТ и ≈ 0.05 эВ в структурах с КЯ, которая характеризует высоту эмиссионного барьера соответственно для поверхностных состояний и уровней размерного квантования.

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

МОДЕЛИРОВАНИЕ КВАНТОВЫХ ВЫЧИСЛЕНИЙ С УЧЕТОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕЖДУ СОСЕДНИМИ КУБИТАМИ

В. И. Великодный

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

В настоящее время все больше внимания уделяется таким областям физики, как квантовые вычисления и спинтроника. Это связано с приближением традиционных электронных устройств к пределу быстрогодействия и поиском иных физических принципов реализации быстродействующих вычислительных (и иных, например, запоминающих) устройств.

Исследовалась модель одномерной квантовой системы, учитывающая взаимодействие ближайших соседей. В ней рассматривалось управление «переключением» спинов магнитным полем, при этом учитывалось ослабленное влияние поля на соседние кубиты. Получено

уравнение эволюции квантовой системы и составлена программа для его численного решения в пакете матричных вычислений MatLab.

Для численных экспериментов выбран квантовый гейт NOT на цепочке кубитов. В ходе моделирования показано, что аналитические расчеты, связанные с осцилляцией Раби являются достаточно точными.

Кроме того, проведены численные эксперименты с системами размерности 2 и выше. В результате обнаружены следующие эффекты:

- появление высокочастотных колебаний при низких частотах управляющего поля;
- уменьшение амплитуды вероятности переключения при отсутствии резонанса между полем и собственной частотой переключений кубита;
- появление биений амплитуды вероятности переключения кубита при наличии межкубитного взаимодействия;
- увеличение модулирующей частоты биений при увеличении коэффициента связи кубитов;
- отсутствие изменения периода переключения при изменении размерности системы;
- отсутствие полного переключения за расчетный период при расфокусировке управляющего поля.

Обнаруженные явления могут оказать существенное влияние на точность и быстродействие квантовых компьютеров, поэтому их следует учитывать при разработке.

Рассмотренная модель не привязана к конкретной реализации квантового вычислительного устройства и является достаточно общей. Возможно также ее расширение на случай более сложных взаимодействий. Разработанная программа универсальна по отношению к различным модификациям модели квантовых вычислений.

ФОНОННЫЕ СПЕКТРЫ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИКА С ЦИЛИНДРИЧЕСКИМИ ПЛАЗМЕННЫМИ КАНАЛАМИ

В.А.Коломийцева, С.Н.Марышев, Н.С.Шевяхов*

** Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный
Ульяновский филиал института радиотехники и электроники РАН,
г. Ульяновск*

Обсуждаются дисперсионные спектры фононных мод пьезоэлектрика класса $6mm$ ($4mm$, ∞m) со сквозными цилиндрическими каналами, заполненными разреженной бесстолкновительной плазмой. Полагается, что каналы одинакового радиуса выстроены параллельно вдоль высоко симметричного направления $6(4)$ кристалла, а в поперечной плоскости распределены по системе плотной упаковки. В основу расчета положена оригинальная методика Малюжинца – Тютюкина [1], модифицированная применительно к материалам с пьезоэлектрическими свойствами.

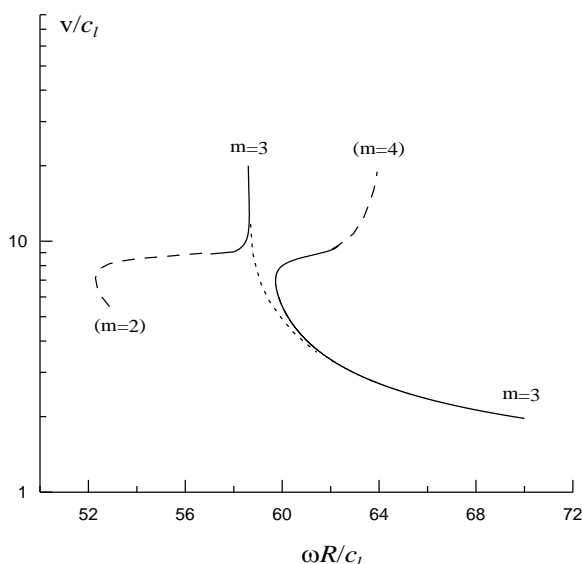


Рис. 1. Плазменная перестройка спектра быстрых мод 2→3, 3→4

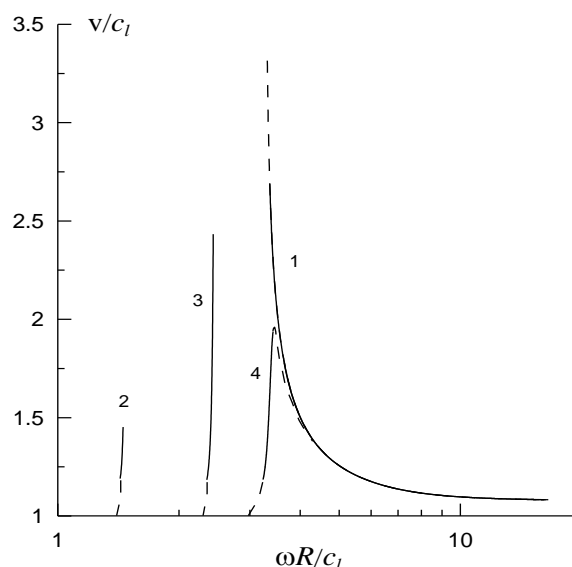


Рис. 2. Низшая "быстрая" мода 1 и участки плазменной ветви 2-4 при различных плотностях плазмы

В приближении упругой и электрической изотропии кристалла показано, что пьезоэффект вызывает сдвиг спектров "быстрых" фоновых мод в сторону высоких частот, наиболее сильно выраженный для низшей моды. Установлено также, что в результате плазменного резонанса происходит эффективная перестройка спектра "быстрых" мод высших порядков (рис. 1), сопровождающаяся появлением ниже частоты плазменного резонанса плазменной ветви фоновых мод (рис. 2), близкой в отношении дисперсионных свойств электромагнитной ТМ-волне плазменного цилиндра.

1. В.В.Тютекин // Акуст. журнал. 1956. Т. 4. № 1. С. 291-301.

ЗАКОНЫ ДИСПЕРСИИ СВЕРХРЕШЕТКИ НАНОТРУБОК В ОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Е.Н. Гришанов, В.В. Демидов

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

Многочисленные теоретические исследования [1] показывают, что под действием магнитных полей энергетический спектр, а следовательно транспортные и термодинамические свойства одиночных нанотрубок могут существенно меняться. Недавно была разработана технология создания упорядоченных сетей из нанотрубок [2]. Изучению влияния на спектральные свойства таких систем магнитного поля и взаимодействия между трубками сверхрешетки посвящена настоящая работа.

При помощи методов, предложенных в работе [3], была построена математическая модель сверхрешетки нанотрубок в магнитном поле. Для случая сверхрешетки углеродных нанотрубок хиральности (7,0) с

квадратной решеткой Браве и перпендикулярного ее плоскости магнитного поля проведен численный анализ полученного дисперсионного уравнения. Были обнаружены осцилляции Ааронова – Бома, период которых значительно меньше соответствующего периода для одиночной нанотрубки (эти осцилляции возможно наблюдать в лабораторных условиях при магнитных полях порядка 10-30 Тл). Очевидно, что для сверхрешеток, помещенных в наклонные магнитные поля, следует ожидать наложения осцилляций Ааронова – Бома двух видов: осцилляций, связанных с движением электронов по сечениям нанотрубок, и осцилляций, связанных с движением электронов по замкнутым траекториям в сверхрешетке. Амплитуда обнаруженных нами осцилляций оказалась незначительной, и полного закрытия лакуны в спектре не происходит. Это можно объяснить слабостью ковалентных связей между нанотрубками и прыжковым механизмом проводимости электронов между слоями сверхрешетки. Показано, что при полуцелых значениях потока поля через элементарную ячейку решетки Браве края запрещенной зоны спектра становятся почти плоскими, т.е. происходит разрушение симметрии структуры магнитным полем и, как следствие, сглаживаются экстремумы законов дисперсии в вершинах зоны Бриллюэна.

Работа выполнена в рамках НИР Рособразования рег. N. 1.1.04.

1. M.S. Dresselhaus. Science of Fullerenes and Carbon Nanotubes/ M.S. Dresselhaus, G. Dresselhaus, P.C. Eklund – Academic Press. – 1996. – 421 p.
2. Yu Huang, X. Duan, Q. Wei, Ch. Lieber. Directed Assembly of One-Dimensional Nanostructures into Functional Networks// Science. – Jan. 2001. – Vol. 219. – P. 630 – 633.
3. V.A. Geyler, B.S. Pavlov, I.Yu. Popov. One-Particle Spectral Problem for Superlattice with a Constant Magnetic Field// Atti Sem. Mat. Fis. Univ. Modena. – 1998. – V. XLVI. – P. 79 – 124.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ДВУСЛОЙНОГО ГРАФЕНА

В.В. Демидов, Е.Н. Гришанов

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

Благодаря появлению новых технологий получения наноматериалов был синтезирован так называемый графен [1], представляющий собой двумерную плоскую молекулу углерода. Теоретические исследования предсказывают ряд необычных свойств спектра графена ввиду его особой зонной структуры, которая в вершинах зоны Бриллюэна аналогична законам дисперсии для дираковских фермионов. Весьма примечательны свойства многослойных графеновых структур [2,3]. В двуслойном графене, к примеру, проявляются аномалии в целочисленном квантовом эффекте Холла [4].

С использованием метода точечных потенциалов нами построена явнорешаемая модель двуслойного графена, получено и численно

исследовано дисперсионное уравнение, построены сечения законов дисперсии плоскостями высокой симметрии зоны Бриллюэна. Исследовано влияние сжатия (сближения) слоев и параллельного сдвига одного слоя относительно другого на спектральные свойства графена. Показано, что сближение слоев приводит к изменению зонной структуры графена. В частности, в вершинах зоны Бриллюэна линейная зависимость энергии от импульса электрона, характерная для дираковских фермионов, трансформируется в квадратичную (двуполостный конус превращается в пару парабол, касающихся вершинами). Сильное сближение слоев (до межатомного расстояния 1,4-1,5 ангстрема) приводит к перекрытию валентной зоны и зоны проводимости, а значит к переходу полуметалл-металл. Сдвиг слоев изменяет симметрию кристаллической структуры и может привести либо к удвоению точек дираковского спектра, либо к возникновению тонких лагун между валентной зоной и зоной проводимости, либо к двукратному вырождению дисперсионных кривых на некотором подмножестве зоны Бриллюэна. Очевидно, что подобные трансформации спектра должны приводить к изменению транспортных и термодинамических свойств графена.

Работа выполнена в рамках НИР Рособразования рег. N. 1.1.04.

1. K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, et al. Room-temperature electric field effect and carrier-type inversion in graphene films // Science. – 2004. – Vol. 306. – P. 666.
2. C. Berger, Z. Song, T. Li, et al. Ultrathin Epitaxial Graphite: 2D Electron Gas Properties and a Route Toward Graphene-based Nanoelectronics // J. Phys. Chem. – 2004. – Vol. 108. – P. 19912.
3. A. K. Geim, K. S. Novoselov. The rise of graphene. Nat. Mat. – 2007. – Vol. 6. – P. 183.

ФАЗОВЫЙ КОНТРОЛЬ ДВУХФОТОННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ НУТАЦИИ В СИСТЕМЕ БИЭКСИТОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

П.И. Хаджи, В.В. Васильев

Приднестровский госуниверситет им. Т.Г. Шевченко, г. Тирасполь

Явление оптической нутации относится к явлениям когерентного взаимодействия поля с веществом и представляет собой периодическое изменение начального состояния системы под влиянием поля внешней электромагнитной волны, которое приводит к соответствующей модуляции излучения среды. В данном сообщении представлены результаты исследования явления оптической нутации в системе когерентных фотонов и биэкситонов в полупроводниках типа CuCl в условиях двухфотонного взаимодействия света с биэкситонами под действием ультракоротких импульсов лазерного излучения. Предполагается, что длительность импульсов намного меньше времени релаксации биэкситонов. Учитываются только процессы вынужденного двухфотонного излучения и поглощения света с участием биэкситонов. Ниже

детально изучен вопрос о возможности фазового контроля процесса двухфотонной нугации биэкситонов.

Используя гайзенберговские уравнения для операторов рождения фотонов и биэкситонов, нами получено нелинейное уравнение для временной эволюции плотности биэкситонов. Из точных аналитических решений полученного уравнения следует, что существуют периодические и аperiodические режимы эволюции системы. При начальной разности фаз между амплитудами материального и электромагнитного полей $\Theta_0 = \pm(2k+1)\pi/2$ ($k = 0, 1, 2, \dots$) в системе устанавливается аperiodический режим попарного превращения всех фотонов в биэкситоны. Плотность биэкситонов стремится к значению $N_0 + f_0/2$, то есть все фотоны превращаются в биэкситоны, чем процесс эволюции и завершается (f_0 и N_0 – начальные плотности фотонов и биэкситонов соответственно). Скорость роста на начальном этапе тем больше, чем больше значение f_0/N_0 . При начальной разности фаз $\Theta_0 \neq \pm(2k+1)\pi/2$ в системе устанавливается периодический режим превращения пар фотонов в биэкситоны и обратно. Амплитуда и период колебаний существенно зависят от начальной разности фаз. При фиксированных значениях f_0 и N_0 амплитуда и период колебаний плотности биэкситонов монотонно растут при изменении Θ_0 от нуля до $\pi/2$, причём при $\Theta_0 = \pm\pi/2$ период колебаний становится бесконечным (аperiodический режим). Таким образом, показано, что динамикой процесса можно управлять, меняя только лишь начальную разность фаз.

Предсказывается возможность установления особого режима эволюции системы – режима покоя – при начальной разности $\Theta_0 = \pm k\pi$ ($k = 0, 1, 2, \dots$) и при соотношении начальных плотностей $f_0 = 4N_0$. В этом случае система находится в покое, так как процессы превращения фотонов в биэкситоны и излучательной рекомбинации биэкситонов сбалансированы. Этому решению на фазовой плоскости соответствует фазовый центр.

БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКАЯ КОНДЕНСАЦИЯ АТОМОВ В ЛОВУШКАХ

О.Ф. Флорина, А.В. Коровай

Приднестровский госуниверситет им. Т. Г. Шевченко, г. Тирасполь

Если разреженный газ атомов охладить ниже определенной критической температуры T_c , то значительная часть их сконденсируется в квантовом состоянии с наименьшей энергией. Условие образования БЭК может быть выражено как ограничение на длину волны де Бройля λ атома при заданной плотности n : $n\lambda^3 > 2.61$.

В нашей работе мы рассматриваем две ямы, в которых могут локализоваться бозе – конденсированные атомы. Ямы разделены потенциальным барьером, который допускает возможность туннелирования атомов из одной ямы в другую с учетом межчастичного взаимодействия атомов.

Было показано, что в линейном пределе (без учета межчастичного взаимодействия атомов) временная эволюция системы представляет собой периодические осцилляции населенностей ям. Если расстройка резонанса Δ отлична от нуля, то только часть атомов из одной ямы за период переходят в другую яму. Доля протуннелированных атомов тем меньше, чем больше расстройка резонанса. В случае равенства нулю расстройки резонанса за один период все атомы из первой ямы полностью переходят во вторую и затем обратно в первую. Период колебаний плотности атомов в ловушках определяется константой туннелирования и расстройкой резонанса.

В нелинейном режиме (константа межчастичного взаимодействия ν отлична от нуля) единственным параметром, определяющим особенности временной эволюции системы, является параметр ν/κ (если ямы идентичны, $\Delta=0$). Если расстройка резонанса отлична от нуля, то особенности временной эволюции системы определяется двумя параметрами: ν/κ и Δ/κ . Было показано, что даже при нулевой расстройке резонанса только часть атомов из первой ямы переходит во вторую. Эволюция системы является периодической. Период и амплитуда колебаний плотности атомов в ямах существенно определяются начальными условиями. Существует бифуркационное значение параметра ν/κ , при котором резко изменяется амплитуда и период колебаний, что обусловлено характером нелинейного взаимодействия в системе: величина νn играет роль динамической расстройки, которая сложным образом изменяется со временем.

ФОТОННОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЕРИОДИЧЕСКОЙ МАГНИТОГИРОТРОПНОЙ СТРУКТУРЫ С ПРОТИВОПОЛОЖНОЙ ОРИЕНТАЦИЕЙ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ

Елисеева С.В., Степанов М.М., Семенцов Д.И.

ГОУ ВПО Ульяновский госуниверситет, г. Ульяновск

Создание управляемых искусственных фотоннокристаллических структур (ФКС) является достаточно серьезной технической проблемой, поэтому большой интерес представляют ФКС естественного происхождения. Естественными периодическими структурами являются монокристаллические пленки феррит-гранатов с полосовой доменной структурой, магнитогиротропные свойства которых делают их управляемыми внешним магнитным полем. В работе рассматривается

структура, состоящая из чередующихся плоскостойких доменов ферромагнитного диэлектрика, все слои-домены обладают одинаковыми материальными параметрами и толщиной $L_j (j=1,2)$. Два соседних домена составляют период структуры $L = L_1 + L_2$, их магнитные моменты ориентированы вдоль и против оси Z . Периодичность структуры имеет место вдоль оси Y , а волноводные моды распространяются вдоль оси X . Для выбранных системы координат и направления подмагничивающего поля отличные от нуля компоненты магнитной проницаемости равны: $\mu_{xx} = \mu_{yy} = \mu$, $\mu_{xy} = -\mu_{yx} = i\mu_a$ [1]. Тензор диэлектрической проницаемости имеет диагональный вид с компонентами ε_f .

В результате решения граничной задачи, получено дисперсионное уравнение:

$$\cos(q_{ef}L) = (1 + \gamma^2)\cos(qL) - \gamma^2 \cos(q\Delta), \quad (1)$$

где q_{ef} - эффективная (блховская) поперечная компонента волнового вектора, определяющая характер распределения поля в структуре по координате y , $\Delta = L_1 - L_2$, $\gamma = k\mu_a / q\mu$, $q = (k_0^2 \varepsilon_f \mu_{\perp} - k^2)^{1/2}$, $k_0 = \omega/c$, c - скорость света в вакууме, $\mu_{\perp} = \mu - \mu_a^2 / \mu$ - эффективная магнитная проницаемость поперечно намагниченной среды, k - константа распространения волноводной моды.

1. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 464 с. 1994.

МАТЕРИАЛЫ
МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ

ВЛИЯНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ ТОКОВЫХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА ДЕГРАДАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В СИСТЕМАХ МЕТАЛЛИЗАЦИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ. ПРОГНОЗИРОВАНИЕ КРИТИЧЕСКИХ СОСТОЯНИЙ

Скворцов А.А., Романенко И.П.

Ульяновский государственный университет

Работа посвящена рассмотрению процессов нагрева тонких проводников, а также слоев металлизации при прохождении через них одиночных токовых импульсов различной формы (длительность $\tau=10-1000$ мкс, амплитуда $j < 9 \cdot 10^{10}$ А/м²) вплоть до развития деградационных процессов (необратимое изменение свойств структуры, связанное с образованием и последующей динамикой расплавленных зон). Экспериментально и теоретически проанализированы особенности контактного плавления в тонкопленочных системах Al (толщина $h_1=5$ мкм)-металлический (Ti, Ni, Mo) или полупроводниковый (Si, Ge) подслоя ($h_2=0.1$ мкм) -кремниевая пластина ($h_3=500$ мкм) при прохождении через алюминиевую пленку одиночных прямоугольных импульсов тока амплитудой $j < 8 \cdot 10^{10}$ А/м² и длительностью 100-1000 мкс. Осциллографическим методом определены времена и скорости контактного плавления в рассматриваемых структурах.

В условиях нестационарного нагрева слоя металлизации проведен расчет термоупругих напряжений, возникающих в кремниевой подложке. Предсказано и экспериментально обнаружено образование линейных дефектов в кремнии вблизи источника термоудара. Предложена методика, позволяющая проводить диагностику контактных систем и определять их область безопасной работы.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ для молодых ученых – докторов наук МД-2675.2007.8.

Известно, что электродеградационные процессы, протекающие в изолированных проводниках, слоях металлизации и контактах металл-полупроводник, приводят к необратимому отказу полупроводниковых структур [1-4]. Подобные изменения происходят как при стационарном протекании электрического тока, так и при воздействии токовых импульсов. Более того, повышенные плотности тока в импульсных режимах работы способствуют активному дефектообразованию из-за сильных температурных градиентов, возникающих на межфазных границах и в приконтактных областях.

Несмотря на это, особенности деградационных процессов в условиях нестационарного нагрева проводящих систем рассмотрены явно недостаточно: детально не рассмотрены процессы нагрева проводников,

фольг и тонкопленочных систем в условиях импульсного токового воздействия; отсутствует анализ термоупругих напряжений при наличии локальных тепловых источников на поверхности полупроводника; практически не изучены и критические плотности тока, приводящие к генерации линейных и точечных дефектов вблизи источников термоудара. Рассмотрению подобных вопросов и посвящена настоящая работа

1. Нагрев теплоизолированного проводника токовым импульсом

Динамика нагрева проводника электрическим током определяется не только величиной тока и физическими характеристиками проводника, но и условиями отдачи тепла в окружающую среду.

Простейшим случаем с точки зрения описания процесса теплопередачи, является нагрев теплоизолированного проводника электрическим током. Этот режим соответствует тепловому режиму работы проводника, соединяющего кристалл с внешним выводом. Проводник, как правило, обладает более высокой теплопроводностью по отношению к окружающей его среде (воздух, компаунд). Выделенное джоулево тепло полностью расходуется на нагрев самого проводника, и условие теплового баланса может быть представлено очевидным уравнением:

$$I^2 R_0 (1 + \alpha \Theta) = C \gamma V d \Theta. \quad (1)$$

Здесь I -текущий по проводнику ток; V -объем проводника; $\Theta = T - T_0$; T и T_0 -текущая и начальная температура соответственно; α - температурный коэффициент сопротивления (ТКС); R_0 - сопротивление при начальной температуре; C -удельная теплоемкость; γ -плотность.

Разделяя переменные, легко получить временную зависимость изменения температуры проводника Θ , вызванную прохождением тока:

$$\Theta = \frac{1}{\alpha} \left(\exp \left[\frac{\alpha t I^2 R_0}{C \gamma V} \right] - 1 \right) = \frac{1}{\alpha} \left(\exp \left[\frac{\alpha t j^2 \rho_0}{C \gamma V} \right] - 1 \right), \quad (2)$$

где j -плотность тока; ρ_0 -начальное удельное сопротивление проводника. Как видно из выражения (2) темп нагрева теплоизолированного проводника экспоненциально зависит от времени t .

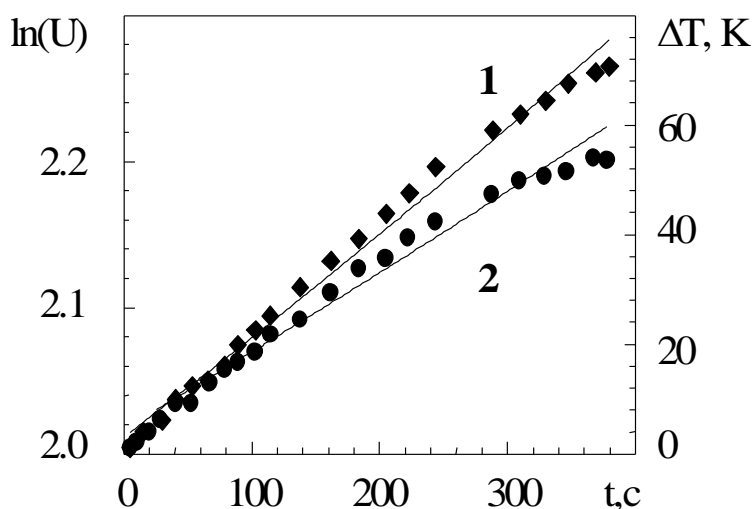
Если динамику нагрева проводника отслеживать по падению напряжения в нем при фиксированном токе то, учитывая зависимость $U = U_0 (1 + \alpha \Theta)$, из (2) можно получить:

$$U = U_0 \exp \left(\frac{\alpha j^2 \rho_0}{C \gamma} t \right), \quad (3)$$

где U_0 -падение напряжения на проводнике в момент включения токового импульса.

Сопоставление рассчитанных по (3) и экспериментальных данных приведено на рис.1 и показывает достаточно хорошее согласование для проводников находящихся в вакууме или воздухе.

Из рисунка 1 видно, что для всех образцов падение напряжения и, следовательно, температура (3) изменяется экспоненциально. Это свидетельствует о преобладании процессов накопления тепла в самом проводнике над процессом теплопередачи. Однако темп нагрева образца в воде (среда с достаточно высокой теплопроводностью) ниже, чем на воздухе, что обусловлено существенным влиянием теплоотвода.



Учет влияния окружающей среды на темп нагрева проводника электрическим током существенно изменяет зависимость $\Theta = f(t)$. Это влияние вызвано передачей тепла в окружающую среду и определяет как количественные, так и качественные характеристики $\Theta = f(t)$.

Рис.1. Динамика температуры и падения напряжения на алюминиевом проводнике в процессе прохождения импульса тока длительностью 380 мкс и амплитудой 50 А, находящегося:

1- на воздухе при нормальных условиях или в вакууме (50 Па);

2- в воде (10 МОм·см).

Диаметр и длина проводника 100 мкм и 11 мм соответственно; $T_0=273$ К. Сплошные линии – результат расчета по уравнению (1.18).

2. Импульсный токовый нагрев и тепловая деградация слоев металлизации на кремнии

Экспериментальное исследование тепловых режимов осуществлялась на системе Si-Al. В качестве полупроводниковой матрицы использовались кремниевые пластины n-типа (толщиной 450 μm и удельным сопротивлением 10 Ωcm) с напыленным алюминиевым слоем толщиной $h_1=5$ μm . Для регистрации температурных изменений в приповерхностных слоях полупроводника на поверхности кремния формировалась тестовая структура [4-6] в виде дорожки алюминиевой металлизации. Через нее пропускались прямоугольные импульсы с осциллографической регистрацией $U(t)$. Полученные таким образом

осциллограммы включения-выключения $U(t)$ через интерфейс КОП-RS232 записывались в ЭВМ. Это позволяло анализировать температурные режимы функционирования границы раздела металл-полупроводник (рис.2):

$$\Delta T(t) = T(t) - T_0 = \frac{1}{\alpha} \left(\frac{U(t)}{IR_0} - 1 \right). \quad (4)$$

Здесь $R_0 = 0.78 \Omega$ –сопротивление дорожки металлизации при $T_0=290 \text{ К}$.

Для расчета температурного поля, создаваемого прямоугольным фрагментом металлизации длиной ℓ и шириной b , использовались полученные в работе [6] уравнения, описывающие динамику $T(y,t)$ на поверхности полупроводника после включения импульса тока:

$$T(y,t) - T_0 = \frac{I^2 R}{2\pi\lambda\ell b} \left\{ \left(\frac{b}{2} - y \right) E_1 \left(\frac{(b/2 - y)^2}{4at} \right) + \left(\frac{b}{2} + y \right) E_1 \left(\frac{(b/2 + y)^2}{4at} \right) \right\} + \frac{I^2 R \sqrt{at}}{\sqrt{\pi\lambda\ell b}} \left\{ \Phi \left(\frac{b/2 - y}{\sqrt{4at}} \right) + \Phi \left(\frac{b/2 + y}{\sqrt{4at}} \right) \right\}. \quad (5)$$

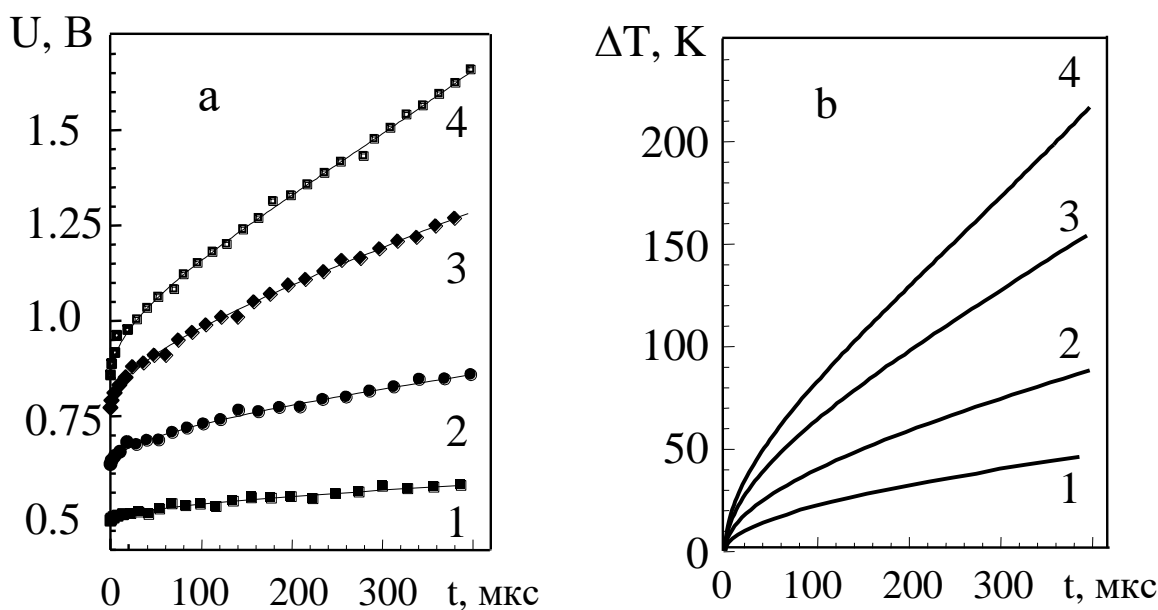


Рис.2. Осциллограммы $U(t)$ включения (а, линии – расчет по уравнению (4)), снятые с участка тестовой структуры системы Al-Si длиной 1.3 мм и динамика температуры $\Delta T(t)$ контакта металл-полупроводник (б, линии – расчет по уравнению (5)), при пропускании импульса тока длительностью 400 μs и амплитудой: **1** – $2.8 \cdot 10^{10} \text{ А/м}^2$; **2** – $3 \cdot 10^{10}$, **3** – $3.8 \cdot 10^{10}$; **4**– $4.2 \cdot 10^{10}$. Толщина пленки алюминия $h_1=5 \mu\text{м}$.

Здесь $E_1(z) = \int_z^{\infty} \frac{\exp(-\xi)}{\xi} d\xi$ – интегральная экспонента;

$\Phi(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z \exp(-\xi^2) d\xi$; координаты x, y описывают точку измерения

температуры на поверхности полупроводника, а x', y' – положение элемента поверхности металлической пленки $dx' dy'$, I, τ ($t < \tau$) – амплитуда и длительность прямоугольного импульса соответственно; R, a, λ – среднеинтегральные (по температуре) значения сопротивления дорожки металлизации, коэффициентов температуропроводности и теплопроводности кремния соответственно.

Следует подчеркнуть, что из последнего выражения, при его усреднении по y и устремлении ширины дорожки b к бесконечности, можно получить динамику температуры поверхности [6]:

$$\Delta T = T - T_0 = \frac{IU(t)}{\lambda \ell b} \sqrt{ta}. \quad (6)$$

Это соотношение целесообразно использовать в случае малых времен нагрева, либо для широких дорожек, когда размер прогреваемой области сравним с шириной тестовой структуры b . Во всем исследуемом нами интервале длительностей $\tau = (100-1000 \mu s)$ и плотностей $j = (2-8) \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$ прямоугольных токовых импульсов максимальная глубина прогрева $z_0 = \sqrt{a\tau}$ не превышала $140 \mu m$, что удовлетворяло условиям полубесконечности и позволяло использовать (3) при анализе деградационных процессов на межфазной границе полупроводник-металл.

Определяемое уравнениями (5) монотонное изменение потенциала, хорошо согласующееся с экспериментом (рис.2), резко меняется (возрастает) с началом развития деградационных процессов. Следовательно, осциллограммы $U(t)$ позволяют диагностировать не только благоприятные температурные режимы работы контакта, но и все этапы развития деградационных процессов, четко фиксируемых по характеру отклонения осциллограмм $U(t)$ от монотонной зависимости (точки на рис.3).

Результатами многочисленных экспериментов установлено, что начало деградационных процессов во всем исследуемом интервале $j = (2-8) \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$ и $\tau = (100-1000 \mu s)$ связано с контактным плавлением в системе металл-полупроводник* (вставка, рис.3), осложняемым в дальнейшем** оплавлением алюминия. При этом процесс разрушения начинается тем быстрее, чем больше плотность тока.

Если начало разрушения (подстрочный индекс «к») связывать с моментом отклонения потенциала $U(t)$ от монотонного роста (вставка рис.3), то, используя серию осциллограмм, можно определить область

* Начальная температура контактного плавления связана с эвтектической температурой, которая для системы Al-Si соответствует $T_e = 850 \text{ K}$ [7].

**Если температура достигает температуры плавления слоя металлизации.

безопасной работы контакта, ограниченной сверху штрих-пунктирной линией на рис.3:

$$U_{ki} = \frac{\lambda b \ell}{\sqrt{a}} \frac{\Delta T_k}{I_i \sqrt{\tau}} = \frac{\gamma}{I_i} \cdot \frac{1}{\sqrt{\tau_i}} \quad (7)$$

Здесь $\Delta T_k = T_e - T_0$, а взаимно связанные значения U_{ki} , I_i и τ_i обозначены подстрочным индексом «i», соответствующим моменту разрушения структуры (рис.3).

Эта область определяется параметром

$$\gamma = \frac{\lambda b \ell}{\sqrt{a}} \Delta T_k = U_{ki} \cdot I_i \sqrt{\tau_i} = P_{ki} \sqrt{\tau_i}, \quad (8)$$

являющимся аналогом обобщенной переменной в задачах теплопроводности [8]. Численное значение обобщенного параметра γ , соответствует наклону прямой (рис.4), построенной в координатах $(I_i \cdot U_{ki}) = f(\tau^{-0.5})$, и служит критерием деградационной стойкости слоев металлизации.

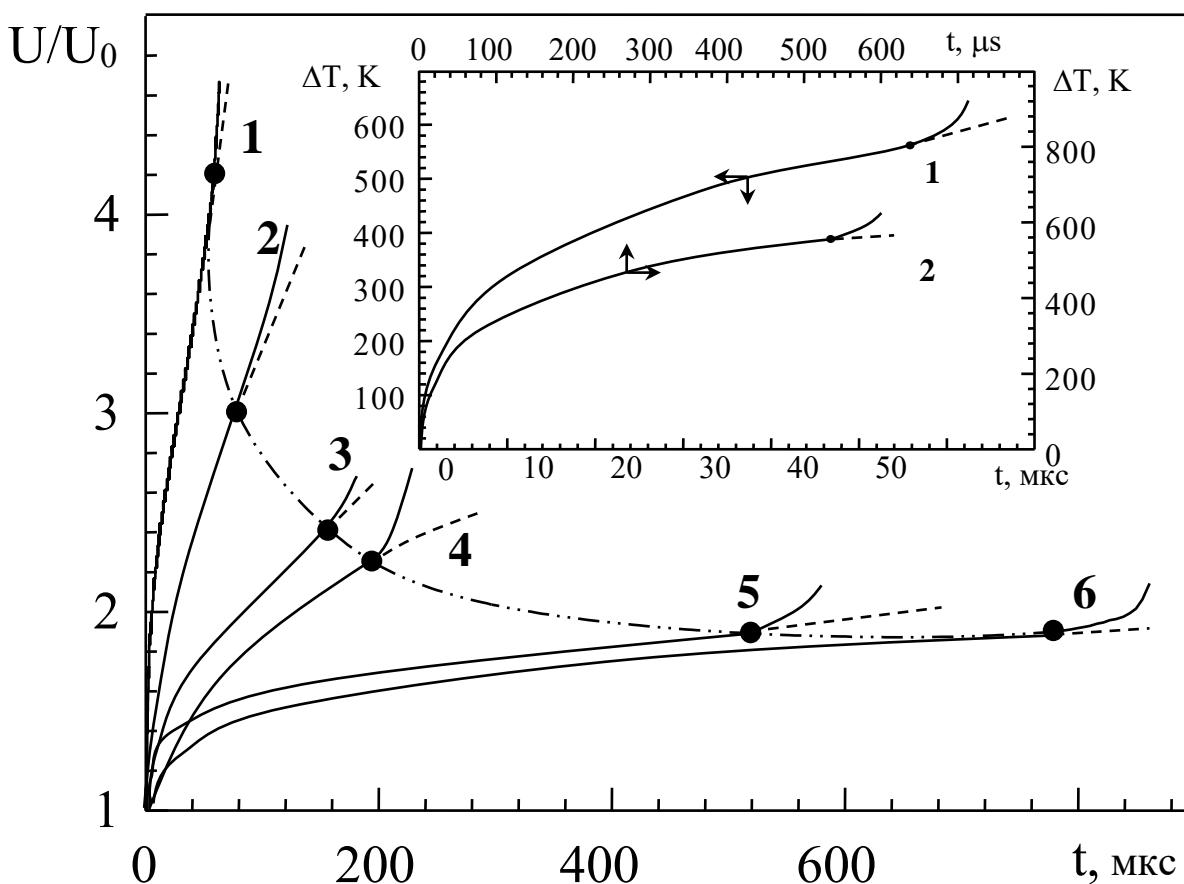


Рис.2. Вид осциллограмм включения, сопровождающих деградационные процессы в системе Al-Si, при прохождении через структуру одиночного токового импульса амплитудой: 1- $j=8.8 \cdot 10^{10}$ А/м²; 2- $8.6 \cdot 10^{10}$; 3- $8.2 \cdot 10^{10}$; 4- $6.7 \cdot 10^{10}$; 5- $6.6 \cdot 10^{10}$; 6- $6.1 \cdot 10^{10}$. На вставке: динамика температуры $\Delta T(t) = T - T_0$ на поверхности кремния при прохождении одиночного токового импульса амплитудой: 1- $j=8.8 \cdot 10^{10}$ А/м²; 2- $6.6 \cdot 10^{10}$.

Сопоставление результатов эксперимента (рис.4) с уравнением (7) позволяет, с учетом литературных данных для α и λ [9,10], оценить температуру ΔT_k , отвечающую за начало необратимых изменений в контактной паре Al-Si при импульсном воздействии тока. Расчеты показывают, что ΔT_k соответствует эвтектическому плавлению компонентов в зоне контакта, что определяет постоянство $\gamma = 5.7 (BA\sqrt{c})$. Следовательно, если комбинация определяющих γ параметров ($\tau_i=85-1000$ мкс и, соответственно, $Q_{ki}=P_{ki}\tau_i=\gamma\sqrt{\tau_i}=50-170$ мДж) достигает приведенного здесь значения γ , то в рассматриваемой системе начинают развиваться необратимые деградиционные процессы.

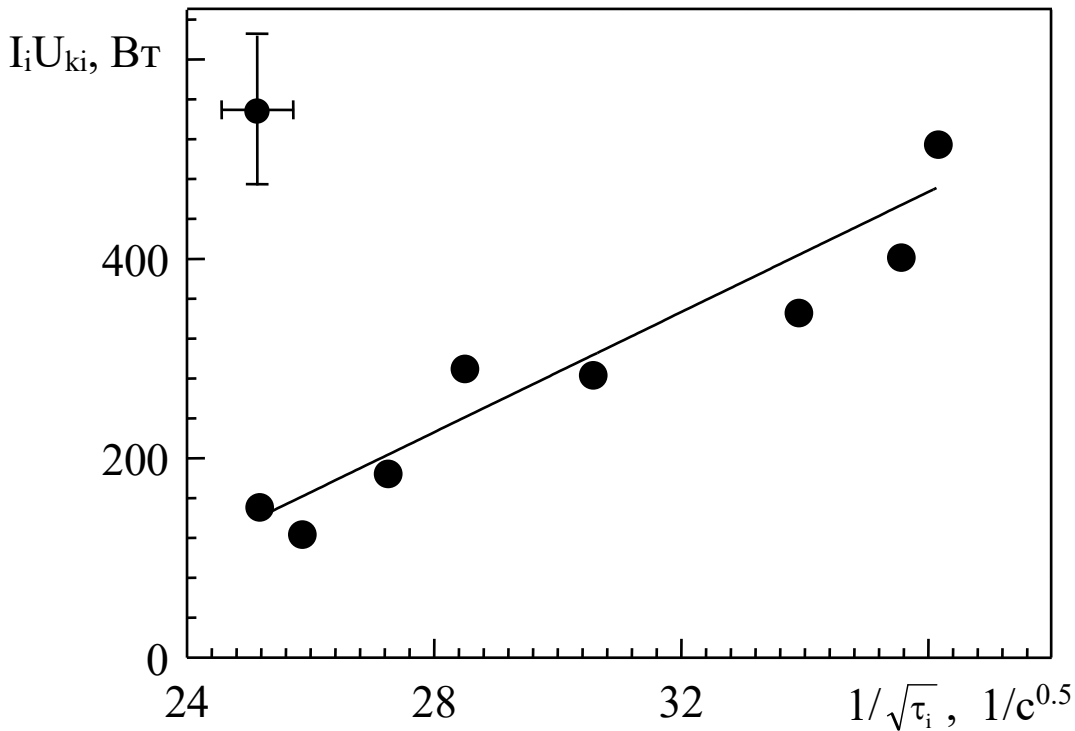


Рис.3. Зависимость критических значений $I_i U_{ki}$ от длительности импульса τ_i .

Для оценки температурного профиля поверхности кристалла, в различные моменты прохождения токового импульса, мы использовали уравнения 2 и 3. Основные результаты этих расчетов представлены на рис.4. Они свидетельствуют, что тепловой удар на поверхности кремния приводит к образованию значительных температурных градиентов, следовательно, и механических напряжений, (10^6 К/м), локализованных в пределах $\pm 150 \mu\text{m}$ от центра дорожки металлизации.

В основе анализа термоупругих напряжений в Si лежало уравнение [11]

$$\sigma_{ik} = -K\beta\{T(y,t) - T_0\}\delta_{ik}, \quad (9)$$

где σ_{ik} – тензор напряжений, Па; $K=9.88 \cdot 10^{10}$ Па – модуль всестороннего сжатия [11]; $\beta=2.33 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ – коэффициент теплового расширения [11]; δ_{ik} – тензор Кронекера. Согласно его с результатами эксперимента (рис.3),

можно оценить уровень механических напряжений в поверхностных слоях кремния, возникающих при термоударе. Эти напряжения, исходя из согласованных с экспериментом расчетов, превышают модуль сдвига кремния ($7.55 \cdot 10^{11}$ Па [12]) в 3 раза и более чем на 2 порядка напряжения Пайерлса. Поэтому при достижении температуры пластического течения следует ожидать не только активного образования, но и перемещения образующихся дислокационных петель вблизи источника термоудара.

Проведенные нами металлографические исследования выявили дислокационные ямки травления вблизи границ алюминиевой металлизации* после удаления Al^ℓ в растворах ортофосфорной кислоты. Выявление дислокационной структуры осуществлялось с помощью стандартного СР-травителя.

Установлено, что активное дефектообразование происходит даже после прохождения одиночного токового импульса амплитудой $j=8,5 \cdot 10^{10}$ А/м² и длительностью $\tau=100$ мкс. При этом характер распределения дислокационных ямок травления отчетливо указывает на транспорт дислокаций, анализ которого, к сожалению, существенно затруднен из-за быстротечности процесса и сложности температурного профиля.

Наибольшее число дислокаций, возникающих в процессе термоудара, локализуется в областях $y = \pm \frac{b}{2}$ с максимальными перепадами температур. Их плотность N_d на 3-4 порядка превосходит плотность дислокаций исходного кремния N_{d0} . Поэтому последующая оценка N_d всегда проводилась непосредственно у границы тестовой структуры.

Дефектность полупроводниковых структур во многом определяется энергией

$$Q = I \cdot \frac{1}{\tau} \cdot \int_0^{\tau} U(t) dt \quad (10)$$

проходящего через структуру токового импульса. Для вскрытия этой закономерности через приготовленные тестовые структуры однократно пропускался контролируемый токовый импульс с регистрацией потенциала $U(t)$. После выявления дислокаций строилась зависимость $N_d - N_{d0} = f(Q)$. Отличительной особенностью приведенных данных (а, рис.б) является пороговый характер образования дислокаций с критическим значением $Q_k=90$ мДж, соответствующим амплитуде токового импульса $j_i=8,5 \cdot 10^{10}$ А/м². Полученное значение хорошо согласуется с полученной ранее величиной Q_{ki} для данной плотности тока и определяет развитие

* Непосредственно под слоем металлизации дислокационные ямки травления не фиксировались.

деградационных процессов на границе раздела металл-полупроводник при достижении температуры пластического течения Si.

При анализе влияния длительности импульса на процесс развития дефектообразования, нами варьировалась только величина τ , при фиксированной j . Поскольку перепад температур квадратично зависит от времени прохождения импульса, то с учетом (6) следует ожидать корневой зависимости плотности зарождающихся дислокаций от длительности импульса. Это подтверждается экспериментальными данными для рассматриваемой системы (b, рис.4). Более того, варьирование величиной

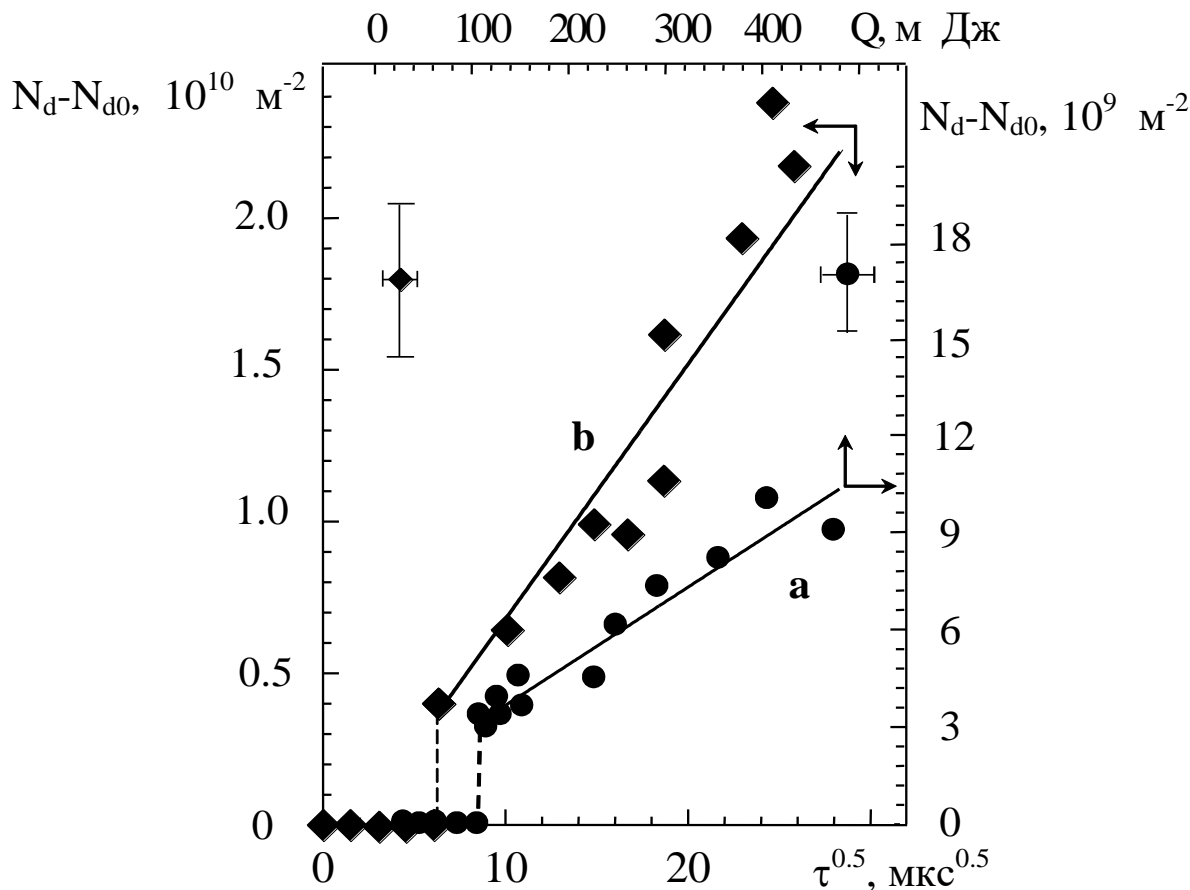


Рис.4. Зависимость плотности дислокаций от энергии электрического импульса (a) при $\tau=150 \mu\text{s}$, $N_{d0}=5 \cdot 10^8 \text{ m}^{-2}$ и от длительности одиночного токового импульса (b) $I=37 \text{ A}$; $j=8.8 \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$; $N_{d0}=8 \cdot 10^8 \text{ m}^{-2}$.

τ , при неизменности остальных параметров, приводит к критическому значению $Q_k=80 \text{ мДж}$, также хорошо согласующемуся с полученными ранее пороговыми значениями Q_{ki} .

Таким образом, в работе проведено исследование деградационных процессов в контактной системе металл-полупроводник и дефектообразования в приконтактных областях полупроводника. Показано, что активная пластификация поверхностных слоев кремния вблизи источника термоудара может начинаться при прохождении

одиноким токовым импульсом длительностью $\tau_i \geq 100$ мкс и амплитудой $j_i \geq 8,5 \cdot 10^{10}$ А/м². Экспериментально проанализированы режимы генерации структурных дефектов, обнаружен пороговый характер этого процесса: наиболее активное дефектообразование соответствует достижению температуры пластического течения кремния и протеканию необратимых деградиационных процессов в контактной системе Al-Si.

Полученные результаты позволяют проводить четкую диагностику контактных систем и определять их область безопасной работы, а образующаяся в результате воздействий дефектная структура нуждается в более полном и всестороннем изучении.

ЛИТЕРАТУРА

1. Федотов А.Я., Щука А.А. Паллиатива или альтернатива? (О перспективах развития микроэлектроники). В кн.: Микроэлектроника и полупроводниковые приборы. М.: Радио и связь. Вып.10. 1989. С.17-23.
2. Wayner P. Silicon in reverse. //Byte. 1994. №8. P.67-74.
3. Мильвидский М.Г. Полупроводниковый кремний на пороге XXI века. //Известия ВУЗов. Материалы электронной техники. №1. 2000. С.4-14.
4. Орлов А.М., Костишко Б.М., Скворцов А.А. Разрушение многослойных тонкопленочных структур в импульсном токовом режиме. //Известия РАН. Неорганические материалы. Т.31. №5. 1995. С.668-672.
5. Скворцов А.А., Орлов А.М., Саланов А.А. Деградиационные процессы в системе алюминий-кремний при импульсных электрических воздействиях. //Письма в ЖТФ. 2001. Т.27. Вып.19. С.76-84.
6. Орлов А.М., Скворцов А.А., Литвиненко О.В. Генерация изгибных колебаний полупроводниковых пластин локальными тепловыми источниками. //ЖТФ. 2003. Т.73. №6. С.78-81.
7. Глазов В.М., Земсков В.С. Физико-химические основы легирования полупроводников. //М.: Наука. 1967. 371 с.
8. Коренев Б.Г. Задачи теплопроводности и термоупругости: решения в Бесселевых функциях. М.: Изд.-во физ.-мат. лит. 1980. 400 с.
9. Физические величины. Справочник. Под. ред. Григорьева И.С., Мейлихова Е.З. //М.: Энергоатомиздат. 1991. 1232 с.
10. Охотин А.С., Пушкарский А.С., Горбачев В.В. Теплофизические свойства полупроводников. //М.: Атомиздат. 1972. 187 с.
11. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. М.: Наука, 1987. 248 с.
12. Фридель Ж. Дислокации. М.: Мир. 1967. 626 с.

ПСЕВДОСИММЕТРИЯ И ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ В КРИСТАЛЛАХ

М.О. Марычев, В.А. Иванов, Е.В. Чупрунов

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

Несмотря на значительные успехи, достигнутые в области нелинейной оптики, не до конца ясным остаётся фундаментальный вопрос о взаимосвязи нелинейно-оптических свойств кристаллов и их структурных особенностей. Это обусловлено следующими основными причинами: сложностью объектов исследования (кристаллы – системы с огромным числом взаимодействующих структурных единиц), несовершенством моделей расчёта нелинейно-оптических параметров материалов, недостатком прецизионных структурных данных для многих кристаллов, экспериментальными трудностями исследования нелинейно-оптических свойств. С другой стороны, исследование этого вопроса имеет и важное прикладное значение, поскольку позволяет с использованием широко известных банков кристаллографических данных проводить целенаправленный поиск таких кристаллических материалов, структурные данные которых могут предполагать наличие необходимых для приложений нелинейно-оптические характеристик.

Целью исследований, проводимых в последние годы коллективом авторов на кафедре кристаллографии и экспериментальной физики Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского (ННГУ) и в Научно-образовательном центре «Физика твердотельных наноструктур» ННГУ, является исследование взаимосвязи нелинейно-оптических свойств (эффекта генерации второй оптической гармоники) кристаллов с их структурными и псевдосимметрическими особенностями [1-8]. Квадратичная нелинейная восприимчивость кристалла определяет эффект генерации второй оптической гармоники и является структурно- и симметрично-чувствительным свойством кристалла. Практическая значимость нелинейно-оптических кристаллов также делает актуальным исследование данного вопроса. В кристаллографических банках данных накоплена информация о структурах десятков тысяч кристаллов. В то же время, метод прямого экспериментального определения материальных констант, и, в частности, нелинейной восприимчивости, в общем случае неудобен. Для этого многие кристаллы требуют разработки специальных методик и подбора условий выращивания их в виде достаточно крупных монокристаллических образцов, что не всегда возможно. Поэтому

представляет интерес выявление наиболее общих закономерностей, связывающих нелинейно-оптические характеристики кристаллов с их структурными особенностями, оцениваемыми на уровне симметрии. Обнаружение закономерностей такого рода позволило бы проводить целенаправленный поиск практически важных кристаллов с привлечением кристаллографических банков структурных данных, избегая тем самым хотя бы некоторых недостатков, свойственных экспериментальному поиску методом проб и ошибок.

Не претендуя на строгость, поясним суть эффекта генерации второй оптической гармоники. Под воздействием световых волн высокой интенсивности оптические характеристики среды проявляют нелинейную зависимость от напряженности поля световой волны, в связи с чем в среде возникают нелинейно-оптические явления. Одно из таких явлений – возбуждение второй оптической гармоники – состоит в том, что при попадании в среду первичной световой волны в ней генерируется световая волна с удвоенной частотой. Степень трансформации первичной световой волны во вторичную зависит, в частности, от квадратичной нелинейной восприимчивости среды. Наличие данного свойства зависит от симметричных особенностей среды.

При слабых воздействиях на среду поляризация P среды описывается следующим выражением (опускаем тензорные индексы, что несущественно в данном случае):

$$P = P_0 + \chi_0 E, \quad (1)$$

где E – напряженность электрического поля в среде, χ_0 – линейная восприимчивость среды, P_0 – поляризация среды в отсутствие поля E (спонтанная поляризация).

В случае достаточно большой напряженности поля световой волны, обеспечиваемой обычно лазером, выражение для поляризации

$$P = P_0 + \chi_0 E + \chi^{(2)} E^2 + \dots \quad (2)$$

становится нелинейным. При этом для описания поляризации среды необходимо использовать наряду с линейной восприимчивостью χ_0 дополнительные материальные параметры ($\chi^{(2)}, \chi^{(3)}, \dots$), называемые нелинейными восприимчивостями.

Внешнее воздействие в поле плоской световой волны меняется во времени следующим образом:

$$E = E_0 \cos(\omega t + kx). \quad (3)$$

Подставляя (3) в (2), получаем выражение (4):

$$\begin{aligned} P(x,t) &= P_0 + \chi_0 E_0 \cos(\omega t + kx) + \chi^{(2)} E_0^2 \cos^2(\omega t + kx) + \dots = \\ &= P_0 + \chi_0 E_0 \cos(\omega t + kx) + \chi^{(2)} (E_0^2/2) (1 + \cos(2\omega t + 2kx)) + \dots = \\ &= P_0 + \chi_0 E_0 \cos(\omega t + kx) + \chi^{(2)} (E_0^2/2) + \chi^{(2)} (E_0^2/2) \cos(2\omega t + 2kx) + \dots \quad (4) \end{aligned}$$

Отсюда видно, что первое и третье слагаемые не меняются во времени (эффект, связанный с третьим слагаемым, называется оптическим

детектированием); второе повторяет изменение внешнего воздействия (волна поляризации на частоте первичной волны); четвертое меняется во времени с частотой 2ω и называется волной поляризации на удвоенной частоте. Эта волна приводит к возбуждению световой волны, называемой второй оптической гармоникой. Коэффициент $\chi^{(2)}$, являющийся материальным параметром среды, называется её квадратичной нелинейной восприимчивостью.

Известно, что квадратичная нелинейная восприимчивость может быть не равна нулю только в кристаллах, не обладающих центром инверсии, и должна быть равна нулю для centrosymmetric кристаллов.

Рассмотрим, почему вторая гармоника не генерируется в кристаллах, обладающих центром инверсии. Ограничимся в выражении для поляризации линейным и квадратичным слагаемыми:

$$P = \chi_0 E + \chi^{(2)} E^2. \quad (5)$$

Проведем операцию инверсии: $E \rightarrow -E$. Тогда $P' = P(-E) = \chi_0(-E) + \chi^{(2)} E^2$. С другой стороны, должно быть $P' = -P$. Отсюда получаем, что $2\chi^{(2)} E^2 = 0$, и, следовательно, $\chi^{(2)} = 0$.

Итак, необходимым условием генерации второй гармоники в объёме среды является отсутствие центра инверсии кристаллической структуры. При отклонениях от centrosymmetry симметричный запрет на генерацию второй гармоники отсутствует. В этом случае можно предположить, что значение нелинейной восприимчивости второго порядка будет зависеть от степени инвариантности кристаллической структуры относительно операции инверсии.

Оценка степени инвариантности кристаллической структуры относительно операции инверсии непосредственно связана с явлением псевдосимметрии кристаллов [9, 10], когда значительная часть атомной структуры инвариантна относительно изометрических операций, не содержащихся в пространственной или точечной группе симметрии кристалла. При этом структура в целом относительно таких операций обладает высокой степенью инвариантности, но не строгой симметрией.

Количественно псевдосимметрию конкретного кристалла можно охарактеризовать величиной степени инвариантности относительно заданных операций симметрии, используя функционал [9, 10]:

$$\eta_i = \frac{\int_V \rho(\vec{r}) \cdot \rho'(\vec{r}) \cdot dV}{\int_V \rho^2(\vec{r}) \cdot dV}, \quad (6)$$

где $\rho(\vec{r})$ – функция электронной плотности, $\rho'(\vec{r})$ – функция электронной плотности, преобразованная в соответствии с операцией симметрии \hat{t} , V – объём элементарной ячейки кристалла.

Согласно определению (6), максимальное значение степени псевдосимметрии равно единице, причём тогда и только тогда, когда операция \hat{t} принадлежит группе симметрии исследуемой структуры. В остальных случаях степень инвариантности структуры меньше единицы, но может от единицы отличаться достаточно мало.

Таким образом, мы имеем инструмент для количественной оценки симметрии кристаллов, в нашем случае – псевдосимметрии кристаллической структуры по отношению к операции инверсии.

Структуру многих кристаллов можно изменять путём изменения их состава или путём приложения к ним внешних воздействий, при этом многие физические свойства кристаллов испытывают заметные изменения. В частности, таким образом можно варьировать и нелинейно-оптические свойства. Оценив количественно степень отклонения структуры кристалла от centrosymmetricного состояния, и измеряя его квадратичную нелинейную восприимчивость (или вычисляя её на основе известных моделей), мы можем для ряда кристаллических составов проследить взаимосвязь этих двух величин. Например, кристалл может иметь высокую степень инвариантности по отношению к операции инверсии (псевдосимметрию), в случае чего можно ожидать, что при небольшом увеличении асимметрии квадратичная нелинейная восприимчивость кристалла также будет возрастать.

В заключение заметим, что симметрия, как геометрическая характеристика физических систем, в общем случае может определять лишь необходимые условия существования тех или иных физических свойств. Симметрические особенности, такие как псевдосимметрия, не могут полностью определять физические свойства кристаллов, и применение такого анализа оправдано лишь совместно с привлечением физических моделей явлений. Тем не менее, применение количественных методов оценки структурных особенностей, определяющих симметрию (псевдосимметрию) кристаллической структуры в целом или отдельных её фрагментов (например, подрешёток), и исследование взаимосвязи псевдосимметрии структуры с соответствующими структурно- и симметрично-чувствительными свойствами кристаллов позволяют полнее анализировать структурные данные и прогнозировать их влияние на соответствующие физические свойства кристаллов.

1. Иванов Н.Ю., Марычев М.О. Моделирование возбуждения второй гармоники на порошковом образце нелинейно-оптического материала //Сборник «Структура и свойства твёрдых тел». Вып.9. изд-во ННГУ, Н.Новгород. 2005. С. 74-80.
2. Иванов Н.Ю., Марычев М.О., Иванов В.А. Исследование связи нелинейной восприимчивости второго порядка соединений классов ниобата стронция-бария и титанилфосфата калия со степенью псевдоинверсии их кристаллических структур //Сборник «Структура и свойства твердых тел». Вып.9. изд-во ННГУ, Н.Новгород. 2005. С. 81-86.

3. Иванов В.А., Бурдов В.А., Иванов Н.Ю., Марычев М.О., Чупрунов Е.В. О нелинейно-оптических свойствах кристаллов и псевдосимметрии /Материалы V Международной научно-технической конференции «Электроника и информатика - 2005», Зеленоград, 23-25 ноября 2005 г., Часть 1, М.: МИЭТ. 2005. С. 251.
4. Е.В. Алексеев, Е.В. Сулейманов, Е.В. Чупрунов, М.О. Марычев, В.А. Иванов, Г.К. Фукин. Кристаллическая структура и некоторые нелинейные оптические свойства соединения $K_2UO_2(SO_4)_2 \cdot 2H_2O$ при температуре 293 К //Кристаллография. - 2006. - Т.51, №1. - С.36-40. Пер. на англ. см. //Crystallography Reports. - 2006. V.51, No.1. - P.29-33.
5. В.А. Иванов, В.А. Бурдов, Н.Ю. Иванов, М.О. Марычев, М.А. Фаддеев, Е.В. Чупрунов. О зависимости интенсивности второй гармоники, возбуждаемой в нелинейно-оптическом кристалле, от его структурных и симметричных особенностей /IV Национальная кристаллохимическая конференция. Черногоровка. 26-30 июня 2006 г. Сб. тезисов докладов. доклад С4-13. С.288-289.
6. В.А. Иванов, М.О. Марычев, Е.В. Чупрунов. Интенсивность второй гармоники в кристаллах ниобата стронция-бария и титанилфосфата калия и их симметричные особенности /Тезисы докладов конференции «Структура и свойства твёрдых тел», 30-31 октября 2006 г., Нижний Новгород. – С.25-27.
7. В.А. Иванов, Н.Ю. Иванов, Н.В. Сомов, М.О. Марычев, Е.В. Чупрунов. Псевдосимметрия структурных фрагментов и её использование для анализа физических свойств кристаллов /Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. Серия Физика твёрдого тела. Выпуск 1(9). XXIV научные чтения им. акад. Н.В. Белова. 19-20 декабря 2005 г. – Нижний Новгород: Изд-во ННГУ, 2006. – С.89-94.
8. Е.В. Чупрунов, В.А. Иванов, В.А. Бурдов, М.О. Марычев, Д.Н. Титаев, М.А. Фаддеев. О влиянии структурных и симметричных особенностей кристаллов титанил-фосфата калия с различной степенью легирования ниобием, сурьмой и цирконием на интенсивность возбуждаемой в них второй гармоники //Кристаллография. В печати.
9. Чупрунов Е.В., Солдатов Е.А., Тархова Т.Н. // Кристаллография. 1988. Т. 33. № 3. С. 759.
10. E.V. Chuprunov. Fedorov Pseudosymmetry of Crystals: Review // Crystallography Reports, Vol. 52, No.1, 2007. p. 1.

МОДИФИКАЦИЯ СВОЙСТВ ОКСИДНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ ИОННЫМ ОБЛУЧЕНИЕМ

О.Н. Горшков

*Научно-исследовательский физико-технический институт
Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского*

Целенаправленная модификация свойств твердых тел ионным облучением является перспективным направлением современного материаловедения. Ионная имплантация нашла широкое применение для модификации свойств ионных кристаллов, полупроводников и металлов.

Радиационные эффекты в оксидах оказались изученными в меньшей степени. В первых работах, посвященных модификации свойств оксидов ионным облучением, рассматривались в основном вопросы распыления поверхности этих материалов, изменения структуры и атомного состава облучаемого слоя, а также изменения их оптических и электрических характеристик.

В последние годы ионная имплантация получила новый импульс развития, зарекомендовав себя как эффективный метод формирования наноструктурированных материалов. К настоящему времени выполнено значительное количество исследований по формированию наноразмерных металлических и полупроводниковых включений в диэлектрических матрицах при имплантации соответствующих примесных атомов. Ионное облучение является также эффективным методом изменения свойств отдельных нанокластеров. Исследования оптических спектров пропускания стабилизированного диоксида циркония (СДЦ), облученного ионами водорода и гелия показали, что возможен и другой механизм формирования металлических нанокластеров (циркония) в этом материале, связанный с выходом из него ионов кислорода в процессе облучения. Было обнаружено, что наличие нанокластеров циркония в тонких пленках СДЦ приводит не только к изменению их оптических характеристик, но и к изменению электронных свойств. При изучении электронного транспорта через наноструктурированные пленки обнаружены эффекты кулоновской блокады и резонансного туннелирования электронов, что свидетельствует о том, что такие материалы могут быть использованы для создания одноэлектронных устройств.

Ионная имплантация является одним из эффективных методов изготовления планарных волноводов. Увеличение показателя преломления волноводной (облученной) области обусловлено как нарушениями в

структуре материала, так и его легированием. В настоящее время ведутся исследования по изучению механизмов формирования волноводных структур в различных оптических материалах при ионном облучении. Выполненные нами исследования показывают, что значения наведенного показателя преломления, например, в приповерхностном слое вольфрам-теллуридного стекла при использовании метода ионной имплантации являются достаточными для формирования планарных волноводов в этом стекле. Создание таких волноводов может оказаться перспективным для формирования устройств интегральной оптики и оптоэлектроники.

В последнее время возрастает интерес к созданию лазерных систем прямой оптической связи между спутниками, космическими станциями, ракетами и т.д., находящимися в открытом космосе и испытывающими радиационное воздействие со стороны космического излучения. Поэтому исследование радиационной стойкости многофункциональных оптических материалов, активных и пассивных планарных структур и устройств на их основе при воздействии лазерного, ионного и электронного облучения также является актуальной задачей.

Нами изучено влияние облучения протонами и ионами гелия на фотолюминесценцию в фосфатных пленках, легированных эрбием и иттербием. Показано, что в случае облучения ионами гелия уменьшение интенсивности фотолюминесценции ионов эрбия происходит за счет разрушения излучающих центров. В случае облучения протонами это уменьшение происходит более эффективно и связано с формированием безызлучательных каналов релаксации электронных возбуждений, обусловленных образованием гидроксильных ОН-групп в исследуемом материале.

Приведенные выше примеры показывают, что модификация свойств оксидных материалов ионным облучением была и остается важным направлением современного материаловедения.

МОДЕЛЬ ДИСЛОКАЦИОННОГО РОСТА КРИСТАЛЛА И ЕЕ ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ФОРМИРОВАНИЯ ЗОНАРНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРИМЕСИ

С. С. Гуськов, М. А. Фаддеев

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

Существующие в настоящее время теории роста кристаллов обладают рядом существенных недостатков. Даже для простейших однокомпонентных систем эти теории способны описать лишь «экстремальные» механизмы роста (нормальный, зародышевый, спиральный) в отдельности. Трудности теоретического описания кинетики роста сложных многокомпонентных систем в широком интервале значений внешних условий привели к развитию прямого моделирования роста кристалла с помощью одного из вариантов метода Монте-Карло.

В данной работе предложен оригинальный алгоритм стохастического моделирования роста двухкомпонентного (основное вещество и примесь) кристалла. В зависимости от параметров модели осуществляется ярко выраженные послойный и нормальный, а также промежуточные механизмы роста грани. Нормальный механизм соответствует значениям энергии связи и температуры, характерным для роста металлических и полупроводниковых кристаллов из расплава, а послойный механизм – значениям параметров роста ионных кристаллов из раствора. Предусмотрена реализация послойного роста путем образования двумерных зародышей, путем движения ступени или за счет выхода на поверхность грани одной или нескольких винтовых дислокаций. В последнем случае наблюдается слоисто-спиральный рост. Полученные с использованием предложенной модели зависимости нормальной скорости роста грани R от пересыщения σ хорошо аппроксимируются известными из теории функциями [1]: линейной для любых σ при нормальном механизме роста; параболической при низких σ и линейной при высоких σ при дислокационном механизме роста; экспоненциальной при образовании двумерных зародышей.

Разработанная модель роста позволяет объяснить формирование квазипериодической зонарной микроструктуры, характерной как для естественных минералов, так и для кристаллов, выращенных из расплава и раствора. Показана возможность применения модели для исследования условий возникновения зонарности и расчета ее характеристик на примере

кристаллов KDP, по зонарной структуре которого имеется весьма представительный экспериментальный материал.

1. *Портнов В.Н., Чупрунов Е.В.* Возникновение и рост кристаллов – М.: Физматлит, 2006, 328 с.

МОРФОЛОГИЯ ПОВЕРХНОСТИ И СТРУКТУРА СЛОЕВ ГЕРМАНИЯ НА САПФИРЕ, ПОЛУЧЕННЫЕ РАЗЛОЖЕНИЕМ ГЕРМАНА В ВАКУУМЕ

*Денисов С.А., Шенгуров В.Г., Чалков В.Ю., Светлов С.П.,
Круглова М.В.^{b)}, Сипрова С.В.^{b)}*

*Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, Н.Новгород
^{b)} Научно образовательный центр “Физика твердотельных
наноструктур”, Нижегородский госуниверситет им.Н.И.Лобачевского,
Н.Новгород*

Ранее [1] нами было исследовано влияние температуры роста на кристаллическую структуру и морфологию поверхности слоев кремния на сапфире (КНС). Эпитаксиальные слои хорошего качества были выращены методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии в интервале температур 550 - 850°C. Однако по некоторым параметрам кремний уступает германию, обладающему такими преимуществами, как более высокая подвижность носителей заряда, более близкий к сапфиру коэффициент линейного расширения и другими.

Целью данной работы являлось исследование влияние параметров роста пленок германия на сапфире на их кристаллическую структуру и морфологию поверхности слоев.

Выращивание слоев германия осуществляли в высоковакуумной установке МЛЭ в среде германа (GeH₄). Герман разлагается на поверхности роста с выделением атомарного германия. Использовали подложки сапфира с ориентацией (1 $\bar{1}$ 02). Структуру слоев и морфологию поверхности исследовали методами электронографии и атомно-силовой микроскопии.

Были выращены монокристаллические слои германия на сапфире толщиной 0,1 мкм в интервале температур роста 500 - 700°C при давлении германа 1,5·10⁻³ Торр. Установлено, что наиболее совершенные по структуре слои германия растут при температуре 600°C. Увеличение давления газ-источника до 3·10⁻³ Торр приводит к ухудшению структуры. Морфология поверхности также как и в росте КНС-структур зависит от температуры роста и становится более гладкой с понижением температуры. Следует отметить, что в отличие от структур КНС, поверхность пленки германия более гладкая.

Работа выполнена при частичной поддержке НОЦ «Физика твердотельных наноструктур» по программе BRNE фонда CRDF и Минобрнауки РФ.

[1] С.А. Денисов, С.П. Светлов, В.Ю. Чалков, В.Г. Шенгуров и др. "Структурное совершенство гетероэпитаксиальных слоев кремния на сапфире, выращенных методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии" // Неорганические материалы 2007, т.43, № 4, с.391-398.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ P-N-P-N-СТРУКТУРЫ НА БЫСТРОДЕЙСТВИЕ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ ТИРИСТОРОВ

Гейфман Е.М., Гришанин А.В.

ОАО «Электровыпрямитель», г. Саранск

Основной тенденцией развития силовых полупроводниковых приборов является увеличение коммутируемой мощности при сохранении высокого быстродействия. Улучшение динамических параметров тиристора и расширение его частотного диапазона работы можно достичь путем снижения времени выключения t_q . Поэтому одной из актуальных задач в области проектирования силовых тиристорov является совершенствование конструкций с целью создания высоковольтного быстродействующего тиристора с малым временем выключения.

Известно, что значение времени выключения t_q определяется геометрическими размерами р-п-р-п-структуры тиристора: во-первых, толщиной структуры, выбор которой осуществляется исходя из размеров низкоомной п-базы, а также глубин залегания анодного эмиттерного и коллекторного р-п-переходов; во-вторых, диаметром шунтов катодного эмиттера и их плотностью расположения.

Методами математического моделирования авторами проведен численный анализ влияния геометрических размеров р-п-р-п-структуры на время выключения тиристора. Моделирование проводилось для высоковольтного быстродействующего тиристора диаметром полупроводникового элемента $\varnothing 56$ мм, рассчитанного на средний ток в открытом состоянии $I_{T(AV)} = 800$ А, рабочие напряжения $U_{DRM} = U_{RRM} = 2200$ В и падение напряжения $U_{TM} = 2,2$ В.

По результатам проведенных расчетов можно сделать вывод о том, что значительный вклад в уменьшение времени выключения тиристорov при сохранении его блокирующих характеристик можно сделать путем соответствующего уменьшения:

1) толщины тиристорной р-п-р-п-структуры на 100 мкм, т.е. при соответствующем снижении глубин залегания р-п-переходов x_{pn} с 90 мкм до 40 мкм. При этом напряжение класса уменьшается на 100÷150 В, а время выключения снижается на 25 %;

2) размеров шунтов катодного эмиттерного р-п-перехода. При уменьшении $r_{ш}$ в 3 раза (с 150 мкм до 50 мкм) время выключения тиристора уменьшается порядка на 20 %.

Применяя результаты работы при проектировании мощных тиристоров можно создавать быстродействующие высоковольтные тиристоры с улучшенными динамическими характеристиками, и тем самым расширить частотный диапазон применения данного типа тиристоров в схемах преобразовательных устройств.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЕЙ ПЬЕЗОДЕФОРМАЦИЙ В КРИСТАЛЛАХ ГРУППЫ KDP

Марков А.В.

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

В настоящее время актуальной задачей является управление параметрами рентгеновских дифракционных максимумов (РДМ) путем изменения условий дифракции рентгеновских лучей в кристаллах.

Для получения управляемых изменений параметров РДМ в данной работе в дифрагирующие кристаллы группы KDP вклеивались вставки, изготовленные из тех же кристаллов, но с другой ориентацией. Полученные кристаллические модули (КМ) подвергались воздействию внешнего однородного электрического поля. Решение системы дифференциальных уравнений для упруго напряженного КМ показало возможность создания неоднородных обратимых пьезодеформаций в кристаллах группы KDP. Неоднородность пьезодеформаций обусловлена различием тензорных параметров основного кристалла и вставок, а также граничными условиями на гранях КМ.

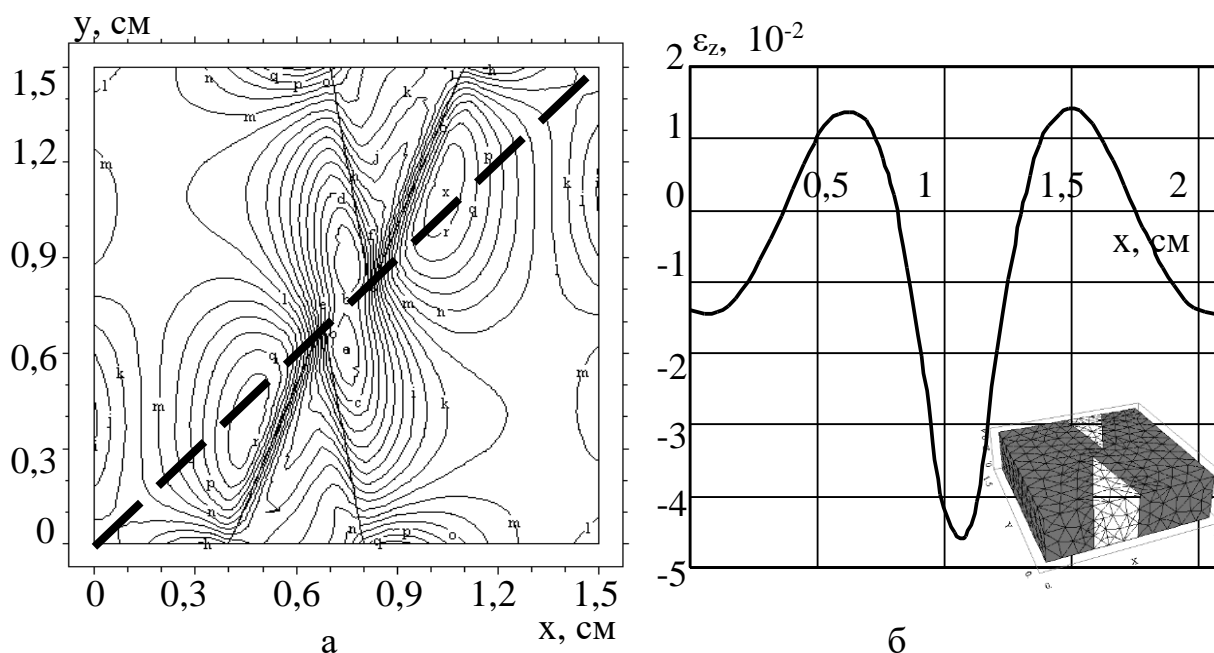


Рис. 1. Указательная поверхность z -компоненты тензора пьезодеформаций, возникающих в КМ, состоящем из кристаллов ADP (а) и её распределение (б) вдоль штриховой линии (см. рис. а). Основа структуры Z-срез. Вставки X-срезы. Толщина пластины 1 см. Деформация рассчитана для Z-

плоскости образца, расположенной на глубине равной $1/2$ его толщины. Напряжённость электрического поля $E = 4,2$ кВ/см. Направление поля перпендикулярно плоскости рисунка.

МИКРОВОЛНОВОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ДОМЕННОЙ СТЕНКИ В ДВУХСЛОЙНОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛЕНКЕ

Сысоев Н.Н., Мастин А.А.

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

Фундаментальной особенностью жидкофазной эпитаксии, с помощью которой выращивают МПФГ, является то, что начальная стадия эпитаксиального роста является нестационарным процессом. Как следствие, на границе пленка-подложка образуется переходной поверхностный слой, отличающихся по химическому составу и магнитным параметрам от основного объема пленки. Другими словами, все реальные МПФГ являются, как минимум, двухслойными.

Целью настоящей работы являлось исследование возбуждения спиновых волн локализованных на доменной стенке в двухслойной магнитоодносной сильноанизотропной пленке с учетом влияния поля размагничивания [1] внешним высокочастотным полем. Система уравнений, описывающая спектр возбуждения доменной стенки была получена на основе уравнений Слончевского[2] и решалась численно методом прогонки. Расчет проводился для пленок отличающихся лишь значением гиромагнитного отношения слоев, при этом остальные параметры были выбраны: толщина слоев $h = 4$ мкм, параметр затухания $\alpha = 0.01$, фактор качества материала $Q = 10$, при этом ширина доменной стенки составила $\Delta = 0.2$ мкм в слоях. Спектр поглощения энергии внешнего СВЧ поля исследовался для пленок с двумя значениями намагниченности ($4\pi M = 50$ Гс., $4\pi M = 70$ Гс). В работе получено выражение для мощности внешнего СВЧ поля, рассеиваемой спинволновыми колебаниями доменной стенки, на основе диссипативной функции [2].

Обнаружено резонансное поведение спиновых волн локализованных на доменной стенке пленки, качественно отличающееся при различных значениях гиромагнитных отношений слоев. Показано, что даже для однородной по толщине пленки возможно существование спектра спинволнового резонанса, обусловленного неоднородностью распределения намагниченности по толщине обусловленного влиянием поля размагничивания.

1. Жухарев А.С., Матвеев А.Н., Осипова Л.П., Скачков Д.Г.// ФММ. 1989. Т. 68. № 3. С. 454-458.

2. Малоземов А., Слонзуски Дж.// Доменные стенки в материалах с ЦМД. М.: Мир, 1982. 382 с.

ФЕРРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ЛАЗЕРНО ОСАЖДЕННЫХ АЛМАЗОПОДОБНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ Ge И Si С ПРИМЕСЯМИ Mn И Fe

*Д. М. Дружнов, Е. С. Демидов, В. В. Подольский, В. П. Лесников,
Д. О. Филатов*

Нижегородский Государственный Университет им. Н. И. Лобачевского

Для спинтроники, совместимой с кремниевой электроникой, особенный интерес представляют разбавленные магнитные полупроводники (РМП). В нашей работе впервые проводилось исследование ферромагнетизма эпитаксиальных слоёв Ge и Si с Mn или Fe на подложках из GaAs и монокристаллического сапфира, изготовленных методом осаждения из лазерной плазмы. Используемая технология получения позволяет обеспечить сверхпересыщение твёрдого раствора 3d-примесью. Ферромагнетизм полученных слоёв проявился в наблюдениях аномального эффекта Холла (АЭХ), ферромагнитного резонанса (ФМР) и эффекта Керра в широком температурном интервале.

Во всех трёх вариантах РМП (Ge:Mn, Si:Mn и Si:Fe) введение 3d-примеси привело к существенной дырочной проводимости. В гальваномагнитных измерениях характерный для ферромагнетиков АЭХ при 77 К проявлялся в Ge:Mn, Si:Mn и Si:Fe в виде нелинейной и гистерезисной зависимости постоянной Холла R_H от индукции магнитного поля B . Ярко выраженный АЭХ был зафиксирован для слоёв РМП Ge:Mn на подложке GaAs с рентгеноспектральным содержанием марганца $N_{Mn} = 13$ ат.% и Si:Mn с $N_{Mn} = 15$ ат.%.

Анизотропия спектров ФМР для Ge:Mn и Si:Mn качественно согласуется с известным классическим действием размагничивающих факторов плоского образца. Предварительные измерения показали, что ФМР слоёв Si:Mn имеет место до температур ≈ 500 К, а температуры Кюри для Si:Fe на сапфире лежат в области 120 К. Из данных измерений ФМР была определена удельная намагниченность слоёв M , из которой, полагая, что каждый ион марганца имеет спин 5/2, была определена концентрация марганца N_{Mn} .

Результаты микронзондовых измерений топографии поверхности плёнок и распределения намагниченности Si:Mn показали, что картины АФМ и МФМ обнаруживают слабую корреляцию между рельефом поверхности и латеральным распределением намагниченности плёнки. Магнитная неоднородность оказалась более крупномасштабной, что может свидетельствовать о том, что ферромагнетизм обусловлен твёрдым раствором 3d-примеси, а не включениями ферромагнитной фазы.

Работа поддержана программой «Университеты России», грант (UR01.01.174), грантом РФФИ 05-02-17362, программой РАН «Спинзависимые эффекты в твёрдых телах и спинтроника», грантом МНТЦ G1335.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ДИНАМИЧЕСКОГО ЗАКРЕПЛЕНИЯ СПИНОВ В ДВУХСЛОЙНЫХ ПЛЕНКАХ

*А.М. Зюзин, М.А. Бакулин, С.Н. Сабаев, Н.В. Янцен
Мордовский Государственный Университет им. Н.П. Огарева*

В большом числе работ спектр спин-волнового резонанса (СВР) в двухслойных пленках наблюдается в интервале магнитных полей ограниченном полями однородного резонанса слоев $H_{01} \div H_{02}$.

В этих работах предполагается, что в области полей меньших как, H_{01} так и H_{02} , то есть когда волна становится объемной, (оба слоя одновременно являются для спиновых волн дисперсивными средами) амплитуды переменной намагниченности m_{01} и m_{02} в обоих слоях близки между собой. Это в свою очередь обуславливает то, что пространственная фаза спиновой волны на границе раздела слоев может принимать любые значения. Однако такой подход не вполне корректен поскольку, как можно показать, амплитуда спиновой волны возбуждаемой однородным ВЧ-полем обратно пропорциональна волновому числу \vec{k} . Это обстоятельство приводит к тому, что при одинаковом параметре затухания α амплитуда спиновой волны во втором слое m_{02} в k_1/k_2 раз меньше, чем в первом m_{01} . Большое различие полей однородного резонанса в слоях будет обуславливать большие значения k_2/k_1 , а следовательно и большое различие амплитуд m_{01} и m_{02} . В результате, на границе раздела слоев или вблизи нее будут возникать узлы спиновой волны. Поскольку амплитуда переменной намагниченности в первом слое будет существенно больше, чем во втором, спектр СВР в интервале полей меньших как H_{01} так и H_{02} , будет главным образом определяться спиновыми колебаниями, т.е. спин-волновыми модами локализованными во втором слое с меньшим $H_0(H_{01})$.

Для проверки вышеизложенных соображений были проведены исследования по влиянию разности полей однородного резонанса в слоях на спектр СВР двухслойной пленки. Изменение разности полей H_{01} и H_{02} производилось изменением угла между внешним полем и пленкой. Видно, что когда второй слой находится в состоянии реактивной среды, возбуждаются все моды в интервале полей $H_{01} - H_{02}$. По мере уменьшения этого интервала с увеличением угла Θ происходит уменьшение числа возбуждаемых мод. При этом последовательно в спектре перестают возбуждаться моды, начиная с мод высокого порядка. Из рисунка видно, когда второй слой находится в состоянии дисперсивной среды, (при углах $45^\circ \leq \Theta \leq 90^\circ$) с увеличением разности резонансных полей происходит увеличение числа возбуждаемых СВ-мод. Таким образом результаты

экспериментов подтверждают вывод о том, что слой, находящийся в состоянии дисперсивной среды может обеспечить эффективное закрепление спинов.

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ СЛОЯ ЗАКРЕПЛЕНИЯ НА РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СПИНОВЫХ КОЛЕБАНИЙ В МНОГОСЛОЙНОЙ ПЛЕНКЕ

*М.А. Бакулин, А.Г. Бажанов, Д.А. Зюзин, С.Н. Сабаев
Мордовский Государственный Университет им. Н.П. Огарева*

Исследовано влияние температуры на спектр спин-волнового резонанса в трехслойных пленках, в которых один из слоев закрепления обладал значительно меньшей температурой Кюри T_K по сравнению с двумя другими.

При повышении температуры спектр СВР при перпендикулярной ориентации относительно плоскости пленки, практически не изменяется вплоть до температуры 130 °С, при дальнейшем повышении температуры изменяется число возбуждаемых СВР мод.

Ширина линий СВ-мод ($2\Delta H$) изменяется более значительно при изменении температуры (Рис.1.). От комнатной температуры до 130 °С происходит монотонный рост ширины линий, затем происходит резкое ее уменьшение.

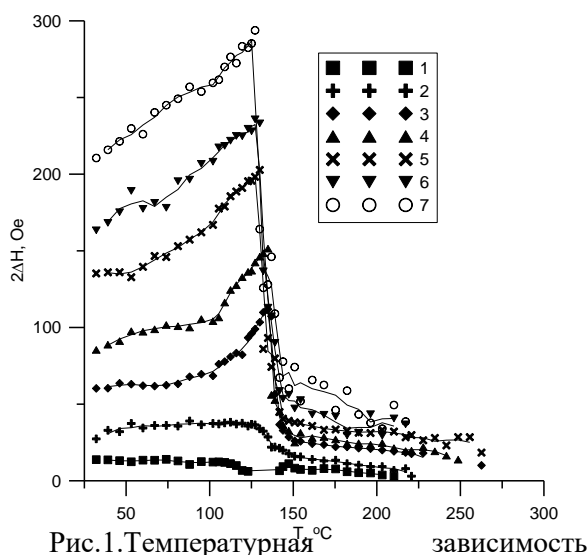


Рис.1. Температурная зависимость ширины линии СВ-мод.

Возрастание ширины линий в интервале температур от комнатных до 130 °С объясняется тем, что при повышении температуры уменьшается различие полей однородного резонанса в слоях, и как следствие увеличивается глубина проникновения спиновой волны в слой закрепления.

Обнаружено, что при приближении к T_K , происходит резкое уменьшение ширины линии $2\Delta H$ мод спин-волнового резонанса (рис.1.). Для мод высшего порядка $2\Delta H$ и уменьшается примерно в пять раз. В интервале температур от 150 °С до точки Кюри ширина линий практически не меняется.

Как видно из рисунка наиболее чувствительными к магнитному состоянию оказываются моды более высокого порядка.

[1] Зюзин А.М., Бажанов А.Г. Трансформация спектров спин-волнового резонанса в многослойных пленках при переходе через точку Кюри слоя закрепления. ЖЭТФ. 1997. т. 112. вып. 10. с. 1430-1439.

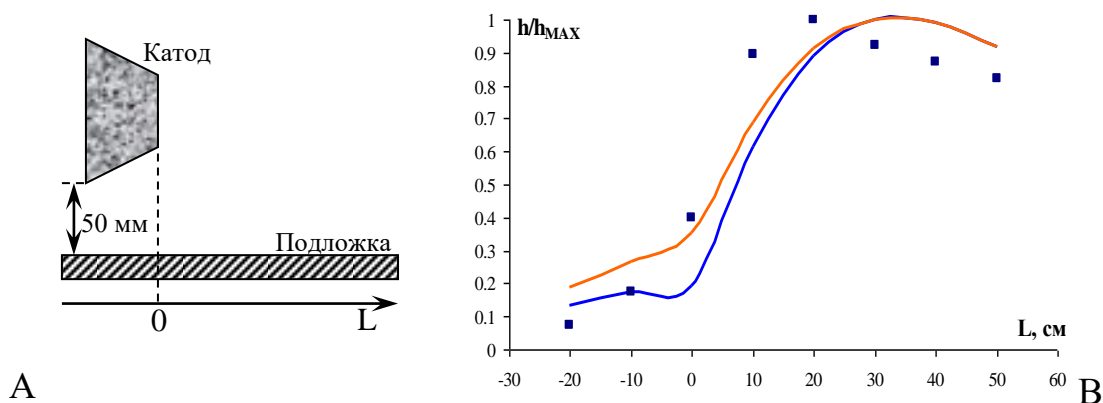
РАСЧЕТ ТОЛЩИНЫ ПЛЕНОК, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ КИБ НА УСТАНОВКЕ ТИПА ННВ

Панькин Н.А., Смоланов Н.А.

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

Целью настоящей работы являлся расчет толщины пленок, полученных методом конденсации с ионной бомбардировкой (КИБ) с использованием конусообразного катода установки типа ННВ. Схема моделируемой системы представлена на рисунке. Величину толщины покрытия h осаждаемого на подложке в момент времени τ можно найти из выражения $dh/d\tau = \Phi \cos \varphi \cos \psi / R^2$, где Φ – геометрический параметр распылительной системы; φ , ψ – углы распыления и конденсации; R – расстояние от катода (мишени) до подложки.

Также необходимо учитывать присутствие в плазменном потоке частиц материала катода (капельная фаза, макрочастицы). Зависимость их содержания от L определена из отношения интенсивностей дифракционной картины α -фазы титана и получаемого покрытия нитрида титана. При расчете доля частиц в общем потоке составляла около 19%. Результаты расчетов распределения толщины представлены на рисунке. Экспериментальные значения толщины ионно-плазменных покрытий определяли рентгенографическим методом



А – Схема модели расчета. В - Зависимость h/h_{MAX} (h_{MAX} – максимальное значение толщины покрытия, полученного в эксперименте) от расстояния L . (■ – экспериментальные данные; □ – без учёта капельной фазы; □ – учет капельной фазы).

Хорошее согласие расчётных данных по толщине покрытия с экспериментальными данными получено при рассмотрении до 10% боковой поверхности катода при полностью захватываемой основной. Учет присутствия макрочастиц в плазменном потоке несколько снижает ошибку аппроксимации. Изменение доли основной поверхности катода от

100 до 50% постепенно уменьшает (но незначительно) среднеквадратичную ошибку между экспериментальными и теоретическими данными. Дальнейшее уменьшение вклада основной поверхности сопровождается повышением ошибки расчета.

ДВИЖЕНИЕ МАКРОСКОПИЧЕСКИХ ВКЛЮЧЕНИЙ В ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

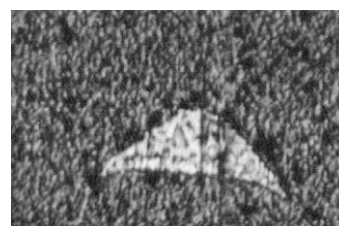
Скворцов А.А., Мурадов В.Е., Романенко И.П.

Ульяновский государственный университет, scvortsovaa@ulsu.ru

Неконтролируемый массоперенос примеси в электрическом поле, как правило, возникает в критических режимах работы силовых полупроводниковых приборов. Так, например, в импульсных режимах работы температура сравнительно легкоплавких электродных сплавов (Al-Si, Ag-Si, Au-Si) может достигать температуры плавления эвтектики [1]. При достижении такой температуры в этой системе может происходить образование жидкой фазы и оплавление межфазной границы. Возможно и перемещение расплава в электрическом поле от одного электрода к другому через базу и замыкание эмиттера с коллектором.

Поэтому цель данной работы – исследование движения расплавленных включений в полупроводниках при воздействии электрического тока. Размер и глубину проникновения включений в матрицу определяли методом последовательного снятия слоев (через каждые 10 мкм) на алмазной пасте АСМ-1 и последующего травления в соответствующих растворах [2].

Анализ многочисленных экспериментальных данных, проведенных на системах Ag-Si, Ag-Ge и Al-Si показал, что в процессе миграции расплавленные включения ограничены конкретными кристаллографическими плоскостями, придающими включениям характерную форму (рис.). При этом проходящий через включение электрический ток не искажает форму дрейфующих зон [2].



Сопоставление экспериментальных данных с предсказаниями теории [1,2] показывает, что на перемещение включений в электрическом поле преимущественное влияние оказывают электроперенос компонентов в объеме включения и термоэлектрические эффекты, развиваемые на межфазных границах кристалла с расплавом.

Рис. Вид включения Al-Si в монокристаллическом кремнии. Плоскость шлифа $\perp(111)$.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ для молодых ученых – докторов наук МД-2675.2007.8.

1. Гегузин Я.Е., Кривоглаз М.А. Движение макроскопических включений в твердых телах. //М.: Металлургия. 1971. 344 с.

2. Орлов А.М., Скворцов А.А., Костишко Б.М. Массоперенос серебра в германии с участием жидкой фазы. //Известия РАН. Теплофизика высоких температур. 1997. Т.35.№3.С.404-407.

ДЕГРАДАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ НА ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКА ПРИ ЭЛЕКТРОДЕГРАДАЦИИ СИСТЕМЫ МЕТАЛЛ-ПОЛУПРОВОДНИК

Скворцов А.А., Романенко И.П.

Ульяновский государственный университет, scvortsova@ulsu.ru

В работе рассматривается дефектообразование в системе полупроводниковая пластина - тонкая металлическая пленка, при пропускании через нее одиночных импульсов тока плотностью $j=(1...8)\cdot 10^{10}$ А/м² и длительностью $\tau=50...800$ мс. В качестве полупроводниковой подложки использовались легированные фосфором кремниевые пластины ориентации [111] с удельным сопротивлением 20-30 Ω·см и толщиной 350 мкм. Алюминиевая пленка наносилась на прогретую до 473 К поверхность кремниевой пластины методом электронно-лучевого испарения при рабочем давлении $7\cdot 10^{-4}$ Па со скоростью 2 nm/s.

Анализ тепловых режимов функционирования осуществлялся по осциллограммам включения $U(t)$, снимаемым с различных потенциальных зондов тестовой структуры. Образование жидкой прослойки за счет контактного плавления компонентов на межфазной границе Al с Si при достижении эвтектической температуры (850 К) четко регистрировалось по осциллограммам включения.

Кроме того обнаружено, что тепловой удар на поверхности кремния способствует образованию значительных механических напряжений. Это приводит к дефектообразованию в области максимальных градиентов ($\sim 10^7$ К/см) даже после прохождения одиночного токового импульса $j=5\cdot 10^{10}$ А/м² и длительности $\tau=100$ мс. Действительно, проведенные нами металлографические исследования показали наличие дислокационных ямок травления на поверхности кремния после удаления слоя металлизации. Таким образом, деградационные процессы в структуре металл-полупроводник при импульсном токовом возмущении обусловлены активно протекающими процессами фазообразования. Выявлены основные этапы развития этого вида деградации. Обнаружено, что прохождение одиночного токового импульса длительности 100 мс и амплитудой $5\cdot 10^{10}$ А/м² способствует образованию линейных дефектов в области максимальных градиентов структуры.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ для молодых ученых – докторов наук МД-2675.2007.8.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОДВИЖНОСТИ МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛАХ НА ОСНОВЕ Bi-Te

Скворцов А.А., Пирогов Е.М.

Ульяновский государственный университет, scvortsovaa@ulsu.ru

Задача повышения надежности полупроводниковых приборов продолжает оставаться актуальной до сих пор. Наиболее опасным механизмом деградации полупроводниковых структур является образование и перемещение расплава в полупроводниковой матрице под влиянием внешних полей. Механизмы миграции таких областей до сих пор недостаточно изучены. Поэтому, целью данной работы являлось детальное изучение перемещения границы раздела «твердая - жидкая фаза» под действием градиента температуры и электрического тока.

Миграция межфазной границы в материалах на основе Bi-Te под действием внешних электрического и температурного полей наблюдалась для сплавов с различным содержанием Bi ($Y^{Bi}=10...40$ ат.%) в температурном интервале $20...600^{\circ}\text{C}$ при плотностях тока $j=0,15...0,25\text{A}/\text{мм}^2$. Схема эксперимента и некоторые экспериментальные результаты представлены на рисунках. Установлено, что доминирующую роль в процессах электростимулированного массопереноса играют термоэлектрические эффекты на границе раздела «кристалл-расплав». Полученные данные позволяют оценить вклад термоэлектрической составляющей подвижности жидкой фазы в полупроводниковых системах вида $A^VI B^V$.

Работа поддержана грантом президента РФ поддержки молодых ученых – докторов наук МД-2675.2007.8

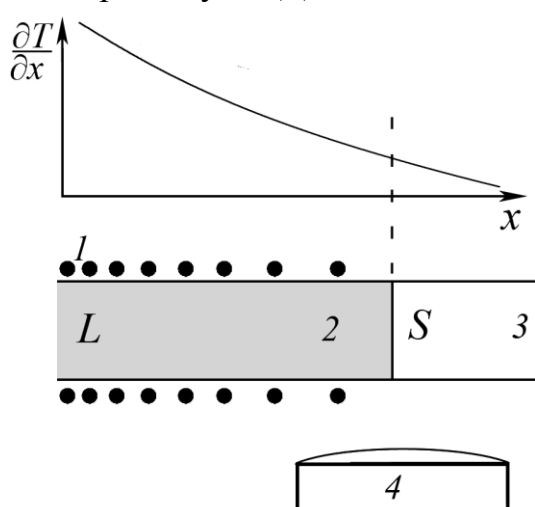


Рис.1. Схема экспериментальной установки: 1- градиентная печь; 2 – расплав; 3 – твердая фаза; 4 – окуляр микроскопа;

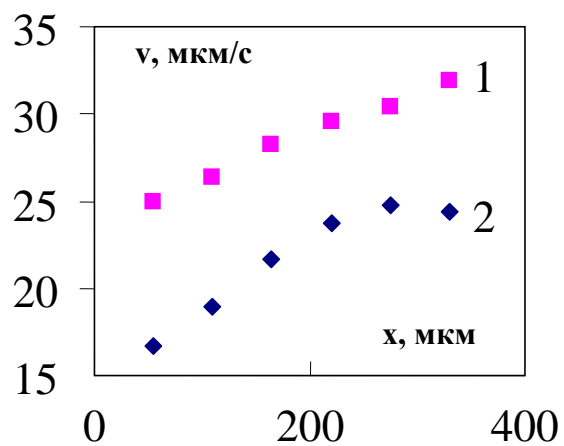


Рис.2. Зависимости скорости перемещения межфазной границы от координаты для 99,99% Те (1) и Bi_2Te_3 (2) при $j=0,15\text{A}/\text{мм}^2$.

ЛОКАЛЬНАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ ОБЩИХ ОРБИТ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ГРУПП СИММЕТРИИ ОТНОСИТЕЛЬНО ЗЕРКАЛЬНЫХ ПЛОСКОСТЕЙ СИММЕТРИИ

М.О. Костюкевич, Н.В. Сомов

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

В общем случае симметрия орбиты однозначно описывается группой, по которой она построена, только, если элементами орбиты являются геометрические объекты с точечной группой симметрии C_1 . Т.е. это абсолютно асимметричные объекты. Когда же точечная симметрия объекта отлична от C_1 , возможно появление симметрично-эквивалентных орбит, так число симметрично-эквивалентных орбит для точечной симметрии элемента орбиты R_i равно 177. В рамках кристаллографии данный случай очень часто встречается при описании структур в терминах плотных и плотнейших упаковок.

Когда некоторая орбита, построенная по группе G , описывается надгруппой $H \supset G$, очевидно, орбита инвариантна относительно операций, входящих в $H \setminus G$. Пространственные группы симметрии, для которых $\{\bar{I} | \bar{t}\} \in H \setminus G$ называются локально-центросимметричными. Нами рассматривался случай, когда $H \setminus G$ включает операции вида $\{m_z | \bar{t}_\perp\}$ (зеркальная плоскость симметрии параллельная плоскости $z = 0$).

Нами было проведено численное моделирование для федоровских групп симметрии. В качестве элементов орбиты рассматривались жесткие однородные шары с некоторым радиусом $R_{шара}$.

Для характеристики степени инвариантности орбиты использовалась величина, численно равная отношению объема перекрытия шаров орбиты до и после преобразования в объеме одной элементарной ячейки к объему шаров исходной орбиты в ячейке:

$$\eta(\bar{r}, \hat{h}) = \frac{V_{\text{п}}(\bar{r}, \hat{h})}{V_{\text{ш}}}, \quad (1)$$

где $V_{\text{п}}(\bar{r}, \hat{h})$ – объем перекрытия, $V_{\text{ш}}$ – объем всех шаров орбиты внутри одной элементарной ячейки, \bar{r} – радиус-вектор любого элемента орбиты и $\hat{h} \in H/G$.

Вычисление величины $\eta(\bar{r}, \hat{h})$ позволяет характеризовать степень симметричности любой орбиты федоровских групп симметрии. Характеристикой пространственной группы симметрии является величина псевдосимметричного объема, т.е. объема, каждая точка которого является генератором псевдосимметричной орбиты.

ВЛИЯНИЕ ЭЛЛИПТИЧНОСТИ ПРЕЦЕССИИ ВЕКТОРА НАМАГНИЧЕННОСТИ НА ЗАКРЕПЛЕНИЕ СПИНОВ В ДВУХСЛОЙНЫХ ПЛЕНКАХ

А.М. Зюзин, В.В. Радайкин, М.А. Бакулин, Н.Е. Янцен
Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева

В работе проведен расчет влияния эллиптичности прецессии вектора намагниченности на закрепление спинов в двухслойных пленках обладающих орторомбической анизотропией. При расчете учитывался тот факт, что в слоях возникают спиновые волны правой и левой поляризации, причем при отсутствии затухания правополяризованные волны имеют гармонический вид, а левополяризованные экспоненциально убывающий от границ слоев:

$$\begin{aligned}\vec{m}_1 &= \vec{m}_{11}^l \cdot e^{\lambda_1 \cdot z} + \vec{m}_{12}^l \cdot e^{-\lambda_1 \cdot z} + \vec{m}_{13}^r \cdot e^{ik_1 \cdot z} + \vec{m}_{14}^r \cdot e^{-ik_1 \cdot z} \\ \vec{m}_2 &= \vec{m}_{21}^l \cdot e^{\lambda_2 \cdot z} + \vec{m}_{22}^l \cdot e^{-\lambda_2 \cdot z} + \vec{m}_{23}^r \cdot e^{ik_2 \cdot z} + \vec{m}_{24}^r \cdot e^{-ik_2 \cdot z},\end{aligned}\quad (1)$$

где символами l, r - обозначены амплитуды лево и право поляризованных спиновых волн, λ_i, k_i - постоянные распространения и волновые числа спиновых волн в слоях ($i=1,2$). Для расчета использовались обменные граничные условия и дисперсионные соотношения:

$$\begin{aligned}\left(\frac{\omega}{\gamma_i}\right)^2 &= \left[H + H_i^k + \frac{2A_i}{M_i} k_i^2 \right] \times \left[H + H_i^r + H_i^k + \frac{2A_i}{M_i} k_i^2 \right], \\ \left(\frac{\omega}{\gamma_i}\right)^2 &= \left[H + H_i^k - \frac{2A_i}{M_i} \lambda_i^2 \right] \times \left[H + H_i^r + H_i^k - \frac{2A_i}{M_i} \lambda_i^2 \right],\end{aligned}\quad (2)$$

где H_i^k, H_i^r - эффективные поля одноосной и ромбической анизотропии в слоях.

В работе показано, что увеличение эллиптичности прецессии приводит к увеличению степени закрепления спинов на границе слоев, как в случае различных полей однородного резонанса, так и в случае совпадения последних.

ЭФФЕКТ УСИЛЕНИЯ ОТРАЖЕНИЯ СПИНОВЫХ ВОЛН ОТ СЛОЯ НАНОРАЗМЕРНЫХ ТОЛЩИН

*А. М. Зюзин, С.Н. Сабеев, М.А. Бакулин, В. В. Радайкин
Мордовский госуниверситет, г. Саранск, 430000, Россия*

Исследовано влияние толщины слоя закрепления на интенсивность линий мод спин-волнового резонанса (СВР) в двухслойных монокристаллических пленках ферритов гранатов, в которых доминирующим являлся диссипативный механизм закрепления спинов. Толщину слоя закрепления уменьшали путем химического травливания.

При плавном уменьшении толщины слоя закрепления h_2 было обнаружено, что начиная со значений $h_2 \approx 250 \text{ nm}$ интенсивность I_n

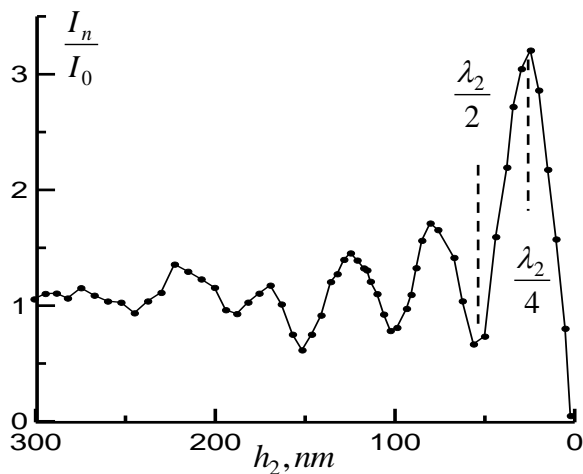


Рис.1. Зависимость относительной интенсивности от толщины слоя закрепления h_2 при параллельной ориентации.

исходной примерно в 3.5 раза для всех мод, за исключением нулевой. Дальнейшее уменьшение h_2 приводило к монотонному уменьшению до нуля интенсивности линий всех СВ-мод, кроме нулевой. Положения максимумов и минимумов на зависимостях I_n от h_2 для разных СВ-мод были несколько смещены друг относительно друга – с увеличением номера моды n экстремумы монотонно смещаются в сторону меньших значений h_2 .

На зависимостях $I_n(h_2)$ при перпендикулярной ориентации \vec{H} относительно плоскости пленки подобной картины не наблюдалось.

Обнаруженный эффект резкого возрастания интенсивности линий СВ-мод при наноразмерных толщинах слоя закрепления может быть объяснен увеличением коэффициента отражения спиновых волн от слоя закрепления. Данное явление может быть положено в основу разработки управляемых “спиновых зеркал”, представляющих интерес для спинтроники.

ПСЕВДОСИММЕТРИЯ СТРУКТУРНЫХ ФРАГМЕНТОВ КРИСТАЛЛОВ, ПРЕТЕРПЕВАЮЩИХ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД

Иванов В.А., Фаддеев М.А., Чупрунов Е.В.

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

Рассматриваются кристаллы, претерпевающие фазовый переход 2-го рода, который сопровождается таким изменением пространственной группы симметрии, что группа низкосимметричной фазы G^I является подгруппой группы симметрии высокосимметричной фазы G^{II} . Поскольку фазовый переход 2-го рода нередко связан лишь с небольшими искажениями атомной структуры высокосимметричной фазы, то можно предположить, что пространственное распределение электронной плотности $\rho(\vec{r})$ в низкосимметричной фазе должно быть приблизительно инвариантно относительно операций симметрии группы G^{II} . Как правило, не все атомы элементарной ячейки кристалла вносят равный вклад в механизм структурного фазового перехода 2-го рода. Другими словами, диссимметричная часть электронной плотности в низкосимметричной фазе формируется в основном лишь некоторыми атомами элементарной ячейки. Эффективным способом выявления подмножества атомов, принимающих приоритетное участие в механизме фазовых переходов второго рода, является вычисление степени инвариантности отдельных правильных систем атомов (подрешёток) относительно операций симметрии группы G^{II} . Наибольший вклад в механизм фазового перехода дают те атомы, для которых степень инвариантности относительно операций группы G^{II} минимальна.

При количественных оценках степени инвариантности функции электронной плотности $\rho(\vec{r})$ кристалла относительно операции симметрии \hat{t} используется функционал:

$$\eta_t[\rho(\vec{r})] = \int_V \rho(\vec{r}) \cdot \rho(\hat{t}\vec{r}) dV / \int_V \rho^2(\vec{r}) dV.$$

В качестве примера рассматривается фазовый переход в кристалле BaTiO_3 . Пространственная группа высокосимметричной фазы $Pm\bar{3}m$ содержит группу симметрии сегнетофазы $P4mm$ в качестве подгруппы индекса 4. Группу $Pm\bar{3}m$ можно представить в виде разложения на смежные классы

$$Pm\bar{3}m = e\{P4mm\} \cup \bar{1}\{P4mm\} \cup 3_1\{P4mm\} \cup 3_2\{P4mm\}$$

Расчёты показали, что атомы бария находятся в позиции, которая практически инвариантна относительно группы симметрии $Pm\bar{3}m$. Можно сделать вывод, что понижение симметрии электронной плотности структуры BaTiO_3 в процессе фазового перехода определяется в большей степени атомами кислорода и титана.

КОНТРОЛЬ ТОЛЩИНЫ МИКРОННЫХ И СУБМИКРОННЫХ ОПТИЧЕСКИ ПРОЗРАЧНЫХ ПЛЕНОК

*М.В. Герасимов, Н.Н. Логинов, М.В. Логунов
Мордовский госуниверситет, г. Саранск*

В устройствах микроэлектроники широко используются материалы в виде тонких пленок, прозрачных в видимом и инфракрасном диапазоне оптического спектра. При их использовании часто решающую роль играет толщина и, главное, неоднородность последней по площади материала. Одновременно обе указанные характеристики позволяют измерять оптические интерференционные методы [1]. В основе интерференционного метода измерения толщины лежит принцип суперпозиции когерентных волн, отраженных от границ разделов воздух/пленка и пленка/подложка. В результате на поверхности пленки локализуется интерференционная картина, связанная с изменением условий интерференции по площади материала.

Высокая точность измерения и автоматизация эксперимента при использовании интерференционного метода реализованы для пленок, имеющих малый градиент толщины [1]. В настоящей работе оптическая система экспериментальной установки для контроля толщины пленки дополнена системой видеорегистрации интерференционной картины и последующей компьютерной обработки получаемой информации. Такая система позволяет визуально контролировать градиент толщины по площади пленки независимо от наличия подложки.

Дополнительные возможности контроля толщины получены благодаря использованию видеокамеры, работающей как в видимом, так и в ближнем инфракрасном диапазоне спектра. Использование цифровых технологий позволяет автоматизировать процессы измерения: регистрировать интерференционную картину с поверхности пленки, рассчитывать градиент толщины в заданном направлении по азимуту в плоскости образца, рассчитывать толщину пленки в любой точке образца.

Для повышения точности расчётов толщины и градиента толщины пленки составлена программа обработки результатов измерений, в которую вводятся результаты измерений для нескольких длин волн спектра, проводятся перекрёстные расчёты, учитывается дисперсия коэффициента преломления и зависимость дисперсии от состава пленки.

1. Элементы и устройства на ЦМД: Справочник / Под ред. Евтихиева Н. Е., Наумова Б. М.- М.: Радио и связь, 1987.- 488 с.

ВЛИЯНИЕ СОСТАВА НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ ПЛЕНОК Ni_xSi_{1-x} , СФОРМИРОВАННЫХ МЕТОДОМ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ОСАЖДЕНИЯ

Д.А. Савельев, Д.О. Филатов, Е.С. Демидов, Д.М. Дружнов
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
Нижний Новгород

Одним из возможных путей развития современной микроэлектроники является замена оксинитрида кремния на подзатворный диэлектрик с высокой диэлектрической проницаемостью, а также заменой поликремниевого затвора на металлический [1,2]. Некоторые силициды металлов являются перспективными в качестве материалов для металлических затворов в устройствах наноэлектроники.

Целью данной работы являлось исследование влияния элементного состава тонких (20 ÷ 40 нм) аморфных пленок Ni_xSi_{1-x} , на их электрофизические свойства.

Исследования морфологии поверхности показали, что среднее значение шероховатости поверхности пленок Ni_xSi_{1-x} составило $0,57 \pm 0,05$ нм и не зависело от их элементного состава.

Удельное электрическое сопротивление пленок Ni_xSi_{1-x} , меняется в пределах $(3 \div 55) \times 10^{-5}$ Ом·см при изменении состава Ni_xSi_{1-x} x в пределах $1 \div 0,3$, соответственно. Концентрация электронов изменялась в пределах $4 \times 10^{20} \div 8 \times 10^{22}$ см⁻³, подвижность – в пределах $1,4 \div 89$ см²/В·с.

Величина работы выхода электронов W , при изменении x от 0,5 до 1 изменяется в пределах $4,55 \div 4,97$ эВ, соответственно. Таким образом, изменяя элементный состав пленки, возможно управлять W , что потенциально делает возможным применять данные покрытия в качестве затворов в МОП-транзисторах с n - и p - каналом.

Результаты исследований показывают, что пленки Ni_xSi_{1-x} по своей морфологии, структуре и электрофизическим свойствам удовлетворяют по крайней мере части требований, предъявляемых к затворам МОП-транзисторов нового поколения [3].

[1] International Technology Roadmap for Semiconductors (Semiconductor Industry Association, San Jose, CA, 2003 <http://public.itrs.net/Files/2003ITRS/PIDS2003.pdf>).

[2] Chau R.S. Intel's Breakthrough in High-k Gate Dielectric Drives Moore's Law Well into the Future / Robert S. Chau // Technology Intel Magazine – January 2004 – p.1-7.[3] Yeo, Y.C. Metal-dielectric band alignment and its implications for metal gate complementary metal-oxide-semiconductor technology / Yeo Y.C., Tsu-Jae King, Chenming Hu // J. Appl. Phys. - 2002 – 9

МЕТОДИКА ПРОЕКТИРОВАНИЯ ДАТЧИКОВ ДАВЛЕНИЯ

Желаннов А.В., Шишлянников Б.М.
ОАО «ОКБ-Планета», г. Великий Новгород

В настоящее время все большее значение имеют системы автоматизированного контроля и управления. Данные системы невозможно представить без разнообразных средств получения информации, в частности датчиков физических величин. Одними из важнейших видов таких датчиков являются полупроводниковые датчики давления.

При проектировании датчиков давления основной движущей силой является стремление к повышению точности при оптимальной величине выходного сигнала. В данной работе ставится задача разработать методику проектирования датчика давления, позволяющая повысить точность показаний посредством управления одной из составляющих погрешности, а именно нелинейностью преобразовательной характеристики.

В качестве чувствительного элемента (ЧЭ) датчика давления используется кремниевая квадратная мембрана размером $(1,5 \times 1,5)$ мм. Топология ЧЭ представлена на рисунке 1.

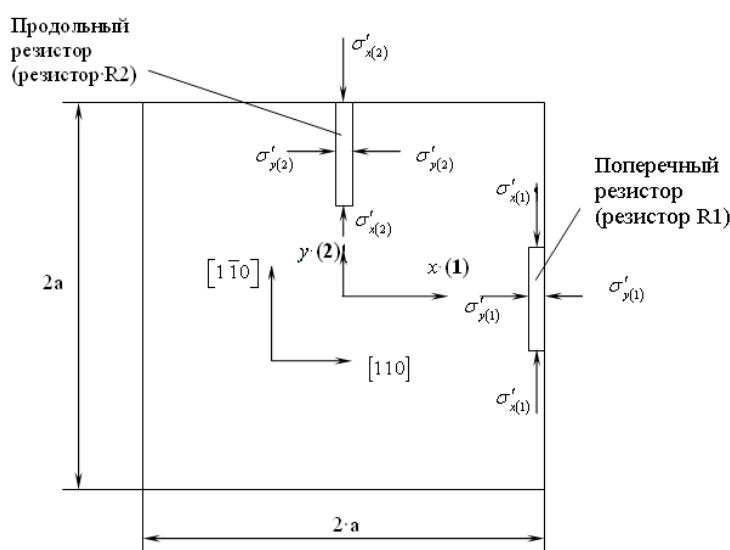


Рисунок 1 – Расположение резисторов на мембране

Величина нелинейности рассчитана для чувствительных элементов разной толщины в широком диапазоне концентраций. Зависимость нелинейности от концентрации примеси для мембран разной толщины показана на рисунке 2.

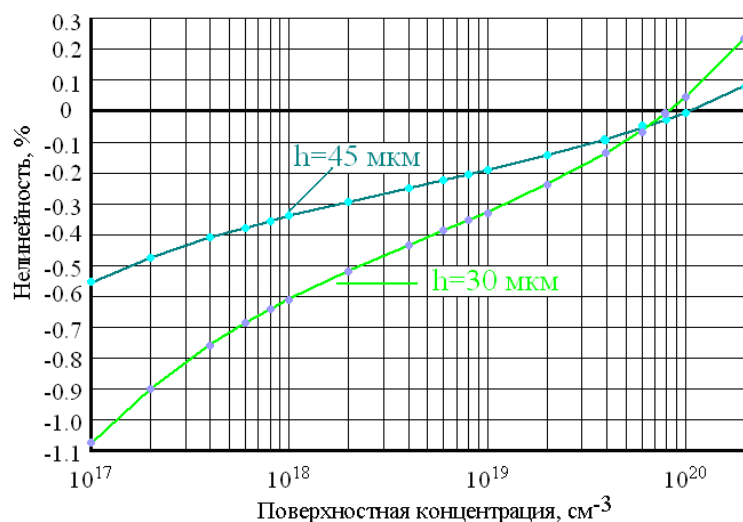


Рисунок 2 – Зависимость величины нелинейности от значения поверхностной концентрации

Уменьшить нелинейность можно топологическим путем, смещая резисторы от заделки в центр. Зависимость расстояния, на котором нелинейность равна нулю ($X_{NL=0}$) от концентрации примеси представлена на рисунке 3.

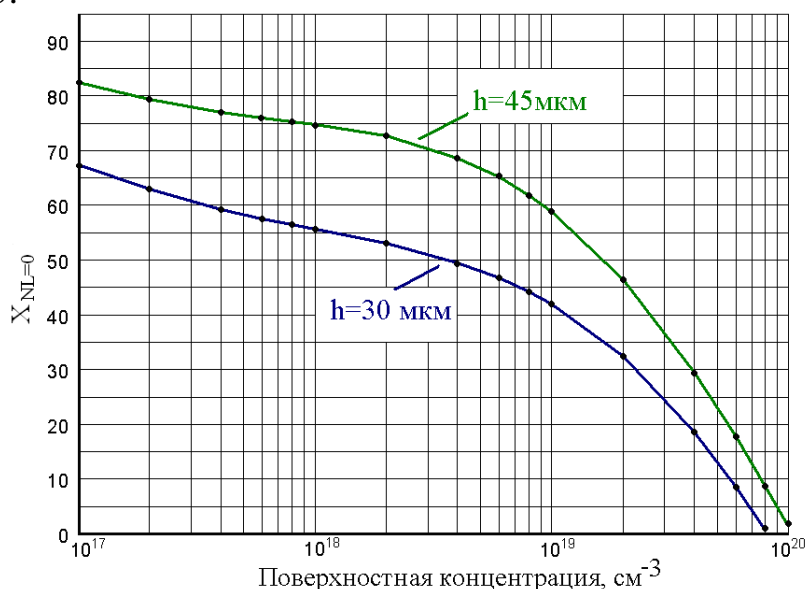


Рисунок 3 – Зависимость расстояния, на котором нелинейность равна нулю от поверхностной концентрации для разной толщины ЧЭ

Таким образом, в ходе работы была представлена методика проектирования датчика давления с оптимизацией параметров по величине нелинейности преобразовательной характеристики.

РАСЧЕТ ПРОЧНОСТИ СТАЛИ С УЧЕТОМ ФОРМЫ ПЕРЛИТА

А.В. Порошков

*ГОУ ВПО Нижегородский Государственный университет
им. Н.И.Лобачевского, г. Нижний Новгород*

Объектом исследования в настоящей работе являются низкоуглеродистые малолегированные стали, в настоящее время используемые для строительства магистральных газопроводов. Как известно для расчета величины предела прочности низкоуглеродистых сталей используется модель Пикеринга [1]. В этой модели предполагается, что предел прочности зависит от следующих структурных параметров: размера зерна феррита, объемной доли перлита, содержания легирующих элементов. Рассчитанные в рамках модели Пикеринга значения предела прочности соответствуют экспериментальным в случае равномерного распределения перлита в феррито–перлитной структуре. В то же время, при переходе от равномерной феррито–перлитной структуры к полосчатой, наблюдается существенное различие между рассчитанным пределом прочности и его экспериментальным значением.

Целью настоящей работы является построение модели, позволяющей рассчитывать величину σ_B в полосчатой феррито-перлитной структуре и сравнение результатов расчетов по этой модели с экспериментом.

В основе предложенной модели – подходы, развитые в теории композиционных материалов. Для расчета величины σ_B введено предположение, что перлитные полосы могут быть представлены как упрочняющие волокна в пластичной ферритной матрице. Для экспериментальной проверки модели выбраны стали нормализованного проката, микроструктура которых характеризуется широким интервалом полосчатости: от равномерной до ярко выраженной полосчатой. 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 значений σ_B и результатов расчета показало высокую эффективность предложенной модели для определения величины предела прочности малоуглеродистой низколегированной стали.

1. Ф.Б. Пикеринг Физическое металловедение и разработка сталей. Пер с англ. Под ред. Г.В. Щербединского.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ УСТОЙЧИВОСТИ МЕДНО-ХРОМОВЫХ СПЛАВОВ

Мелёхин Н.В., Чувильдеев В.Н., Лопатин Ю.Г.

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

В данной работе исследовалось влияние воздействия температуры в интервале от 200 до 500°С на стабильность структуры и свойств сплава меди, содержащего 0.6%(вес) Cr и 0.1%(вес) Zr в литом (крупнокристаллическом) и микрокристаллическом (МК) состояниях. Измельчение зерна было достигнуто применением метода многоциклового равноканального углового прессования (РКУП).

В работе было показано, что РКУП оказывает существенное влияние на структуру и свойства меди, а также на их свойства при отжиге. Так, размер зерна в исходном литом материале составляет около 700 мкм, в МК материале – около 100 нм. При отжиге 500°С (30 мин) размер зерна в литом материале практически не изменяется, размер зерна в МК материале возрастает со 100 нм до 650 нм. Микротвердость литого материала, составляющая 600 МПа, возрастает в результате РКУП до 1600 МПа.

Проведено изучение эволюции структуры и свойств сплава при нагреве в области температур от 200°С до 500°С и изотермических выдержек длительностью от 1 до 180 мин. Эволюция зеренной структуры материала исследовалась с помощью оптической металлографии и сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ). Эволюция механических свойств материала оценивалась по изменению микротвердости. Для изучения процесса распада пересыщенного твердого раствора хрома в меди применялся метод измерения удельного электросопротивления (УЭС). Результаты измерения зависимостей УЭС от времени изотермического отжига анализировались на основе уравнения Авраами.

На основе анализа модели распада пересыщенного твердого раствора в материале установлено, что в литом материале процесс распада контролируется объемной диффузией. В МК материале при низких температурах процесс распада контролируется диффузией по ядрам дислокаций, при высоких температурах – диффузией по объему материала.

Исследование температурной зависимости микротвердости для МК материала позволило найти режим оптимальной термообработки, позволяющий повысить микротвердость с 1600 МПа (характерной для исходного МК материала после 8 циклов РКУП) до 2400 МПа (для материала выдержанного при 450°С в течение 30 мин).

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СПЛАВОВ СИСТЕМЫ Al-Si МЕТОДОМ МИКРОИНДЕНТИРОВАНИЯ

С.В. Шотин

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

В работе проведены исследования модельных алюминиевых сплавов Al – 18% вес. Si – 1,5% вес. Cu, Al – 12% вес. Si – 2% вес. Cu и Al – 20% вес. Si – 5,0% вес. Fe – 2,0 вес. Ni 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. В результате РКУ-прессования в сплавах была получена однородная микрокристаллическая структура со средним размером зерна в Al - матрице порядка 5 мкм.

Экспериментальные исследования микротвердости производились на установке «Duramin – 5» «Struers». В ходе работы были получены следующие основные результаты:

1. Проведены детальные экспериментальные исследования зависимости микротвердости сплавов Al-Si: исследовано влияние эвтектического кремния и величины нагрузки при микроиндентировании, влияние длительности и температуры предварительных отжигов, влияние усталостных трещин, влияние степени деформации и пористости на величину микротвердости.
2. С помощью метода микротвердости были разработаны оптимальные режимы термообработки Al-Si сплавов, необходимые для повышения их прочности. Показано, что максимальный эффект упрочнения (порядка 25 %), обусловленный процессом образования мелких дисперсионных частиц фазы CuAl_2 , достигается при многостадийной термообработке сплава (выдержка при 500 °С, закалка, искусственное старение при 200 °С).
3. Проведен анализ полученных экспериментальных результатов, и на основе теории неравновесных границ зерен предложена модель для описания эффектов, обнаруженных в работе. Модель позволяет качественно объяснить зависимость микротвердости от температуры предварительных термообработок, длительности изотермических отжигов, степени деформации, величины нагрузки, пористости и др. Показано, что основной вклад в изменение величины микротвердости вносят: эвтектический кремний, дисперсионные частицы CuAl_2 , твердый раствор Cu в Al-матрице.

КВАЗИУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ ПОВЕРХНОСТЬЮ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

М.И. Новопольцев¹, Ю.Н. Покотилловский²

Мордовский госуниверситет, г. Саранск

Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна

Удержание ультрахолодных нейтронов [1] (УХН) с энергией 50-165 нэВ в замкнутых объемах – один из наиболее перспективных методов измерения фундаментальных свойств нейтрона. В многочисленных экспериментах по хранению УХН наблюдалось существенное (один-два порядка) отличие коэффициента потерь нейтронов при отражении от стенки от расчетных значений (см. обзор [2]). Причина этого до сих пор не ясна. Очень малую ($\sim 10^{-7}$ эВ) передачу энергии при отражении УХН от стенок сосуда, в котором они хранятся, наблюдали в [3]. Однако в различных публикациях значение вероятности на одно столкновение с такой передачей энергии изменялось в диапазоне от 10^{-5} до 10^{-8} .

Наши эксперименты по исследованию квазиупругого рассеяния УХН выполнялись на медных образцах, в отличающейся от предыдущих авторов геометрии и имели следующие отличия. Диапазон падающих на поверхность нейтронов был сдвинут в сторону высоких энергий (150-200 нэВ); рассеянные нейтроны, не хранились, а сразу же регистрировались детектором; оценивался спектр рассеянных нейтронов вплоть до тепловых энергий методом размещения между исследуемым образцом и детектором поглотителей различной толщины.

Моделирование по методу Монте-Карло реальной геометрии эксперимента показало, что наилучшее согласование с экспериментальной зависимостью скорости счета детектора от толщины поглотителей выполняется для скорости рассеянных нейтронов около 12 м/с (энергия $\sim 0,75$ мкэВ). Вероятность квазиупругого рассеяния УХН с малой передачей энергии составила $\sim 2,5 \times 10^{-4}$.

1. F.L. Shapiro, In: Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure with Neutrons (Budapest, 1972) ed. J. Ero and J. Szucs (New York: Plenum), p.259; A. Steyerl: Neutron Physics. In: Springer Tracts in Modern Physics, **80**, 57 (Berlin, Heidelberg, New York: Springer 1977); R. Golub and J. M. Pendlebury, Rep. Progr. Phys., **42** (1979) 439; V. K. Ignatovich, Fizika ultrakholodnykh neutronov” (Moscow, Nauka, 1986, in Russian); The Physics of Ultracold Neutrons (Oxford, Clarendon, 1990); R. Golub, D. J. Richardson and S. Lamoreaux, Ul-tracold Neutrons (Bristol, Adam Hilger, 1991); J. M. Pendlebury, Ann. Revs. Nucl. Part. Sci., **43** (1993) 687.
2. Yu. N. Pokotilovski, Nucl. Instr. Meth., **A554** (2005) 356,
3. P. Geltenbort et al, JETP Lett., **70** (1999) 170,

МАТЕРИАЛЫ ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ И ЛАЗЕРНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

ВКР-АКТИВНЫЕ ФОНОНЫ В КРИСТАЛЛАХ: ВОЗБУЖДЕНИЕ И РЕЛАКСАЦИЯ

П. Г. Зверев

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

Развитие современной лазерной физики, широкое использование лазерных систем для решения научных и практических задач требует разработки и создания твердотельных источников когерентного лазерного излучения, работающих в новых спектральных диапазонах. Одним из путей решения данной проблемы является нелинейное преобразование частоты лазерного излучения уже имеющихся лазерных источников за счет вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) [1-3]. В последнее время был достигнут большой прогресс в разработке новых твердотельных ВКР-активных сред, позволяющих создавать высокоэффективные, компактные и надежные устройства [3]. Нелинейная природа взаимодействия возбуждающего и рассеянного излучения при ВКР позволяет улучшать пространственное распределение выходного излучения в лазерных системах, укорачивать длительность лазерных импульсов.

Частота излучения стоксовых компонент ($\omega_{\text{стокс}}$) на выходе ВКР преобразователя определяется частотой ВКР-активной моды: $\omega_{\text{стокс}} = \omega_{\text{лазер}} - \omega_R$. Изменение частоты ВКР-активной моды за счет температуры, давления приводит к сдвигу длины волны ВКР лазера. Коэффициент ВКР-усиления обратно пропорционален спектральной ширине ВКР-активной моды [3]. Уширение ВКР-активной моды с изменением температуры окружающей среды приводит к уменьшению коэффициента ВКР-усиления, ухудшению работы ВКР преобразователя.

Спектроскопическое исследование ВКР-активных мод, точное значение комбинационной частоты и ширины моды дает информацию о стабильности ВКР параметров данного нелинейного кристалла. Важным для получения информации о ВКР-активной моде являются процессы ее возбуждения и релаксации. В докладе представлены особенности возбуждения ВКР активных мод в условиях спектроскопии спонтанного комбинационного рассеяния, при когерентной активной спектроскопии комбинационного рассеяния, двухфотонной спектроскопии ВКР-усиления.

Спектральная ширина ВКР-активной моды является фундаментальной характеристикой материала и определяется механизмами релаксации вибронного возбуждения за счет фонон-фононного взаимодействия.

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 [4] показала, что в идеальном кристалле полная величина уширения комбинационной моды определяется суммой вкладов уширений, связанных с различными механизмами распада и дефазировки возбуждения. Из теории следует, что полная ширина γ внутреннего виброна ω_i в идеальном кристалле равна сумме ширин, соответствующих различным механизмам релаксации или дефазировки:

$$\gamma_i = \gamma_i^{(3d)} + \gamma_i^{(3u)} + \gamma_i^{(4d)} + \gamma_i^{(4u)} + \gamma_i^{(4u)'} + \gamma_i^{(4dp)} + \text{и т.д.} \quad (1)$$

Здесь в верхнем регистре указан соответствующий релаксационный механизм и число участвующих в нем фононов и вибронов. Так “d” (*down*) обозначает распадный процесс, “u” (*up*) – ап-конверсия, “dp” (*dephasing*) – процесс дефазировки.

Наиболее простым релаксационным механизмом является трехфононный распадный процесс, когда виброн ω_i исчезает с испусканием двух фононов с меньшей энергией ω_j и ω_k , так что $\omega_i = \omega_j + \omega_k$. Этот процесс вносит вклад в уширение ω_i моды в виде:

$$\gamma_i^{(3d)} = 36 \pi \hbar^{-2} \sum_{jk} |B_{ijk}|^2 [(n_j + 1)(n_k + 1) - n_j n_k] \delta(\omega_i - \omega_j - \omega_k) \quad (2)$$

где B_{ijk} – матричный элемент взаимодействия фононов ω_i , ω_j и ω_k , $n_i = (\exp \{ \hbar \omega_i / kT \} - 1)^{-1}$ – соответствующее число заполнения фононов.

Трехфононный ап-конверсионный процесс соответствует, процессу поглощения виброном ω_i дополнительного фонона ω_j с испусканием виброна с большей энергией так, что $\omega_k = \omega_i + \omega_j$. Его вклад будет в виде:

$$\gamma_i^{(3u)} = 72 \pi \hbar^{-2} \sum_{jk} |B_{ijk}|^2 [(n_j (n_k + 1) - n_k (n_j + 1))] \delta(\omega_i + \omega_j - \omega_k) \quad (3)$$

Аналогично можно описать четырех, пяти и т.д. фононные процессы. Из (2), (3) видно, что разница между процессами распада и ап-конверсии заключена в зависимостях ширины моды при низкой температуре. При $T \sim 0$ К тепловые фононы практически отсутствуют и вероятность ап-конверсионных процессов близка к нулю. В этом случае релаксация может идти только за счет процессов распада.

Важным четырехфононным релаксационным процессом является процесс дефазировки: взаимодействие виброна ω_i с тепловыми решеточными фононами ω_j и ω_k , приводящее к сбою фазы колебания. Соответствующее выражение для уширения будет выглядеть как:

$$\gamma_i^{(4dp)} = 576 \pi \hbar^{-2} \sum_{jk} |B_{ijk}|^2 n_j (n_k + 1) \delta(\omega_j - \omega_k) \quad (4)$$

Вероятность этого процесса также мала при низкой температуре. Однако, при высокой температуре этот процесс становится заметным и дает существенный вклад в суммарный релаксационный процесс.

В качестве примера рассмотрим релаксацию ВКР-активной моды в кристалле PbMoO_4 [5]. В спектре спонтанного комбинационного рассеяния кристалла (рис. 1) имеются два энергетических зазора в 100 и 390 см^{-1} между ВКР-активной $A_g(\nu_1)$, 871 см^{-1} модой и ближайшей $B_g(\nu_3)$, 771 см^{-1} модой и между $E_g(\nu_3)$, 748 см^{-1} и $E_g(\nu_4)$, 354 см^{-1} модами, что ограничивает количество возможных трех- и четырехфононных каналов релаксации.

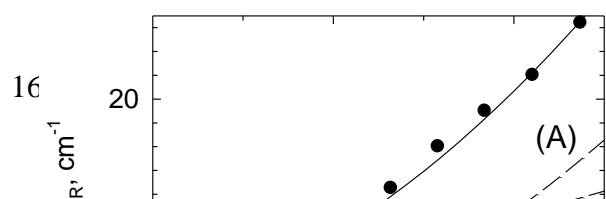
На рис. 2 точками представлены экспериментальные результаты по температурному уширению ВКР-активной $A_g(\nu_1)$ моды в кристалле PbMoO_4 . Пунктирная кривая (А) соответствует релаксации ВКР-активной $A_g(\nu_1)$ моды при трехфононном процессе распада $\omega_{871} \rightarrow \omega_{771} + \omega_{100}$, кривая (В) – процессу дефазировки с участием фонона с энергией 70 см^{-1} ($\omega_{871} + \omega_{70} \rightarrow \omega_{871} + \omega_{70}$), сплошная линия является суммой двух релаксационных процессов:

$$\Delta\omega_{871}(T) = 3.2 \{ (n_{771} + 1) (n_{100} + 1) - n_{771} n_{100} \} + 0.14 (n_{70} + 1) n_{70}$$

Видно хорошее соответствие предложенной теоретической модели экспериментальным данным. Проведенный анализ температурного уширения ВКР-активных мод во многих кристаллах показал, что данный подход позволяет определить преимущественные каналы релаксации возбуждения ВКР-активных мод в кристаллах, установить степень взаимодействия вибронных и фононных мод в исследуемых кристаллах, определить перспективность нелинейной среды для разработки ВКР преобразователей.

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

- [1] А. Ярив, Квантовая электроника и нелинейная оптика, М.: Сов. Радио (1973).
- [2] W. Kaiser and M. Maier, in Laser Handbook. Vol. 11 (Eds. Arecchi F.T. and Shultz-Dubois E.O.) (Amsterdam: North-Holland, 1077 (1972).
- [3] Special Issue on Stimulated Raman Scattering, Optical Materials, **11**, (1999).
- [4] S. Califano, and V. Schettino, Int. Rev. Phys. Chem. **7**, 19 (1988).
- [5] P. G. Zverev, Phys. stat. sol. (c) **1**, No.11, 3101-3105 (2004).



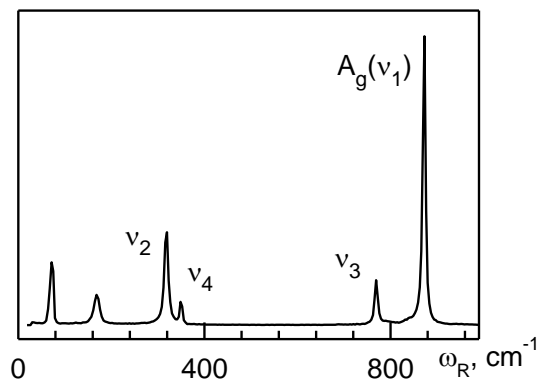


Рис.1.

Рис.2.

ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ЛАЗЕРА НА КРИСТАЛЛЕ Tm:YLF С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

*О.Л. Антипов¹, Н.Г. Захаров^{1,2}, А.П. Савикин², В.В. Шарков²,
О.Н. Еремейкин¹*

¹ИПФ РАН, г. Н. Новгород, ²Нижегородский государственный университет

В последние годы многими научными группами различных стран мира исследуются различные лазеры на основе Tm-содержащих кристаллов [1]. Лазеры на кристаллах, допированных ионами Tm³⁺, способны эффективно генерировать излучение на длине волны ~1.9-2 мкм при диодной накачке на длине волны ~800 нм. Достоинства этих лазеров определяются свойствами ионов Tm³⁺, имеющих сильную и широкую полосу поглощения (вблизи 800 нм), идеальную для накачки мощными лазерными диодами, а также обладающих кросс-релаксационными переходами, обеспечивающими появление двух ионов на верхнем лазерном уровне на один фотон поглощённой накачки [2].

Одним из наиболее перспективных Tm-содержащих кристаллов является Tm:YLF благодаря сильному естественному двулучепреломлению (обеспечивающему линейную поляризацию генерации), уменьшению показателя преломления с ростом температуры (способствующему уменьшению тепловой линзы, компенсируемой электронным эффектом и положительной линзой на торцах), широкой полосе люминесценции, которая хорошо перекрывается, в частности, с полосой поглощения кристалла Ho:YAG [3,4]. Лазеры на кристаллах Tm:YLF демонстрируют возможность генерации мощного излучения в пучках высокого качества с высокой эффективностью использования торцевой или боковой диодной накачки. Настоящая работа посвящена исследованию генерационных

характеристик Tm:YLF лазера с торцевой диодной накачкой и оптимизации параметров этого лазера с целью увеличения выходной мощности (в непрерывном режиме генерации) при хорошем качестве пучка и высокой эффективности использования накачки.

[1] “Novel materials and laser sources”, in Technical Digest of 2nd EPS-QEOD Europhoton Conference on Solid-State and Fiber Coherent Light Sources (10-15 September 2006, Pisa, Italy).

[2] М.А. Ногинов, А.М. Прохоров, Г.К. Саркисян, В.А. Смирнов, И.А. Щербаков, Квантовая электроника, т. 18 (9), с. 1042 (1991).

[3] P.A. Budni, M.L. Lemos, J.R. Mosto, E.P. Chicklis, *J. of Selected Topics in Quantum Electronics* 6, 629 (2000).

[4] S. So, J.I. Mackenzie, D.P. Shepherd, W.A. Clarkson, J.G. Betterton, E.K. Gortonl, *Applied Physics B* 84, 389 (2006).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ РЕШЁТОК ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ В Nd-СОДЕРЖАЩИХ ЛАЗЕРНЫХ КРИСТАЛЛАХ И СТЁКЛАХ С УЧЁТОМ ЭФФЕКТА АП-КОНВЕРСИИ

О.Л. Антипов, М.С. Кузнецов

Институт прикладной физики РАН, г. Н. Новгород

Динамические решётки (ДР) показателя преломления и усиления, сопровождающие решётки инверсной населённости в активной лазерной среде, способны существенно влиять на характеристики лазерных усилителей и генераторов. Выяснение механизмов формирования этих решёток представляется особенно важным для лучшего понимания динамических процессов и управления параметрами современных твердотельных лазеров с интенсивной диодно-лазерной накачкой. С другой стороны, тестирование и моделирование ДР в лазерных кристаллах и стёклах является хорошим методом исследования механизмов изменений показателя преломления и других процессов, происходящих в этих активных средах.

Как известно, изменения показателя преломления (ИПП) лазерных кристаллов и стёкол обусловлены не только изменением температуры при термализации энергии возбуждения, но и различием поляризуемости возбуждённых и невозбуждённых уровней ионов активатора [1-3]. Механизмы ИПП в лазерных кристаллах, допированных ионами Nd³⁺, при интенсивной накачке ранее исследовались с помощью интерферометров, а также методом четырёхволнового взаимодействия. Настоящий доклад посвящен исследованию механизма ИПП в лазерном кристалле Nd:YAG при интенсивной лазерной накачке методом тестирования и моделирования ДР. Результаты тестирования решёток в лазерной среде, которое проводилось при двух способах возбуждения этих решёток (1). интерференционным полем пересекающихся пучков усиления на длине волны 1064 нм при однородной накачке лазерных кристаллов на длине волны 808 нм, 2). интерференционным полем пучков накачки на длине волны 808 нм), сравниваются с результатами численного моделирования.

Найдены аналитические решения систем нелинейных дифференциальных уравнений, которые описывают динамику релаксации решетки показателя преломления после окончания импульсов накачки и записывающих волн в твердотельной активной среде. Аналитические решения сравниваются с результатами экспериментов в кристалле Nd:YAG с лазерной накачкой. Численное исследование построенной модели позволяет определить характеристики кристалла, дающие наилучшее совпадение теории и эксперимента. Результаты экспериментов и теоретические расчёты

(выполненные с учётом двух механизмов формирования решёток, а также процесса ап-конверсии возбуждения при диполь-дипольном взаимодействии возбуждённых ионов Nd^{3+}) позволяют уточнить такие фундаментальные параметры как различие поляризуемости уровней, а также скорость ап-конверсии.

[1] О.Л. Антипов, А.С. Кужелев, А.Ю. Лукьянов, А.П. Зиновьев, Квантовая электроника, т. 25, №10, с. 867 (1998).

[2] O.L. Antipov, O.N. Ereneykin, A.P. Savikin, V.A. Vorob'ev, D.V. Bredikhin, M.S. Kuznetsov, IEEE J. Quant. Electron. v. 39, p. 910 (2003).

[3] J. Margerie, R. Moncorgé, P. Nagtegale, Phys. Rev. B, v. 74, p. 235108 (2006).

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАЗЕРА НА КРИСТАЛЛЕ Nd:YVO_4 С БОКОВОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ И СО СКОЛЬЗЯЩИМ ПАДЕНИЕМ ПУЧКА ГЕНЕРАЦИИ В НЕПРЕРЫВНОМ И ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОМ РЕЖИМАХ

*О.Л. Антипов, А.П. Зиновьев, А.А. Новиков
ИПФ РАН, г. Н. Новгород*

Твердотельные лазеры на основе кристалла Nd:YVO_4 с диодной накачкой в настоящее время интенсивно исследуются во всём мире в связи с широкими возможностями их применения в различных сферах деятельности [1,2]. Одним из основных достоинств таких лазеров является высокая эффективность использования накачки, которая достигается благодаря большим сечениям поглощения и усиления света в кристаллах Nd:YVO_4 . Однако в большинстве работ применяется продольная накачка таких активных элементов, которая требует использования дорогостоящих диодно-лазерных линеек с волоконным выходом и (/или) сложных оптических систем формирования пространственной структуры накачивающего пучка в лазерном стержне. Боковая накачка пластин Nd:YVO_4 с помощью диодных линеек позволяет существенно упростить оптическую схему накачки и пространственно развязать каналы накачки и генерации. Лазеры на Nd:YVO_4 с боковой диодной накачкой в последние годы активно исследуются несколькими группами [3,4]. Основной проблемой построения таких лазеров остаётся необходимость сопряжения пучка генерации с областью усиления внутри активной среды.

Настоящая работа посвящена исследованию возможностей оптимизации параметров лазерного генератора на основе кристалла Nd:YVO_4 с боковой диодной накачкой и скользющим падением луча генерации с точки зрения повышения эффективности генерации при высоком качестве пучка. Оптимизация параметров резонатора и активной среды позволила достичь в непрерывном режиме мощности ~ 15 Вт (при

эффективности использования накачки ~50%) в пучке дифракционного качества. Наряду с непрерывной генерацией исследованы режимы пассивной и активной модуляции добротности, а также пассивной синхронизации мод.

- [1] Shen D., Liu A., Song Y., Ueda K., *Appl. Optics* **37**, 5727 (1998).
- [2] Сычугов В.А., Михайлов В.А., Кондратюк В.А., Лындин Н.М., Фрам Ю., Загуменный А.И., Заварцев Ю.Д., Студеникин П.А. *Квантовая электроника* **30**, №1 (2000).
- [3] Bernard J.E., Alcock A.J., *Opt. Lett.* **18**, №12 968 (1993).
- [4] Damzen M.J., Trew M., Rosas E., Crofts, *Opt. Commun* **196**, 237 (2001).

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ АТОМАРНОГО НАТРИЯ И VO_2 -РАДИКАЛОВ В ПАРАХ НАД ПЕРЕГРЕТЫМИ РАСПЛАВАМИ НАТРИЙ И БОР СОДЕРЖАЩИХ СОЕДИНЕНИЙ

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

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

При изучении тройной системы $\text{Na}_2\text{O}-\text{BaO}-\text{V}_2\text{O}_5$ обнаружено, что методика регистрации спектров высокотемпературного комбинационного рассеяния света [1] применима к исследованию строения паров над расплавами по люминесценции отдельных молекулярных группировок, возбуждаемых линиями медного лазера – 5105 и 5782Å. Такие исследования являются важными, поскольку обнаруженные эффекты люминесценции паров над соответствующими расплавами позволяют контролировать и оптимизировать методики синтеза лазерных материалов, в частности ВВО и двойных натрийсодержащих вольфраматов.

Для перегретых расплавов всех натрийсодержащих соединений тройной системы $\text{Na}_2\text{O}-\text{BaO}-\text{V}_2\text{O}_5$ обнаружен эффект испарения атомарного натрия. Из энергетической диаграммы атомарного натрия видно, что в этом случае происходит двухфотонное возбуждение атомов натрия на уровень $4^2\text{F}^0_{5/2,7/2}$ (2891Å) линией 5782Å лазера с последующим каскадным переходом на уровни $3^2\text{P}^0_{1/2}$ и $3^2\text{P}^0_{3/2}$, которые проявляются в виде жёлтого натриевого дублета. Возможность такого перехода в парах атомарного натрия отмечалась в [2]. Проведенный нами эксперимент с вольфраматом натрия показал, что регистрация натриевого дублета при возбуждении жёлтой линией медного лазера возможна для паров других

перегретых натрийсодержащих расплавов. Интенсивность линий дублета определяется концентрацией паров натрия над расплавом.

Использование лазера на парах меди позволило обнаружить эффект перехода оксида бора в пары (радикалы BO_2) не только в расплаве оксида бора, но и в других борсодержащих расплавах по характеристическим спектрам BO_2 -радикалов. О возможности регистрации спектров таких радикалов ранее было указано [3].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 07-02-00375).

1. Воронько Ю.К., Кудрявцев А.Б., Соболев А.А., Сорокин Е.В. Высокотемпературная спектроскопия КРС – метод исследования фазовых превращений в лазерных кристаллах // Труды ИОФАН. – М.: Наука, 1991. – Т. 29: Спектроскопия оксидных кристаллов для квантовой электроники. – 142 с.
2. Wu H.H., Yih T.S., Chen Y.L. et al. Second harmonic generation in sodium vapor by laser of wavelength 570–603 nm // Chinese Journal of Physics. – 1989. – V. 27. – № 6. – P. 447–454.
3. Sommer A., White D., Linevsky M.J., Mann D.E. Infrared Absorption Spectra of B_2O_3 , B_2O_2 , and BO_2 in Solid Argon Matrices // The Journal of Chemical Physics. – 1963. – V. 38. – P. 87–98.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КРИСТАЛЛОВ $\text{NaGd}(\text{WO}_4)_2$, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ Tm^{3+}

*Ф.А. Большиков¹, Ю.К. Воронько², Д.А. Лис², А.В. Попов², П.А. Рябочкина¹,
К.А. Субботин², С.Н. Ушаков²*

1-Мордовский госуниверситет им. Н.П. Огарева, г. Саранск

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

Лазеры, работающие в двухмикронной области спектра, находят практическое применение в медицине, связи, а также для мониторинга окружающей среды. В качестве активных сред двухмикронных твердотельных лазеров используются кристаллы и стекла, активированные ионами Tm^{3+} (переход ${}^3\text{F}_4 \rightarrow {}^3\text{H}_6$).

В настоящей работе проведены исследования спектроскопических характеристик разупорядоченных тетрагональных кристаллов $\text{NaGd}(\text{WO}_4)_2$, активированных ионами Tm^{3+} . Результаты исследования спектрально-люминесцентных свойств кристаллов $\text{NaGd}(\text{WO}_4)_2\text{-Tm}^{3+}$ приводятся в работах [1, 2], однако спектроскопические характеристики ионов Tm^{3+} полученные в них для кристаллов $\text{NaGd}(\text{WO}_4)_2$, значительно отличаются.

Из интегральных коэффициентов поглощения в анизотропных кристаллах $\text{NaGd}(\text{WO}_4)_2\text{-Tm}^{3+}$ нами определены силы осцилляторов электронных переходов из основного состояния ${}^3\text{H}_6$ на возбужденные мультиплеты ${}^3\text{F}_4$, ${}^3\text{H}_5$, ${}^3\text{H}_4$, ${}^3\text{F}_3 + {}^3\text{F}_2$, ${}^1\text{G}_4$ ионов Tm^{3+} для поляризаций $\sigma(\vec{E} \perp \vec{c})$ и $\pi(\vec{E} \parallel \vec{c})$. Используя метод Джадда-Офельта определены

параметры интенсивности Ω_t ($t = 2, 4, 6$) в этих кристаллах, равные соответственно: $\Omega_2 = 11,77 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$, $\Omega_4 = 0,88 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$, $\Omega_6 = 1,29 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$.

Используя полученные значения параметров интенсивности, были определены вероятности ряда спонтанных излучательных переходов ионов Tm^{3+} в кристаллах $\text{NaGd}(\text{WO}_4)_2\text{-Tm}^{3+}$ и соответствующие значения коэффициентов ветвления люминесценции. При этом рассчитанное значение времени жизни уровня $^3\text{F}_4$ ионов Tm^{3+} равно 1,21 мс, что согласуется с экспериментально измеренным, равным 1,44 мс.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ (проект № 07-02-00055а).

1. J.M. Cano-Torres, M.D. Serrano, C. Zaldo, M. Rico, X. Mateos, J. Liu, U. Griebner, V. Petrov, F.J. Valle, M. Galán, G. Viera. J. Opt. Soc. Am. B. Vol. 23, No. 12. December 2006.

2. H. Wang, G. Jia, F. Yang, Y. Wei, Z. You, Y. Wang, J. Li, Z. Zhu, X. Lu, C. Tu. Appl. Phys. B. 83, 579-585. 2006.

ГЕНЕРАЦИЯ В РЕЖИМЕ СИНХРОНИЗАЦИИ МОД НА КРИСТАЛЛЕ $\text{YVO}_4\text{-Nd}^{3+}$ В ДЛИННОМ РЕЗОНАТОРЕ

Романюк В.А.¹⁾ Ушаков С.Н.²⁾ Хромов М.Н.²⁾ Шестаков А.В.¹⁾

1) ООО НПЦ ЭЛС-94, Москва

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

Развитие лазерной физики в последние десятилетия привело к революционному скачку в технике генерации сверхкоротких световых импульсов. Во-первых, были синтезированы широкополосные лазерные среды. Во-вторых, достаточно хорошо разработаны методы синхронизации лазерных мод.

Для проведения генерационных экспериментов в качестве активного элемента был использован кристалл $\text{YVO}_4\text{-Nd}^{3+}$, как среда, обладающая широкой полосой усиления. С целью обеспечить отвод тепла от активного элемента, его с помощью индиевой фольги закрепляли в медной оправке, помещенной на массивной металлической плите.

При получении генерации в режиме синхронизации мод был реализован метод с использованием насыщающегося поглотителя, в качестве которого был использован SESAM (Semiconductor saturable absorber mirrors). Для предотвращения разрушения поверхности зеркала вследствие её чрезмерного нагрева из-за большой плотности мощности внутри резонатора, SESAM припаивался к медной подложке, охлаждение которой осуществлялось водой. Генерация осуществлялась в длинном резонаторе для обеспечения как можно большего количества синхронизованных продольных мод. Длина резонатора при этом

составляла более двух метров. Пропускание выходного зеркала 1%. Резонатор был рассчитан с целью максимального согласования моды генерации и прокаченной области внутри активного элемента, так же было необходимо обеспечить размер перетяжки на SESAM'е позволяющий осуществлять синхронизацию мод без модуляции добротности. Размер прокачиваемой области составил 600 мкм, перетяжка на зеркале равнялась 100 мкм.

В результате проведенных экспериментов была получена генерация в режиме синхронизации мод с длительностью около 30 пс и меж импульсным интервалом 14 нс. Энергия одного импульса составила 1.9 нДж. Измерения длительности импульса синхронизации осуществлялось с помощью автокоррелятора.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КОНЦЕНТРАЦИОННОЙ СЕРИИ КРИСТАЛЛОВ КАЛЬЦИЙ- НИОБИЙ-ГАЛЛИЕВОГО ГРАНАТА, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ Er^{3+}

*Ю.К. Воронько¹, А.В. Малов², К.Н. Ницев², П.А. Рябочкина²,
А.А. Соболев¹, С.Н. Ушаков¹*

1 – Институт общей физики им. А.Н. Прохорова РАН

2 – МГУ им. Н.П. Огарева

Кристаллы кальций-ниобий-галлиевого граната (КНГГ), активированного ионами Er^{3+} вследствие разупорядочения структуры характеризуются широкими полосами в спектрах поглощения и люминесценции. Данный факт предполагает их возможное использование в качестве активных сред для перестраиваемых лазеров в условиях диодной накачки. Результаты исследования спектроскопических свойств кристаллов КНГГ- Er приводятся в работах [1,2]. В них показано, что значения силы осциллятора для сверхчувствительного перехода $^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^2\text{H}_{11/2}$, а также параметра интенсивности Ω_2 ионов Er в кристаллах КНГГ больше соответствующих значений в ряду других гранатов, активированных ионами Er . По-видимому, это обусловлено доминированием в кристаллах КНГГ- Er оптических центров Er с симметрией окружения ниже D_2 .

В настоящей работе были проведены исследования спектроскопических свойств концентрационной серии кристаллов КНГГ- Er в интервале концентраций Er от 6 ат.% до 40 ат.%. При исследовании спектров поглощения кристаллов КНГГ- Er при $T = 300 \text{ K}$ обнаружено, что при увеличении концентрации Er происходит изменение контура линий в

спектрах поглощения КНГГ-Er, обусловленных переходами с основного состояния $^4I_{15/2}$ ионов Er на возбужденные мультиплеты.

Нами также установлено, что при увеличении концентрации Er от 6 ат.% до 40 ат.% в кристаллах КНГГ- Er происходит уменьшение значений силы осциллятора для сверхчувствительного перехода $^4I_{15/2} \rightarrow ^2H_{11/2}$, а также параметра интенсивности Ω_2 . Полученные результаты, вероятно, свидетельствуют о том, что при увеличении концентрации ионов Er увеличивается относительная концентрация оптических центров Er с более высокой симметрией локального окружения, что приводит к уменьшению степени ассиметрии кристаллического поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ (проект № 07-02-00055а).

1. А.В. Малов, К.Н. Нищев, П.А. Рябочкина, С.Н. Ушаков. Вестник ННГУ. Вып. 1(9). с. 218. (2006).
2. Ю.К. Воронько, А.В. Малов, К.Н. Нищев, П.А. Рябочкина, А.А. Соболев, С.Н. Ушаков. Оптика и спектроскопия. Т.102. №5. с.188. (2007).

ВЫРАЩИВАНИЕ КОНЦЕНТРАЦИОННОЙ СЕРИИ КРИСТАЛЛОВ

АЛЮМОКАЛИЕВЫХ КВАСЦОВ С ДОБАВКОЙ ХРОМОКАЛИЕВЫХ КВАСЦОВ И ИССЛЕДОВАНИЕ НА НИХ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ

М.Л. Лабутина, М.О. Марычев

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

Методом испарения в чашках Петри из растворов были выращены кристаллы алюмокалиевых квасцов, легированные ионами Cr^{3+} , при температуре $T=26^{\circ}C$. Были приготовлены 20 различных растворов, из них получена серия кристаллов алюмокалиевых квасцов с различным содержанием примеси хромокалиевых квасцов. Для каждого значения концентрации примеси выращены 5-15 кристаллов с размерами 3-7 мм. Концентрация примеси в растворах изменялась в диапазоне от 0 до 40%. Предполагалось, что, ввиду совершенного изоморфизма указанных веществ, концентрация примеси в растворах и в выращенных из них кристаллах одинаковая.

Кристаллы чистых алюмокалиевых квасцов centrosymmetric, и для них существует запрет на генерацию второй оптической гармоники. Однако в порошкообразном состоянии эти кристаллы обладают указанным эффектом. Он также наблюдается и на выращенных примесных

кристаллах, причём величина эффекта зависит от концентрации Cr^{3+} . Данная работа продолжает ряд исследований нелинейно-оптических свойств псевдосимметричных кристаллов, проводимых в ННГУ (см., напр., [1]). Для полученной концентрационной серии кристаллов выполнены измерения квадратичной нелинейной восприимчивости $\chi_{2\omega}$ на порошках [2]. Приводится зависимость $\chi_{2\omega}$ от концентрации примеси в растворах. Показано, что $\chi_{2\omega}$ монотонно убывает с ростом содержания Cr^{3+} . Обсуждаются возможные причины генерации второй оптической гармоники на данных кристаллах, скорость спада $\chi_{2\omega}$ сопоставлена с изменением коэффициента поглощения света на длине волны второй гармоники (532 нм) с ростом содержания Cr^{3+} .

11. В.А. Иванов, Н.Ю. Иванов, Н.В. Сомов, М.О. Марычев, Е.В. Чупрунов. Псевдосимметрия структурных фрагментов и её использование для анализа физических свойств кристаллов //Вестник ННГУ им. Н.И. Лобачевского. Серия Физика твёрдого тела. Выпуск 1(9). Нижний Новгород: Изд-во ННГУ, 2006. – С.89-94.

12. Kurtz S.K. and Perry T.T. A powder technique for the evaluation of nonlinear optical materials //Journal of Applied Physics. Vol.39. No.8. July 1968. P. 3798 – 3813.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ИОННО-ЛЕГИРОВАННЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ КРЕМНИЯ В УФ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

*Ионов А.С., Ласткин В.А.
ОАО «ОКБ Планета», В.Новгород*

В последнее время, в связи с требованиями медицины, военной техники, проблемой озоновой дыры возникла необходимость в создании недорогих, миниатюрных полупроводниковых датчиков ультрафиолетового (УФ) диапазона. В настоящей работе сообщается о проведении исследований спектральных характеристик кремниевых фотодиодов (ФД) на основе р-п-перехода в УФ диапазоне спектра. Данные структуры выполнялись методом ионной имплантации примеси мышьяка в подложку КДБ-10 на глубину порядка 0,1 мкм. При этом легирование осуществлялось через плёнку SiO_2 , толщиной 0,06 мкм, с энергией ионов 50 кэВ. Для исследования был выбран диапазон доз 1 – 50 мкКл/см², в котором было сформировано 5 партий фотоприёмников с дозами 1, 5, 15, 35 и 50 мкКл/см². В дополнении к данным партиям, для сравнения, была изготовлена партия диффузионных фотоприёмников, с диффузией фосфора на глубину 1,5 мкм.

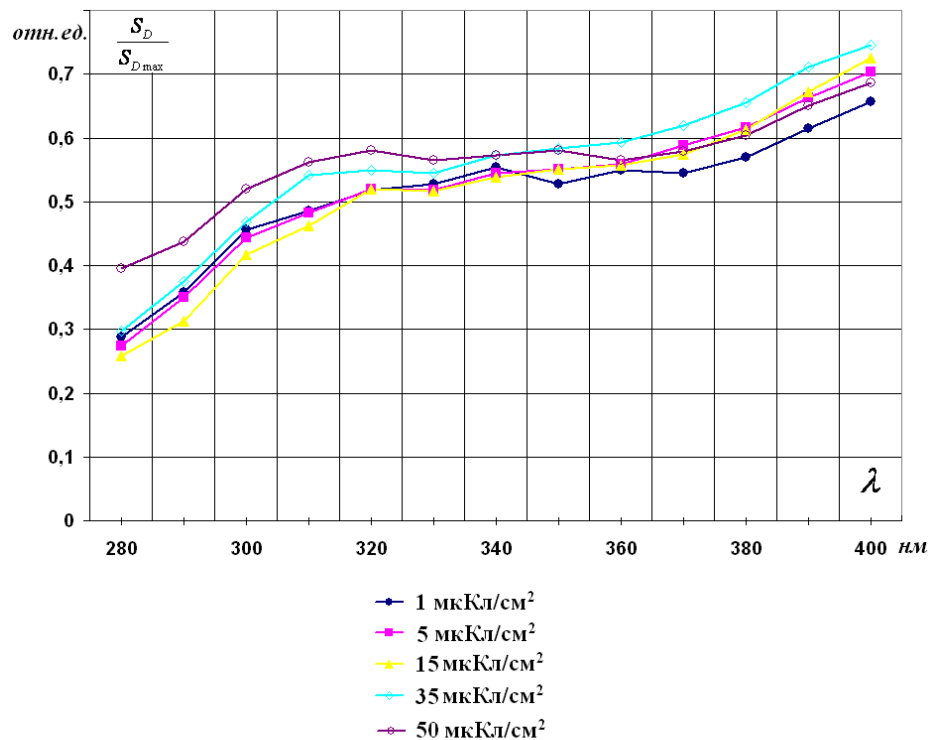
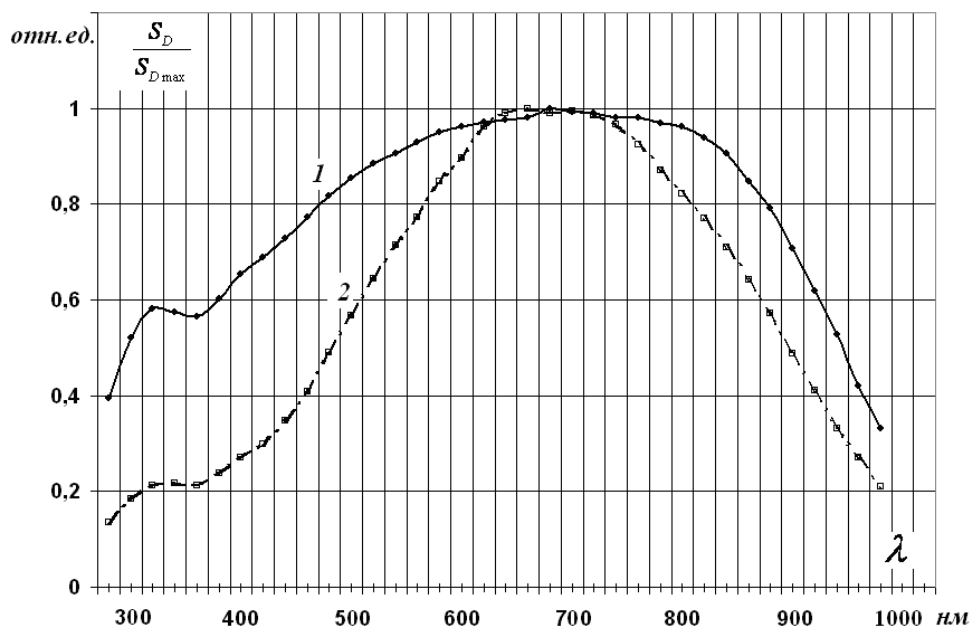


Рисунок 1 – Относительные спектральные характеристики чувствительности кремниевых фотоприёмников на основе ионно-легированных структур в УФ области спектра

Результаты исследований относительных спектральных характеристик полученных ионно-легированных структур в УФ области представлены на рисунке 1.

Как видно из данного рисунка, несколько наибольшей чувствительностью в УФ области обладают партии с самой высокой дозой (35 и 50 мкКл/см²).

На рисунке 2 представлено сравнение относительных спектральных характеристик ионно-легированного (1), с дозой 50 мкКл/см², и диффузионного (2) кремниевых ФД.



1 – ионно-легированный ФД
2 – диффузионный ФД

Рисунок 2 – Относительные спектральные характеристики чувствительности кремниевых ФД

Как видно из рисунка 2, ионно-легированный фотоприёмник обладает существенно более высокой чувствительностью в УФ области (около 60% от максимума) по сравнению с фотоприёмником, полученным методом диффузии (около 20% от максимума). Анализ квантовой чувствительности ионно-легированных структур, благодаря использованию просветляющего покрытия, оптимизированного на длину волны 350 нм, и получению мелкозалегающего р-п-перехода, обнаружил рост квантовой эффективности приборов в УФ области, где квантовый выход несколько выше, чем в максимуме спектральной чувствительности.

Таким образом, можно сказать, что ионно-легированные структуры могут быть использованы для создания недорогих высокоэффективных УФ фотоприёмников.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОСВЯЗИ СТЕПЕНИ ЦЕНТРОСИММЕТРИЧНОСТИ КРИСТАЛЛА И ЕГО КВАДРАТИЧНОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ

А.П. Гажулина, М.О. Марычев

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

Проводится экспериментальное исследование взаимосвязи нелинейно-оптических свойств ряда кристаллов и их симметричных и структурных особенностей. Генерация второй гармоники определяется тензором квадратичной нелинейной восприимчивости, компоненты которого равны нулю в centrosymmetric среде. Отклонение структуры кристалла от centrosymmetric состояния можно характеризовать количественно таким параметром, как степень псевдосимметрии [1], поэтому представляет интерес исследование зависимости квадратичной нелинейной восприимчивости кристалла от степени инвариантности его структуры относительно операции инверсии.

Поскольку набор экспериментальных образцов крайне невелик, то, помимо экспериментальных измерений нелинейно-оптических свойств, необходимо иметь возможность количественно оценивать нелинейную восприимчивость расчётным путём, зная структуру кристалла. Целью нашей работы является расчет тензора квадратичной нелинейной восприимчивости в зависимости от структуры и симметричных особенностей кристалла.

Проведя литературный обзор, мы выбрали для расчетов модель Мейснера и Реза [2]. В ней электрическое поле в среде рассчитывается по методу локального поля Лоренца. Нелинейные члены вводятся в поляризацию среды посредством учета полей, создаваемых индуцированными квадрупольными моментами.

Для расчета квадратичной нелинейной восприимчивости по данной модели, помимо структурной информации, необходимо знать эффективные заряды ионов, электронные поляризуемости ионов и так называемые структурные суммы. Расчет был проведен для кристалла NaNO_2 .

1. E.V. Chuprunov. Fedorov Pseudosymmetry of Crystals: Review // Crystallography Reports, Vol. 52, No.1, 2007. p. 1.
2. Мейснер Л.Б., Рез И.С. К теории нелинейных оптических свойств кристаллов // Известия АН СССР. Серия физическая. 1971. Т. 35. в. 9. С.2.

ПОЛУЧЕНИЕ ГЕНЕРАЦИИ НА КРИСТАЛЛАХ $\text{NaLa}(\text{MoO}_4)_2:\text{Nd}^{3+}$ БЕЗ СТАБИЛИЗАЦИИ ДЛИНЫ ВОЛНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ НАКАЧКИ

*Д.А. Лис¹⁾, Е.В. Жариков¹⁾, А.М. Онищенко²⁾, В.А. Романюк³⁾, К.А. Субботин¹⁾,
С.Н. Ушаков¹⁾, А.В. Шестаков³⁾*

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

2) ФГУП НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха, Москва

3) ООО НПЦ «ЭЛС-94», г. Москва

При создании миниатюрных твердотельных лазеров с полупроводниковой накачкой на кристаллах с ионами неодима одной из технических проблем является необходимость согласования спектров

излучения источников накачки с узкими линиями поглощения ионов неодима. Эта задача может решаться подбором источников накачки с нужной длиной волны и поддержания ее с помощью температурной подстройки элементами Пельтье, либо использованием активных элементов на основе разупорядоченных кристаллов с уширенными линиями поглощения ионов, в частности $\text{NaLa}(\text{MoO}_4)_2:\text{Nd}^{3+}$ (NLM). Представляет интерес исследование возможности применения данных кристаллов без использования устройств подстройки длины волны излучения полупроводниковых источников накачки.

Были изготовлены экспериментальные образцы из кристаллов NLM с концентрацией ионов Nd^{3+} 3,8 ат.% выращенных методом Чохральского (пластины с плоскими торцами (3x3 мм) с просветляющими покрытиями на длину волны 1,06 мкм и длиной 5 мм, ориентированные так, чтобы генерация осуществлялась в π поляризации, соответствующей максимальной интенсивности люминесценции) и проведены исследования некоторых спектрально-люминесцентных характеристик. Было измерено время жизни уровня $^4\text{F}_{3/2}$ ионов Nd^{3+} (140 мксек), получены спектры неполяризованного поглощения ионов Nd^{3+} в области 0,8 мкм и спектры поляризованной люминесценции в области 1,06 мкм. Сопоставление спектров поглощения активных элементов и длин волн излучения накачки показало, что для $\lambda_{\text{H}}=794$ нм коэффициент поглощения составляет $\sim 2 \text{ см}^{-1}$, для $\lambda_{\text{H}}=800$ нм – 4 см^{-1} , для $\lambda_{\text{H}}=804$ нм – 8 см^{-1} , для $\lambda_{\text{H}}=811$ нм – 5 см^{-1} . Генерация была получена при накачке во все указанные полосы поглощения. Длина волны генерации составляла 1,0595 мкм. Были получены зависимости выходной мощности генерации от падающей мощности накачки для указанных длин волн накачки с различными пропусканиями выходного зеркала.

Максимальная выходная мощность при мощности накачки 800 мВт составляла 107 мВт при длине волны излучения накачки 811 нм. Дифференциальный КПД для этого случая составлял 16,2 %.

Проведенные исследования показали, что на кристаллах $\text{NLM}:\text{Nd}^{3+}$ может быть реализована эффективная генерация при изменении длины волны излучения накачки в пределах ± 10 нм от максимума поглощения ионов Nd^{3+} , то есть допустимая нестабильность температуры диодных линеек может составлять $\pm 40^\circ\text{C}$.

РОСТ ЦЕНТРОСИММЕТРИЧНЫХ КРИСТАЛЛОВ, ЛЕГИРОВАННЫХ

ПРИМЕСЯМИ, И ГЕНЕРАЦИЯ В НИХ ВТОРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ

*А.Е. Егорова, Т.В. Карпеева, Е.К. Малафеева, М.О. Марычев
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г.
Нижний Новгород*

Методом концентрационной конвекции при комнатной температуре 26°C выращены из раствора кристаллы цинк-аммония сернокислого, легированного ионами Ni^{2+} и ионами CrO_4^{2-} . Выращены также кристаллы алюмокалиевых квасцов, легированные ионами Cr^{3+} , в условиях термостатирования при температуре роста $T=28^\circ C$, достаточно крупные для того, чтобы изучить изменение симметрии секторов роста разных простых форм. Для объективной оценки содержания примеси в растворах и кристаллах проведено их фотометрирование в видимом диапазоне.

Выращенные кристаллы являются centrosymmetric, и для них существует запрет на генерацию второй гармоники. Однако в порошкообразном состоянии кристаллы обладают указанным эффектом. Величина эффекта зависит от концентрации примеси в кристаллах. Данная работа продолжает исследования [1,2]. Выполнены соответствующие измерения квадратичной нелинейной восприимчивости $\chi_{2\omega}$ на порошках кристаллов [3]. Приводится зависимость $\chi_{2\omega}$ от концентрации примеси в растворах. Обсуждаются возможные причины генерации второй оптической гармоники на данных кристаллах.

13. В.А. Иванов, В.А. Бурдов, Н.Ю. Иванов, М.О. Марычев, М.А. Фаддеев, Е.В. Чупрунов. О зависимости интенсивности второй гармоники, возбуждаемой в нелинейно-оптическом кристалле, от его структурных и симметричных особенностей //IV Национальная кристаллохимическая конференция. Черноголовка. 26-30 июня 2006 г. Сб. тезисов докладов. доклад С4-13. С.288-289.
14. В.А. Иванов, Н.Ю. Иванов, Н.В. Сомов, М.О. Марычев, Е.В. Чупрунов. Псевдосимметрия структурных фрагментов и её использование для анализа физических свойств кристаллов //Вестник ННГУ им. Н.И. Лобачевского. Серия Физика твёрдого тела. Выпуск 1(9). Нижний Новгород: Изд-во ННГУ, 2006. – С.89-94.
15. Kurtz S.K. and Perry T.T. A powder technique for the evaluation of nonlinear optical materials //Journal of Applied Physics. Vol.39. No.8. July 1968. P. 3798 – 3813.

ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ

ГЕРМАНОСИЛЛЕНИТА, ЛЕГИРОВАННЫХ Cr^{3+} И Fe^{3+}

Н.Г.Горащенко, И.В.Степанова

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

Монокристаллы со структурой силленита ($\text{Bi}_{12}\text{MO}_{20}$, $\text{M}=\text{Ge}^{4+}$, Si^{4+}) обладают рядом свойств, которые позволяют использовать их в различных областях электроники. Силлениты служат в качестве электрооптических модуляторов света, в светоклапанных устройствах; находят применение в акустических приборах; используются для хранения и считывания информации. Введение в структуру силленита легирующих примесей в значительной степени влияет на свойства получаемых монокристаллов. Наиболее заметно влияние d-элементов, в частности, Cr^{3+} и Fe^{3+} .

Методом Чохральского выращены монокристаллы нелегированного и содержащего ионы Cr^{3+} и Fe^{3+} в различных концентрациях германосилленита. В качестве затравки использовали монокристалл «чистого» германосилленита, ориентированный в направлении $\langle 100 \rangle$.

В диапазоне 400-1000 нм сняты спектры поглощения полученных кристаллов. Введение ионов Cr^{3+} приводит к появлению пиков с $\lambda \approx 500$, 770 и 840 нм. Первые два широких пика принадлежат ионам Cr^{3+} , в которых осуществляется переход ${}^4\text{A}_2 \rightarrow {}^4\text{T}_1$ и ${}^4\text{A}_2 \rightarrow {}^4\text{T}_2$ соответственно, а пик при 840 нм принадлежит иону Cr^{4+} и соответствует переходу электронов ${}^4\text{A}_2 \rightarrow {}^4\text{T}_2$. В спектре поглощения монокристаллов, содержащих ионы Fe^{3+} , наблюдаются две полосы поглощения при $\lambda=650$ и 820 нм.

Методом Лодочникова измерено значение показателя преломления. При введении как ионов Cr^{3+} , так и Fe^{3+} величина показателя преломления изменяется в пределах 2,52-2,54, что соответствует известным значениям для нелегированного германосилленита [1, 2].

Измерено удельное сопротивление силленитов. Величина удельного сопротивления германосилленита составляет 10^{10} Ом·см, что согласуется с данными [2]. Введение ионов Cr^{3+} в структуру германосилленита незначительно снижает электропроводность кристаллов, при этом происходит снижение как темновой проводимости, так и проводимости на свету. Вероятно, это связано с влиянием ионов Cr^{3+} на фотопроводящие свойства силленитов. Ионы Fe^{3+} не оказывают заметного влияние на величину удельного сопротивления германосилленита.

1. Малиновский В. К., Гудаев О. А., Гусев В. А., Деменко С. И. Фотоиндуцированные явления в силленитах. Новосибирск: Наука, 1990.- 166 с.

2. Захаров И.С., Акинфеев П.П., Петухов П.А., Скориков В.М. Изв. ВУЗов. Физика. 1978, №3, 190, с.121-124

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ Gd, Ca, Zr - ГАЛИИЕВОГО ГРАНАТА, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ Nd³⁺

Алешкина С.С.¹, Рябочкина П.А.¹, Тимошечкин М.И., Ушаков С.Н.²

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

Исследование спектроскопических свойств кристаллов со структурой граната, активированных TR^{3+} ионами представляет интерес, как в фундаментальной науке, так и для практических применений в лазерной физике.

На основе кристаллов $Y_3Al_5O_{12}$ (ИАГ), $Gd_3Sc_2Ga_3O_{12}$ (ГСГГ), активированных TR^{3+} ионами созданы лазеры, работающие в условиях ламповой и диодной накачек. В то же время структура граната является настолько гибкой, что допускает замещение части полуторных оксидов на оксиды второй, четвертой и пятой групп периодической системы элементов. К таким гранатам относятся $Ca_3Ga_2Ge_3O_{12}$ (КГГГ) [1], $Ca_3(NbGa)_2Ga_3O_{12}$ (КНГГ) [2, 3], $(GdCa)_3(ZrGa)_5O_{12}$ (КЦЗГ) [4]. В силу значительного неоднородного уширения линий в спектрах поглощения и люминесценции TR^{3+} ионов в этих гранатах, возможно получение на их основе перестраиваемой генерации в условиях диодной накачки.

В настоящей работе приводятся результаты спектроскопических исследований кристаллов КЦЗГ, активированных ионами Nd^{3+} . Из спектров поглощения ионов Nd^{3+} в кристаллах КЦЗГ, зарегистрированных при $T=300$ К, определены интегральные коэффициенты поглощения, обусловленные переходами с основного состояния $^4I_{9/2}$ ионов Nd^{3+} на возбужденные мультиплеты: $^4F_{3/2}$, $^4F_{5/2}+^2H_{9/2}$, $^4F_{7/2}+^4S_{3/2}$, $^4F_{9/2}$, $^4G_{5/2}+^2G_{7/2}$, $^2K_{13/2}+^4G_{7/2}$, $^4G_{9/2}$, $^2K_{15/2}+^2G_{9/2}+^2D_{3/2}$, $^4G_{11/2}$, $^2P_{1/2}+^2D_{5/2}$. Из интегральных коэффициентов поглощения определены силы осцилляторов и силы линий соответствующих переходов.

В соответствии с теорией Джадда-Офельта для этих кристаллов найдены параметры интенсивности Ω_t ($t=2,4,6$). Установлено, что значения параметров интенсивности Ω_t для кристаллов КЦЗГ соответствуют аналогичным параметрам в ряду галлиевых гранатов, активированных ионами Nd. Используя найденные значения параметров интенсивности Ω_t , рассчитаны значения вероятностей спонтанных излучательных переходов и коэффициенты ветвления люминесценции с уровня $^4F_{3/2}$ ионов Nd^{3+} . Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (проект №07-02-00055 а).

1. Н.А. Еськов, В.В. Осико, А.А. Соболев и др. Изв. АН. СССР. Сер. Неорганические материалы, Т. 14. №12. С. 2254 (1978).
2. Н.А. Еськов, М.Д. Фаерман, Н.А. Сулова и др. Украинский химический журнал, Т. 51. №5. С. 457 (1985).
3. А.А. Каминский, Е.Л. Белоконева, А.В. Бутахин и др. Изв. АН. СССР. Сер. Неорганические материалы, Т. 21. №12. С. 2093 (1965).
4. D. Mafeiku, R. Laurien, Ch. Rusche. J. Cryst. Growth, V. 36. P. 311 (1975).

ОСОБЕННОСТИ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ БАРИЙ-БОРАТНЫХ

СТЕКОЛ С ДОБАВКАМИ СЛОЖНОГО ФТОРИДА $Pb_4Yb_3F_{17}$

*О. Б. Петрова¹, И. В. Багрова¹, Т. С. Прокопьева¹,
Л. Н. Дмитрук², А. В. Попов², В. Е. Шукин²*

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

Москва

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

Получение фторидных материалов связано с технологическими трудностями: синтез необходимо проводить в атмосфере инертных газов или фторирующих агентов, фториды обладают высокой реакционной способностью, в том числе и к конструкционным материалам, гигроскопичностью и склонны к пирогидролизу. Целью нашей работы было получение фторидной кристаллической фазы в оксидной стеклянной матрице путем контролируемой кристаллизации оксифторидного стекла.

В качестве стеклянной матрицы было выбрано стекло $BaO \cdot B_2O_3$, обладающее хорошей механической прочностью, химической стойкостью, относительно небольшой температурой синтеза, к тому же боратные расплавы предпочтительней силикатных для введения фторидных компонентов, т.к. из них меньше улетучивание фторидных соединений. В качестве фторидного компонента было выбрано соединение $Pb_4Yb_3F_{17}$ [1].

Синтезированы стекла с соотношением $(Pb_4Yb_3F_{17})/(BaO \cdot B_2O_3)$ 0,3:1, 0,5:1, 0,7:1. Определены свойства этих стекол: показано, что увеличение содержания фторидного компонента ведет к снижению температур синтеза, стеклования и кристаллизации, снижению твердости, увеличению плотности и химической стойкости.

Проведены термообработки стекол в различных температурно-временных условиях, методом РФА определены кристаллические фазы, выделяющиеся в стекле, методом КРС – изменение группировок в стекле и стеклокристаллическом материале.

Исследованы изменения плотности, показателя преломления, микротвердости, спектров пропускания, а также поглощения и люминесценции, образцов стекла до и после термообработки. Проведено сравнение свойств (плотности, показателя преломления, спектров КРС и люминесценции) порошков $Pb_4Yb_3F_{17}$, стекло и стеклокристаллических материалов.

Работа выполнена при финансовой поддержке аналитической ведомственной целевой программы Федерального агентства по образованию «Развитие научного потенциала высшей школы (2006-2008 годы)» проект 9128.

1. В.Р. Sobolev. The rare earth trifluorides, Barcelona, 2000.

СПЕКТРОСКОПИЯ КРИСТАЛЛОВ $\text{NaLa}(\text{MoO}_4)_2$ И $\text{NaGd}(\text{MoO}_4)_2$, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ Tm^{3+} , АКТИВНЫХ СРЕД ЛАЗЕРОВ 2-МКМ ДИАПАЗОНА СПЕКТРА

*Ю.К. Воронько, Е.В. Жариков, Д.А. Лис, А.В. Попов, В.А. Смирнов,
К.А. Субботин*

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

Исследованные в работе монокристаллы имеют разупорядоченную структуру и синтезированы методом Чохральского. Исследованы спектроскопические свойства кристаллов с точки зрения их использования в качестве активных сред в лазерах с диодной накачкой. Лазерные среды, активированные ионами Tm^{3+} , эффективно работают на электронном переходе ${}^3\text{F}_4\text{--}{}^3\text{H}_6$ ионов Tm^{3+} в диапазоне 1.85–2.02 мкм и способны эффективно накачиваться в область 0.8 мкм (переход ${}^3\text{H}_6\text{--}{}^3\text{H}_4$) излучением промышленных лазерных диодов на основе AlGaAs.

Зарегистрированы поляризованные спектры поглощения на уровни ${}^3\text{H}_4$ и ${}^3\text{F}_4$, люминесценции на лазерном переходе ${}^3\text{F}_4\text{--}{}^3\text{H}_6$, кривые затухания люминесценции с уровней ${}^3\text{H}_4$ и ${}^3\text{F}_4$. Определенные времена жизни верхнего лазерного уровня ${}^3\text{F}_4$ составили величины 1.1 и 1.2 мс (являются ограничением по величине «сверху» для реальных радиационных времен жизни этого уровня в исследуемых кристаллах) соответственно в кристаллах NLM:Tm и NGM:Tm. Сечения люминесценции перехода ${}^3\text{F}_4\text{--}{}^3\text{H}_6$ ионов Tm^{3+} рассчитывались по формуле Фухтбауэра-Ладенбурга и имели в значительной степени оценочный характер.

Описание кривой распада возбужденного состояния ${}^3\text{H}_4$ ионов Tm^{3+} в кристаллах NLM:Tm проводилось с помощью точной формулы статического переноса энергии Голубова-Конобеева-Сакуна [1] при значении микропараметра донор-акцепторного взаимодействия $C_{DA}=1.35\cdot 10^{-39}$ см⁶с⁻¹. Моделирование показало, что в кристаллах NLM:Tm механизм взаимодействия между ионами Tm^{3+} носит преимущественно диполь-дипольный характер.

Из настоящих исследований следует, что кристаллы NLM:Tm и NGM:Tm обладают более высокими (примерно на 10–20%) сечениями перехода ${}^3\text{H}_6\text{--}{}^3\text{H}_4$ (используемого для диодной накачки) и лазерного перехода ${}^3\text{F}_4\text{--}{}^3\text{H}_6$, а также более низкими временами жизни возбужденных состояний ${}^3\text{F}_4$ и ${}^3\text{H}_4$ по сравнению с вольфраматными аналогами NLW:Tm и NGW:Tm. Это свидетельствует о большей степени разрешенности соответствующих электро-дипольных переходов ионов Tm^{3+} в кристаллах молибдатов по сравнению с вольфраматами, что также может свидетельствовать о более высоких лазерных свойствах кристаллов молибдатов.

¹ С.Н. Голубов, Ю.В. Конобеев. ФТТ **13**, 3185 (1971).

ПАРАМЕТРЫ ИНТЕНСИВНОСТИ В КРИСТАЛЛАХ СТАБИЛИЗИРОВАННОГО ДИОКСИДА ЦИРКОНИЯ, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ Nd^{3+}

Е.В. Аладышева¹, Е.Е. Ломонова², П.А. Рябочкина¹, С.Н. Ушаков²

1 – МГУ им. Н.П. Огарева г. Саранск

2 – Институт общей физики им. А.Н. Прохорова РАН

В силу совокупности физических свойств: тугоплавкости, высокой твердости, оптической изотропии, а также химической стойкости кристаллы стабилизированного диоксида циркония находят разнообразные практические применения. Кристаллы стабилизированного диоксида циркония с редкоземельными примесями представляют интерес в связи с возможностью их использования в лазерной физике.

По своим спектроскопическим свойствам кристаллы твердых растворов на основе ZrO_2 вследствие значительного неоднородного уширения линий в спектрах редкоземельных ионов занимают промежуточное положение между кристаллами и стеклами и представляют интерес для создания перестраиваемых лазеров в условиях диодной накачки.

В настоящей работе из спектров поглощения ионов Nd^{3+} в кристаллах $ZrO_2-Y_2O_3-Nd_2O_3$ и $ZrO_2-Gd_2O_3-Nd_2O_3$ определены интегральные коэффициенты поглощения для переходов ионов Nd^{3+} с основного состояния $^4I_{9/2}$ на возбужденные мультиплеты $^2P_{1/2}+^2D_{5/2}$, $^4G_{11/2}$, $^2K_{15/2}+^2G_{9/2}+^2D_{3/2}$, $^4G_{9/2}$, $^2K_{13/2}+^4G_{7/2}$, $^4G_{5/2}+^2G_{7/2}$, $^4F_{9/2}$, $^4F_{7/2}+^4S_{3/2}$, $^4F_{5/2}+^2H_{9/2}$, $^4F_{3/2}$. Из интегральных коэффициентов поглощения определены силы осцилляторов и силы линий для соответствующих переходов. Согласно методу Джадда–Офельта определены параметры интенсивности Ω_t ($t=2,4,6$), вероятности излучательных переходов, коэффициенты ветвления люминесценции с уровня $^4F_{3/2}$ ионов Nd^{3+} на нижележащие энергетические уровни.

В кристаллах $ZrO_2-Y_2O_3-Nd_2O_3$ и $ZrO_2-Gd_2O_3-Nd_2O_3$ проанализирована зависимость указанных спектроскопических параметров от концентрации стабилизирующего оксида.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА ЭМИССИОННОГО ВЕЩЕСТВА ПРИ РАБОТЕ ЛЮМИНЕСЦЕНТНОЙ ЛАМПЫ

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

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

При работе люминесцентной лампы, эмиссионное вещество из области катодного пятна (КП) испаряется. В газоразрядном приборе наряду с испарением оксида, имеется и распыление его ионами газа, наполняющего прибор. Вместе с тем существует возврат части испарившегося эмиссионного материала на электрод, в том числе и на непокрытые оксидом витки вольфрамовой спирали.

Ток на лэнгмюровский зонд, расположенный вблизи катода [1] зависит от степени его «запылённости» материалом оксида. Обычно зонды изготавливают из вольфрамовых проволок, как и спирали ЛЛ, имеющих работу выхода 4,5 эВ [2]. Напыление на зонд эмиссионного материала электрода может уменьшить работу выхода зонда на величину, превышающую 2 эВ [3]. Скорость переноса эмиссионного вещества на непокрытые витки спирали электрода будет пропорциональна скорости его напыления на зонд.

В ЛЛ область тире находится вблизи КП. Поэтому в процессе горения лампы естественно ожидать напыление на него Ва, следствием чего будет уменьшение работы выхода области тире электрода. На это указывают данные о том, что как при зажигании лампы, так и при её работе в стационарном режиме, максимум излучения линии Ва наблюдается в области разряда вблизи средней части тире – в месте, удалённом от КП на значительное расстояние.

Данные зондовых измерений говорят о том, что покрытие тире монослоем атомов можно ожидать через несколько секунд горения лампы, работа выхода этой области снизится до 2 эВ и при новом инициировании разряда будет «работать» плёночный катод так, что КП должно «сесть» на эту область. Однако, по нашим данным, описанный режим зажигания реализуется только в том случае, если перед отключением лампа работала в стационарном режиме не менее 15-20 мин. За это время на область середины тире напылилось достаточное количество Ва и, как отмечается в [4], успевают сформироваться островки ВаО, которые и обеспечивают эмиссию необходимого тока для зажигания разряда при холодном катоде. Механизм эмиссии – взрывная электронная эмиссия.

1. Дарроу К. Электрические явления в газах. Харьков–Киев: Гос. н.-т. изд. Украины, 1937 г., 320с.
2. Фоменко В.С. Эмиссионные свойства материалов. Киев: Наукова Думка, 1981 г., с.113.
3. Соболев В.Д. Физические основы электронной техники. М.: Высшая школа, 1979 г., 448с.
4. Эффективные термокатоде, сб.переводов по ред. Н.Г.Баньковского. М.: Гос. эн. издат, 1961., 463с.

КОМПАКТНЫЙ ТВЕРДОТЕЛЬНЫЙ НЕОДИМОВЫЙ ЛАЗЕР НА КРИСТАЛЛЕ КАЛЬЦИЙ-ГАЛЛИЙ-ГЕРМАНИЕВОГО ГРАНАТА $\text{Nd}:\text{Ca}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ ПОВЫШЕННОЙ МОЩНОСТИ

А.Ф.Шаталов, М.И. Беловолов, М.И.Тимошечкин
Научный центр волоконной оптики РАН, Москва

Кальций-галлий-германиевый гранат, активированный неодимом (Nd:КГГГ), обладает высокой теплопроводностью (10,9 Вт/К), низкой температурой плавления (1400 °С), допускает введение высоких концентраций (до 16 ат.%) неодима, что позволяет рассматривать его как перспективный материал для создания твердотельных лазеров (ТТЛ) с диодной накачкой[1].

В работе сообщаются результаты исследований компактного ТТЛ повышенной мощности (~1Вт) на длине волны $\lambda=1,06$ мкм.

Активные элементы представляли собой пластинки 5×5 мм, толщиной 1,5 и 1 мм с концентрацией неодима 2×10^{20} см⁻³. Входные диэлектрические зеркала на образцах и выходное сферическое зеркало (R=5 см, T=1%) образовывали резонатор длиной 1,5 см. Накачка на длине волны 805 нм производилась вдоль оптической оси резонатора от линейки лазерных диодов с оптоволоконным выходом. Излучение накачки фокусировалось с помощью микрообъектива в пятно диаметром 400 мкм. Измеренные зависимости выходной мощности от мощности накачки представлены на рис. 1. На лазерном элементе толщиной 1 мм была получена выходная мощность 700 мВт при поглощенной мощности накачки 2,7 Вт, дифференциальная эффективность составила $\eta = 0,30$. Дальнейший рост выходной мощности был ограничен появлением в активном элементе термической линзы.

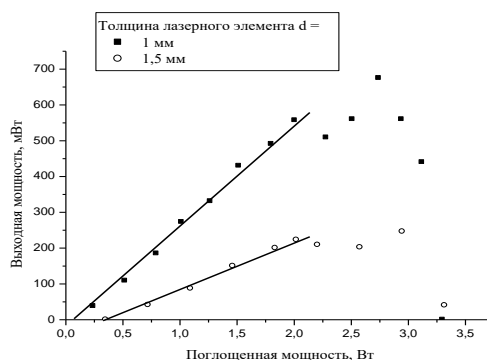


Рис.1. Выходные характеристики лазера на Nd:КГГГ ($\lambda=1,06$ мкм).

1. J.J.Romero, D.Jaque, et.al., *Journal of Applied Physics*, **92**, 1754 (2002).

СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ КАЛЬЦИЙ-НИОБИЙ-ГАЛЛИЕВОГО ГРАНАТА, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ Dy^{3+}

*Ф.А. Больщиков¹, Ю.К. Воронько², М.О. Марычев³, П.А. Рябочкина¹,
А.А. Соболев², С.Н. Ушаков², Е.В. Чупрунов³*

*1-Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск
2-Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва
3-Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
г. Н. Новгород*

Актуальной задачей современной лазерной физики является поиск активных сред твердотельных лазеров с диодной накачкой для получения генерации в средней ИК области спектра. Активными средами для таких лазеров могут являться кристаллы и стекла, активированные ионами Dy^{3+} .

В настоящей работе приводятся результаты спектрально-люминесцентных исследований кристаллов кальций-ниобий-галлиевого граната (КНГГ), активированных ионами Dy^{3+} .

На основании анализа спектров поглощения получены значения интегральных коэффициентов поглощения с основного состояния ${}^6H_{15/2}$ ионов Dy^{3+} на возбужденные мультиплеты: ${}^4I_{15/2}$, ${}^4F_{9/2}$, ${}^6F_{3/2}$, ${}^6F_{5/2}$, ${}^6H_{5/2}$, ${}^6H_{7/2}$, ${}^6F_{9/2}$, ${}^6H_{9/2}$, ${}^6F_{11/2}$, ${}^6H_{11/2}$. Из значений интегральных коэффициентов поглощения определены значения сил осцилляторов и сил линий соответствующих межмультиплетных переходов. Согласно методу Джадда-Офельта определены параметры интенсивности Ω_t ($t = 2, 4, 6$) в кристаллах КНГГ- Dy^{3+} . С этими значениями параметров интенсивности рассчитаны вероятности ряда спонтанных излучательных переходов и коэффициенты ветвления люминесценции ионов Dy^{3+} в КНГГ- Dy^{3+} .

Исследованы спектры люминесценции ионов Dy^{3+} при $T = 300$ К в области 850-1700 нм, обусловленные переходами ${}^6F_{3/2} \rightarrow {}^6H_{15/2}$, ${}^6H_{7/2} + {}^6F_{9/2} \rightarrow {}^6H_{15/2}$, ${}^6H_{9/2} + {}^6F_{11/2} \rightarrow {}^6H_{15/2}$ при возбуждении аргоновым лазером ($\lambda_{\text{возб}} = 488$ нм).

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ (проект № 07-02-00055а).

ВЫРАЩИВАНИЕ И СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ ФОРСТЕРИТА Mg_2SiO_4 : Cr, СОЛЕГИРОВАННЫХ ИОНАМИ Sc^{3+}

Зайцева О.Н.¹⁾, Дудникова В.Б.²⁾, Лебедев В.Ф.³⁾, Жариков Е.В.⁴⁾

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

2) Институт Геохимии и Аналитической Химии им. В.И. Вернадского РАН,

3) ООО НПЦ «ЭЛС-94», г. Москва

4) Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева,

Интерес к монокристаллам Mg_2SiO_4 : Cr продиктован, прежде всего, потенциалом их использования в качестве активных сред перестраиваемых лазеров и лазеров с ультракороткими импульсами видимого и ближнего ИК диапазонов. В качестве активных лазерных центров в этих кристаллах выступают ионы Cr^{4+} или центры Cr^{3+} [1]. При этом, изучение возможностей управления зарядовым состоянием ионов хрома представляет собой важную проблему, как в научном, так и в практическом плане. Легирование оптически неактивными примесями позволяет существенно менять спектрально-люминесцентные свойства кристаллов Mg_2SiO_4 : Cr [1]. В настоящей работе исследовано влияние ионов Sc^{3+} на растворимость хрома в форстерите и соотношение центров Cr^{4+} и Cr^{3+} .

Кристаллы форстерита, легированные ионами хрома и скандия, выращивали из иридиевых тиглей методом Чохральского на установке «Кристалл-2», с различным соотношением концентраций этих примесей в расплаве (C_L). Рост осуществляли на затравку, ориентированную вдоль оси a (установка $Pbnm$), в атмосфере аргона с добавлением кислорода ($\lg f_{O_2} \cong -1,6$), содержание которого, в ростовой камере, контролировалось анализатором кислорода АКПМ-01 с точностью $\pm 0,001$ об.%. Скорость кристаллизации составляла 0,7 мм/ч, скорость вращения - 12 об/мин.

Поведение центров Cr^{3+} и Cr^{4+} изучали с помощью оптических спектров поглощения и люминесценции в диапазоне 275-1250 нм. Фактические концентрации легирующих примесей в кристалле контролировали методом рентгеноспектрального микроанализа.

В результате проведенных исследований установлено, что присутствие Sc существенно понижает коэффициент распределения хрома в форстерите. Так, при концентрации скандия $C_L \geq 0,22$ вес.% коэффициент распределения хрома уменьшается в три раза, что сопровождается возрастанием доли центров Cr^{4+} по сравнению с содержанием центров Cr^{3+} .

1. Гайстер А.В., Жариков Е.В., Лебедев В.Ф. и др. Квантовая электроника, 2004, т.34, № 8, 693-694

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ

(проекты №№ 05-05-64721, 05-02-16750, 06-02-16662, НШ-8091.2006.5)

ХИМИЧЕСКАЯ СТОЙКОСТЬ РЯДА БОРАТНЫХ СТЕКОЛ И ПРОЗРАЧНЫХ СТЕКЛОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

О. Б. Петрова, А. В. Мельчарикова, А. Б. Кузнецова
Российский химико-технологический университет

имени Д.И. Менделеева, Москва

В ряде работ описываются стекла на основе боратов РЗЭ [1-3] и на основе боратов бария [4]. Отмечена перспективность этих материалов для фотоники и получения на их основе прозрачных стеклокристаллических материалов с микро- или нано-дисперсной кристаллической фазой. Во всех работах отмечены хорошие механические свойства, высокая химическая стойкость, высокие показатели преломления, относительно низкие температуры синтеза этих стекол. Однако, химическая стойкость по отношению к воздействию разных реагентов точно не охарактеризована.

Для определения химической стойкости стекол и стеклокристаллических материалов на их основе мы пользовались ГОСТ 10134.0-82 «Стекло неорганическое и стеклокристаллические материалы. Методы определения химической стойкости». Для стекол и стеклокристаллических материалов на основе боратов РЗЭ и боратов бария были определены: водостойкость при 98°C (выдержка 5 часов), кислотостойкость (6 н. раствор HCl, кипячение 3 часа) и щелочестойкость (смесь равных объемов 1н. растворов NaOH и Na₂CO₃, кипячение 3 часа).

Стекла на основе боратов РЗЭ показали очень высокую водостойкость (потеря массы менее 0,1 %), кислотостойкость 1-2 класса, щелочестойкость 1 класса. Причем стойкость стеклокристаллических материалов ко всем реагентам выше, чем стойкость соответствующих стекол.

Стекла на основе боратов бария показали среднюю водостойкость (потеря массы около 10 %), низкую кислотостойкость (в условиях эксперимента стекла растворились практически полностью) и щелочестойкость 1-2 классов.

1. A.C. Vaz de Araujo, I.T. Weber, B.S. Santos, et al.//Journal of Non-Crystalline Solids, V. 219, 1997, P.160-164
2. Виноградова Н. Н., Дмитрук Л. Н., Петрова О. Б.//Физика и химия стекла, том 30, №1, 2004, с.3-8.
3. Ю. К. Воронько, С.С. Галактионов, Л. Н. Дмитрук, О.Б. Петрова, А. В. Попов, Вл-в. Е. Шукшин.//Физика и химия стекла, том 32, №1, 2006, с.83-88

4. S. Kapoor, H. Bola George, A. Betzen, M. Afatigato, S. Feller.//Journal of Non-Crystalline Solids, V. 270, 2000, P.215-222.

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

*Н.Г.Горащенко, И.В.Степанова, Е.К.Фукалова
Российский химико-технологический университет им. Д.И.Менделеева, Москва*

Стекла на основе оксида висмута рассматриваются как перспективные лазерные, сцинтилляционные и люминесцентные материалы. Возможность генерации гармоник в этих стеклах предполагает их применение в фотонике. Получение на их основе стеклокристаллических систем с кристаллами нано-размеров позволит значительно расширить границы применения висмутсодержащих стекол.

Варку стекол состава $2\text{Bi}_2\text{O}_3:3\text{GeO}_2$ проводили при температуре 1150° в платиновых тиглях. Полученный расплав вливали в предварительно охлажденную до $0\text{-}5^\circ\text{C}$ платиновую лодочку или на платиновую фольгу.

Дилатометрическим методом определили характеристические температуры полученных стекол. Значения температуры стеклования и температуры кристаллизации составили 350 и 380°C , соответственно. Температура максимальной кристаллизации - 400°C . Для получения стеклокристаллического материала стекла подвергали термообработке при температуре 390°C в течение 20 часов. По ширине рентгеновского пика образца термообработанного стекла рассчитали средний размер образовавшихся кристаллитов – 104 нм. Последующая выдержка образцов стекол при 400°C в течение не менее 20 часов ведет к появлению в них кристаллической фазы со структурой эвлитина $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ с размерами кристаллитов около 400 нм.

Измерены значения плотности и показателя преломления стекол, стеклокристаллических образцов и монокристаллов. Установлено, что в ряду «стекло - стеклокристаллический образец - монокристалл» происходит увеличение плотности материала и, как следствие, возрастает значение показателя преломления. При этом значения данных характеристик для стеклокристаллического образца и монокристаллов германозэвлитина близки.

В интервале длин волн от 350 до 1050 нм были сняты спектры поглощения. У стекла, стеклокристалла и монокристалла наблюдаются полосы пропускания в области 420-460 нм, 430-470 нм и 380-500 нм и 800-950 нм, соответственно.

Были измерены сцинтилляционные характеристики висмутгерманатного стекла и стеклокристаллического образца. Установлено, что такие свойства стекла, как радиационная длина, световой выход, время высвечивания и длина взаимодействия изменяются после термообработки, становясь близкими к свойствам кристаллов $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$.

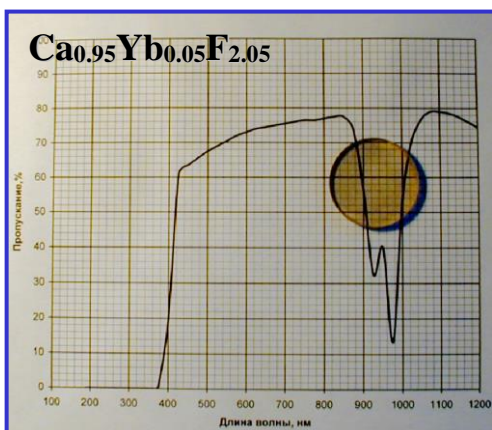
НАНОМАТЕРИАЛЫ И НАНОТЕХНОЛОГИИ В ОПТОЭЛЕКТРОНИКЕ

ФТОРИДНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ НАНОКЕРАМИКА

Т.Т.Басиев, Ю.В.Орловский, В.В.Осико, П.П.Федоров
Институт общей физики им.А.М.Прохорова РАН,
119991, Москва, ул. Вавилова, 38, ppf@lst.gpi.ru
К.В.Дукельский, И.А.Миронов, В.А.Демиденко, А.Н.Смирнов
ФГУП «НИТИОМ ВНЦ «ГОИ им. С.И.Вавилова»»
192171 С.-Петербург, ул. Бабушкина, 36

Разработка лазерной керамики является одной из наиболее серьезных инноваций последних лет в области лазерных материалов. Лазерная керамика обладает рядом преимуществ, по сравнению с монокристаллами, а именно: возможность изготовления элементов больших размеров; превосходные механические свойства; большие концентрации ионов-активаторов при их равномерном распределении (например, Nd:YAG); возможность получения оптических сред для составов, которые трудно или невозможно приготовить в виде монокристаллов (например, Y₂O₃).

Анализ развития тенденций современной фотоники показывает, что прогресс в этой области будет связан с разработкой устройств на основе фторидных материалов. Основаниями для этого являются фундаментальные свойства фторидов: широкое окно прозрачности от 0,16 до 11 мкм; малая протяженность фононных спектров; легкость введения в состав фторидов значительных (вплоть до 10²¹ см⁻³) концентраций активных редкоземельных ионов; высокая теплопроводность, хорошие механические свойства и высокая влагостойкость.



Ведется разработка оптической фторидной керамики [1]. В качестве модельного объекта исследованы образцы природной оптической керамики CaF₂ Суранского месторождения. Согласно данным электронной и атомно-силовой микроскопии она является нанокерамикой [2]. Приготовление прекурсора является ключевой проблемой при получении прозрачной керамики [3]. Образцы оптической керамики различного химического состава приготовлены методом горячего прессования. Достигнут уровень оптических потерь 10⁻²-10⁻³ см⁻¹ [4]. Образцы как

природной, так и искусственной оптической керамики CaF₂ имеют аномально высокую вязкость разрушения (в 3-6 раз выше, чем монокристаллы). Теплопроводность и спектрально-люминесцентные характеристики керамики практически не отличаются от монокристаллов [5].

Работа выполнена при финансовой поддержке Федерального агентства по науке и инновациям РФ по Государственному контракту № 02.435.11.2011

Литература.

1. P.P.Fedorov, V.V.Osiko, T.T.Basiev, Yu.V.Orlovskii, K.V.Dykel'skii, I.A.Mironov, V.A.Demidenko, and A.N.Smirnov. Nanotechnologies in Russia, 2007, **2**, No 4.
2. M.Sh.Akchurin, R.V.Gainutdinov, P.L.Smolyanskii, and P.P. Fedorov. Doklady Physics, 2006, **51**, 10.
3. S.V.Kouznetsov, I.V.Yarotzkya, P.P.Fedorov, V.V.Voronov, S.V.Lavristchev, T.T.Basiev, and V.V.Osiko. Russian J. Inorganic Chemistry, 2007, **52**, 367.
4. O.V.Palashov, K.V.Dykel'skii, I.A.Mironov, A.N.Smirnov, P.P.Fedorov, V.V.Osiko, and T.T.Basiev. Quantum Electronics, 2007, **37**, 27-28.
5. P.A.Popov, K.V.Dykel'skii, I.A.Mironov, V.A.Demidenko, A.N.Smirnov, P.L.Smolyanskii, P.P.Fedorov, V.V.Osiko, and T.T.Basiev. Doklady Physics, 2007, **52**, 7.

ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР С БАРЬЕРОМ ШОТТКИ Ni/GaAs, ПОМЕЩЕННЫХ В СИЛЬНЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ

М.М. Прокофьева, П.Б. Дёмина, М.В. Дорохин

*Нижегородский Государственный Университет им. Н.И. Лобачевского,
Нижний Новгород*

Квантово размерные структуры на основе InGaAs/GaAs квантовых ям (КЯ) применяются в спинтронике. [1]. Как показано в [1] на этих структурах с ферромагнитным (ФМ) контактом Шоттки возможно наблюдение циркулярной поляризации электролюминесценции (ЭЛ). Для успешной реализации необходимо повышение степени циркулярной поляризации.

Цель данной работы - исследование эффектов, спиновой инжекции и спиновой релаксации в структурах с КЯ в сильных магнитных полях.

Структуры были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении на подложках n^+ -GaAs (100). Контакт Шоттки (Ni, Au) был сформирован методом термического испарения металла в вакууме.

Известно, что при приложении магнитного поля в энергетическом спектре КЯ происходит расщепление пика ЭЛ на уровни Ландау (УЛ). В данной работе была показана возможность экспериментального наблюдения УЛ в структурах с InGaAs-GaAs квантовой ямой. В зависимости от фактора заполнения УЛ неоднородности потенциала в КЯ в разной степени влияют на оптические свойства КЯ. Осцилляции в экранировании неоднородностей вызывают осцилляции спинового рассеяния и циркулярной поляризации ЭЛ.

При исследовании спиновой инжекции было получено, что её эффективность существенно зависит от вида границы раздела металл-полупроводник [2]. Дефекты, образующиеся на границе Ni/GaAs за счёт взаимодействия ФМ металла с Ga и As, приводят к уменьшению эффективности спиновой инжекции [2]. Поэтому обычно используют различные защитные пленки. В данной работе исследовалась возможность применения тонкой металлической (Au) или полупроводниковой (AlAs) пленки. Для плёнок AlAs было получено, что существует некая оптимальная толщина, для которой интенсивность ЭЛ структуры с контактом Ni/GaAs максимальна и сравнима с таковой для образцов с Au контактами.

1. G. Schmidt. J. Phys. D: Appl. Phys. **38**, (2005), R107-R122.
2. М.В. Дорохин, С.В. Зайцев, В.Д. Кулаковский и др. // Письма в ЖТФ, **32** (2006), 46-52.

КОЛИЧЕСТВЕННО-ИЗОТОПНЫЙ АНАЛИЗ КИСЛОРОДА В КРИСТАЛЛАХ ЧАСТИЧНО СТАБИЛИЗИРОВАННОГО ДИОКСИДА ЦИРКОНИЯ

*Х.Б. Амосова², М.А. Борик¹, М.А. Вишнякова¹, А.В. Кулебякин¹,
Е.Е. Ломонова¹, Н.И. Медведовская², В.В. Осико¹, В.И. Устинов²,
А.В. Щербаков²*

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

² *Научно-исследовательский институт импульсной техники, г. Москва*

Кристаллы частично стабилизированного диоксида циркония (ЧСЦ) – это твердые растворы ZrO_2 с добавками Y_2O_3 . Одной из особенностей материалов на основе диоксида циркония является большая подвижность кислорода уже при небольших температурах ($>300^\circ C$). Этот параметр оказывает сильное влияние на целый ряд характеристик кристаллов. Подвижность кислорода в монокристаллах ЧСЦ зависит от состава, условий синтеза и последующей термообработки.

Впервые для исследования материалов на основе ZrO_2 был применен количественно-изотопный анализ кислорода. Разработана методика экстракции O_2 из этих материалов с учетом специфики их механических и химических свойств.

С использованием изотопно-кислородного метода экспериментально установлены особенности перераспределения кислорода в процессе формирования и стабилизации структуры твердых растворов замещения $Zr^{+4}_{1-x}Y^{+3}_xO^{2-}_{2-0.5x}V^0_{0.5x}$ и последующего отжига кристаллов на воздухе и в вакууме.

Показано, что в процессе роста и отжига, в кристаллах ЧСЦ происходит перераспределение кислорода на количественном и изотопном уровне. Количественные эффекты обусловлены катионным замещением Zr^{+4} на Y^{+3} с образованием кислородных вакансий в анионной подрешетке на стадии формирования кристаллической структуры из расплава и окислительно-восстановительными процессами при отжиге в вакууме. В основе изотопных эффектов при росте кристаллов лежат особенности механизма направленной кристаллизации, сопровождающейся изотопно-кислородным обменом в системе “расплав-твердый раствор”. При отжиге в вакууме изотопно-кислородный эффект обусловлен переходом диоксида в частично восстановленное состояние. При отжиге на воздухе происходит изотопно-обменное взаимодействие в системе “кристалл ЧСЦ-атмосферный кислород”, контролируемое термодинамическим изотопным эффектом. Экспериментально определена величина константы изотопно-кислородного обменного взаимодействия в этой системе. Проведена оценка диффузии O_2 в кристаллы ЧСЦ разного состава. Выявлена связь между подвижностью кислорода в кристаллах ЧСЦ и концентрацией стабилизирующего оксида Y_2O_3 .

ПРОЗРАЧНАЯ $Y_2O_3:Nd^{3+}$ -КЕРАМИКА ИЗ УЛЬТРАДИСПЕРСНЫХ ОКСАЛАТОВ, КАРБОНАТОВ, ОКСИГИДРАТОВ И ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ ХЛОРИДОВ

М.А. Усламина, Е.В. Жариков, С.Н. Ушаков¹

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

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

Прозрачная $Y_2O_3:Nd^{3+}$ -керамика, применяемая в оптике и электронике, дешевле монокристаллов ($t_{пл} Y_2O_3=2430^\circ C$), может содержать большое количество активатора (увеличение содержания Nd^{3+} может обеспечить повышение выходной энергии генерации лазерного излучения) и превосходит их по некоторым физико-техническим свойствам.

Получены химическим соосаждением ультрадисперсные порошки оксалата иттрия $(Y_{1-x}Nd_x)_2(C_2O_4)_3$ и карбоната иттрия $(Y_{1-x}Nd_x)_2(CO_3)_3$, а также выпариванием порошки $Y_{1-x}Nd_xCl_3$ размерами частиц до 500 нм. Последующим гетерофазным взаимодействием с раствором NH_4OH получены порошки оксигидрата иттрия $Y_{1-x}Nd_xOОН$ размерами частиц 100-400 нм. Наиболее перспективными прекурсорами являются карбонат и оксигидрат иттрия. При соосаждении, помоле порошков вводились добавки поливинилпирролидона и сульфата аммония с целью уменьшения агломерации и роста частиц. Синтез порошков $Y_2O_3:Nd^{3+}$ осуществлялся при $1000-1200^\circ C$ на воздухе 5-10 ч. После синтеза частицы порошков монодисперсные, сферической формы, размерами около 500 нм. Спрессованы в виде таблеток образцы $\varnothing 10, 12$ и 20 мм, которые спекали в вакууме при $1950^\circ C$ и осветляли при $1450^\circ C$ на воздухе. Размеры кристаллитов керамики 1-3 мкм. Образцы керамики шлифовали и полировали до толщины 1 мм. Сняты фотографии, в том числе, и на сканирующем электронном микроскопе, осуществлен петрографический анализ и РФА для оценки размеров частиц и подтверждения отсутствия других фаз. Микротвердость образцов составила $700-1140$ кг/мм². Плотность керамики близка к теоретической. Анализы состава осуществляли на электронном сканирующем микроскопе с энергодисперсионным детектором JSM-5610+ЕДД-JED-2300 (JEOL). Для снятия обзорного спектра поглощения в видимой спектральной области был использован спектрофотометр СФ-20. Для детального исследования спектроскопических свойств иона Nd^{3+} в образцах прозрачной $Y_2O_3:Nd^{3+}$ -керамики были сняты спектры поглощения и люминесценции отдельных межмультиплетных переходов с высоким спектральным разрешением при 77 К и 300 К. Для возбуждения люминесценции применяли полупроводниковый лазерный диод с длиной волны излучения 805 нм. Характеристики $Y_2O_3:Nd^{3+}$ -керамики из различных прекурсоров и оценка представлены.

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И МОРФОЛОГИЯ ПОВЕРХНОСТИ МНОГОСЛОЙНЫХ НАНОПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР "АМОРФНЫЙ КРЕМНИЙ / ДИЭЛЕКТРИК", ПОДВЕРГНУТЫХ ЛЕГИРОВАНИЮ И ОТЖИГУ

И.А. Чугров

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

Цель работы была в изучении влияния отжига, ионного легирования сурьмой и постгидрогенизации многослойных нанопериодических структур (МНС) $a\text{-Si}/\text{Al}_2\text{O}_3$ и $a\text{-SiO}/\text{Al}_2\text{O}_3$, на фотолюминесценцию (ФЛ) и микрорельеф их поверхности.

МНС $a\text{-Si}(a\text{-SiO})/\text{Al}_2\text{O}_3$ с периодами 8-20 нм и числом ~ 10 получали электроннолучевым испарением. Облучение ионами сурьмы с дозами $2 \cdot 10^{13}$ - $6 \cdot 10^{16}$ см^{-2} проводили на имплантере «Радуга-3» при ускоряющем напряжении 70 кВ. Постгидрогенизация МНС проводилась отжигом в водороде (1 атм.) при 500-700 °С (30-120 мин). Отжиг образцов в безводородной среде проводился в азоте при 500-1100 °С (2 часа). Спектры ФЛ измерялись на монохроматоре SP-150 (350-900 нм) при накачке N_2 -лазером (337 нм). Морфология поверхности образцов изучалась на сканирующем зондовом микроскопе «Solver Pro» (NTM-MDT) в неконтактной моде.

В результате обнаружено:

- из данных по ФЛ МНС $a\text{-Si}(a\text{-SiO})/\text{Al}_2\text{O}_3$, отожженных при 1000-1100 °С следует наличие полос с максимумами: при 410 нм, связываемые с излучательными F -центрами в Al_2O_3 ; при 570 нм, связываемые с вакансионными дефектами в SiO_x ($x < 2$) и/или нефазовыми включениями SiO_x ; при 760 нм связываемый нами с образованием Si нанокристаллов (НК) в Al_2O_3 при отжиге.
- Введение электрически активной сурьмы в МНС $a\text{-Si}/\text{Al}_2\text{O}_3$ дает увеличение интенсивности ФЛ при 760 нм в 7-2 раз при дозах $6 \cdot 10^{14}$ - $2 \cdot 10^{16}$ $\text{Sb}^+/\text{см}^2$ после отжига при 1100 °С, что мы связываем с увеличением числа НК из-за радиационно-стимулированной диффузии кремния при малых дозах и эффектом легирования при больших.
- Введение водорода в отожженные при 1100 °С МНС $a\text{-SiO}/\text{Al}_2\text{O}_3$ повышает ФЛ от НК и уменьшает интенсивность дефектных полос, что мы связываем с насыщением дефектов типа оборванной связи в МНС.
- По АСМ-данным отжиг при 1100 °С МНС $a\text{-Si}/\text{Al}_2\text{O}_3$ приводит к увеличению высоты неровностей в виде холмиков на порядок (40-80 нм), что было связано с образованием НК при отжиге.

Обсуждаются АСМ-данные легированных и отожженных МНС.

ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ИОННО-СИНТЕЗИРОВАННЫХ НАНОВКЛЮЧЕНИЙ Si_xC_y В ДИОКСИДЕ КРЕМНИЯ

*Д.И. Тетельбаум^{1,2}, А.Н. Михайлов^{1,2}, А.И. Белов¹, А.И. Ковалев²,
Д.Л. Вайнштейн², Д.М. Гапонова³*

¹ *Научно-исследовательский физико-технический институт ГОУ ВПО
“Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского”,
Нижний Новгород*

² *Научно-техническое, внедренческое предприятие «Поверхность» ООО,
Москва*

³ *Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород*

Метод ионной имплантации успешно применяется для создания нанокристаллов (НК) кремния в диэлектрической матрице SiO_2 , обладающих фотолюминесценцией (ФЛ) при комнатной температуре в красной/ближней ИК области спектра. Практический интерес привлекает создание других наноструктурированных систем на основе кремния и SiO_2 , которые бы обеспечивали более коротковолновую ФЛ. Нанокристаллы SiC являются одним из перспективных кандидатов для создания таких систем. Совместная имплантация в пленки SiO_2 ионов Si^+ и C^+ , либо в пленки SiO ионов C^+ (с последующей температурной обработкой) позволяет получать наноструктурированные слои с интенсивной ФЛ практически во всей видимой области спектра.

В данном исследовании отработана методика формирования светоизлучающих слоев SiO_2 , имплантированных совместно и отдельно ионами Si^+ и C^+ . Варьировались соотношение концентраций этих элементов, порядок имплантации и высокотемпературного отжига. Свойства слоев изучались методами ФЛ, электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопией (РФС).

Облучение углеродом пленок с предварительно синтезированными НК Si в матрице SiO_2 гасит их ФЛ (при ~ 750 нм) и усиливает ФЛ в области 350-700 нм, связанную с кислородо-дефицитными центрами в матрице. Отжиг при 1000 и 1100 °С частично восстанавливает ФЛ от НК Si . При равных концентрациях внедренных атомов углерода и кремния появляется интенсивная ФЛ с максимумами вблизи 400, 490 и 650 нм, связанная, по-видимому, с образованием нановключений SiC , C и аморфных включений, либо мелких НК Si , соответственно. Метод РФС подтвердил присутствие таких включений (наличие связей Si-C и C-C). Оптимизация условий имплантации и отжига позволит улучшить люминесцентные свойства системы с целью ее практического применения для светодиодов.

Работа выполнена в рамках проектов FP6 SEMINANO (NMP4-СТ-2004-505285), Минобрнауки (РНП 2.1.1.4022, 2.2.1.4737, 2.2.2.3.10002), CRDF (BRHE REC-001, Y4-P-01-05) и РФФИ (05-02-16762).

ИССЛЕДОВАНИЕ СЕНСОРНЫХ СВОЙСТВ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ГРАНУЛ SnO₂

Гафнер С. Л., Гафнер Ю. Я.

ХГУ им. Н.Ф. Катанова, пр. Ленина 90, 655017 Абакан

Как известно, сенсоры преобразуют различные физические, биологические или химические воздействия в электрические сигналы. Чуть более 50 лет назад было открыто, что абсорбция газа полупроводниковой поверхностью приводит к изменению электрической проводимости полупроводника. Это явление стало основой для технического производства различных газо-чувствительных сенсоров.

Так как основой механизма чувствительности являются химические реакции между поверхностью твердого тела и газовыми молекулами, то наиболее востребованными являются материалы с большим соотношением поверхности к объему и с большой степенью пористости (наночастицы). Именно в данном направлении в ближайшие годы ожидается основной технологический прорыв, что обусловлено исключительно подходящими для этого топологическими свойствами наночастиц.

Вблизи поверхности частицы из-за абсорбции и последующей ионизации молекул кислорода образуется поверхностная зона, обедненная свободными носителями заряда. Толщина этой зоны сопоставима с Дебаевской длиной и зависит от давления кислорода на поверхность частицы.

Была исследована проводимость метало-оксидной пленки обусловленная взаимодействием определяемого газа (CO) с поверхностью данного слоя. Для этого на основе моделей химических реакций между газом реагентом и поверхностью полупроводниковой пленки была предложена модель для вычисления проводимости между двумя соединенными в результате технологического процесса частицами. Области с высокой плотностью свободных носителей заряда между частицами образуют каналы, которые в зависимости от концентрации определяемого газа могут находиться в проводящем или изолированном состоянии (рис.1). Было определено, что уменьшение сечения такого канала должно приводить к повышению чувствительности сенсора. Полученные результаты находятся в согласии с экспериментальными работами, где было показано, что чувствительность сенсора на основе SnO₂ повышается с ростом доли частиц с размерами между 20 и 40 нм по отношению к сенсору, построенному на основе 50 нм частиц.

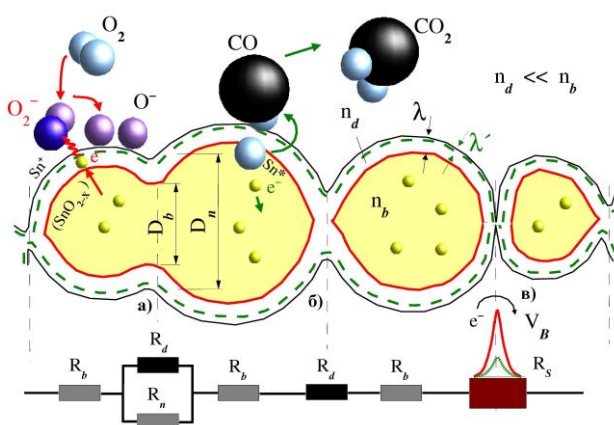


Рис. 1 Возможный вид соединения наночастиц: а) открытый канал; б) закрытый канал; в) двойной контакт Шоттки.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПЕРКОЛЯЦИОННОГО ПОДХОДА ДЛЯ УЛУЧШЕНИЯ ГАЗО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ СВОЙСТВ ПЛЕНОК SnO₂

Гафнер С. Л., Гафнер Ю. Я.

ХГУ им. Н.Ф. Катанова, пр. Ленина 90, 655017 Абакан

Одной из наиболее важных практических областей применения наночастиц является создание на их основе различных сенсорных устройств. Порошок из наночастиц по своим свойствам является наиболее подходящим кандидатом на эту роль. Однако напрямую такой порошок использовать нельзя, так как компоненты сенсора должны быть механически стабильны для создания устойчивого контакта с электродами. Поэтому полученный нано-дисперсный порошок спекают, превращая его в высокопористый материал. В зависимости от размера частиц и степени их соединения, между ними могут быть или проводящие контакты, или контакты типа барьера Шоттки, которые носители заряда способны преодолеть только посредством термоионной эмиссии. Все это приводит к различному виду взаимосвязи между проводимостью и концентрацией определяемого газа.

На основе проведенных исследований был сделан вывод о том, что в материале должно наблюдаться большое число проводящих и соединенных между собой каналов. Такой вывод сразу приводит к перколяционной задаче. При таком подходе приходится учитывать реальное строение микроструктуры, а именно: вид соединения наночастиц, их размер, степень пористости структуры. Некоторое число теоретических работ было посвящено перколяционному подходу для описания смешанных систем из *n*- и *p*- проводников. Однако во всех проведенных ранее исследованиях считалось, что рассматриваемая система находится выше порога протекания. При таком рассмотрении изначально предполагается, что каждая частица и, следовательно, каждый контакт являются проводящими. Такой подход все же нельзя считать физически корректным, так как реальные системы обладают набором самых разных контактов с различной степенью соединения и различным сечением *D*. При расчете проводимости сети из контактов между частицами необходимо проводить усреднение по проводимости контактов разного вида, что и ведет к перколяционным эффектам.

Такие эффекты тесно связаны с малыми размерами частиц и высокой степенью структурного беспорядка и до сих пор практически не были исследованы. Проводимость системы возникает, таким образом, только тогда, когда имеется сплошная цепь из проводящих электрический ток наночастиц. Это приводит к определенной пороговой концентрации определяемого газа, выше которой проводимость системы очень сильно изменяется в зависимости от газовой концентрации. Такой подход может быть использован при разработке концепции сенсоров нового поколения с гораздо более высокой, чем в настоящее время, чувствительностью.

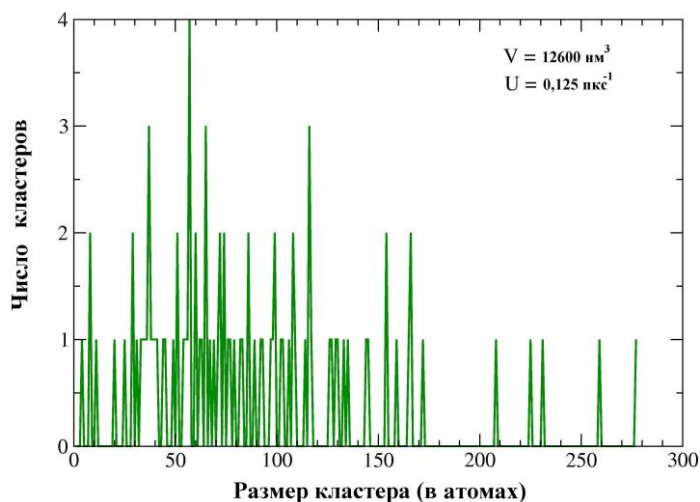
МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ НАНОДИСПЕРСНЫХ ЧАСТИЦ НИКЕЛЯ ИЗ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ

Гафнер С. Л., Гафнер Ю. Я.

ХГУ им. Н.Ф. Катанова, пр. Ленина 90, 655017 Абакан

Основной линией проекта являлось исследование процессов возникновения наночастиц Ni из газовой фазы, относительно формирующейся при этом структуры, а также нахождение зависимостей между различными физическими параметрами и процессами образования. Компьютерный анализ был проведен методом молекулярной динамики (МД) с использованием tight-binding потенциалов. Во время исследования имитировались эксперименты по конденсации 8000 единичных атомов никеля из газовой фазы с постепенным охлаждением от 1000 К к температуре жидкого азота.

При подобном моделировании была показана четкая зависимость между числом образующихся кластеров, их структурой и применяемыми начальными условиями. Данный факт означает, что использование всего двух параметров, а именно, плотности начального распределения атомов в моделируемом пространстве и скорости охлаждения системы U может контролировать процессы образования кластеров Ni из газовой фазы с некоторым, заданным заранее размером. Типичное распределение



полученных при конденсации кластеров от размера приведено на рис.1.

Из полученных данных можно видеть, что в формирующихся кластерах икосаэдрическая (Ih) структура наблюдается в 2-3 раза чаще, чем ГЦК(ГПУ) структура. Полученный результат находится в согласии с данными других МД моделирований которые показывают, что для кластеров Ni с размером, по крайней мере, до 2-3 тысяч атомов при $T=0 \text{ К}$ в большинстве случаев энергетически выгодной является икосаэдрическая

показывают, что для кластеров Ni с размером, по крайней мере, до 2-3

Рис.1. Распределение кластеров по размеру для системы из 8000 атомов Ni после завершения процесса

структура. Это может означать, что и при более высоких температурах в условии свободной конденсации из газовой фазы кластеров никеля Ih структура является наиболее выгодной, несмотря на конкуренцию между термодинамическими и кинетическими факторами.

Представленная работа была выполнена в рамках грантов: Президента РФ, номер контракта МК 02.120.11.7595 и РФФИ, номер контракта 07-02-90103-Монг_a.

РОЛЬ РАЗМЕРНЫХ ЭФФЕКТОВ ПРИ ОБРАЗОВАНИИ СТРУКТУРЫ НАНОКЛАСТЕРОВ Ni

*Редель Л.В., Гафнер С. Л., Гафнер Ю. Я.
ХГУ им. Н.Ф. Катанова, пр. Ленина 90, 655017 Абакан*

Имеется достаточно большое количество работ, посвященных компьютерному анализу структуры наночастиц. Однако большинство проводимых ранее расчетов были сфокусированы, в основном, на поиски структуры с наименьшей энергией при абсолютном нуле температур. Данный подход представляется не совсем реалистичным, так как нанокластеры, используемые в различных областях нанотехнологий, эксплуатируются при значительно более высоких температурах и энтропийный фактор может приводить к изменению равновесной структуры с увеличением температуры. Кроме этого кинетические процессы, протекающие во время кристаллизации кластера или его роста, также могут оказывать значительное воздействие на порядок укладки атомов.

Таким образом, основной целью работы являлось нахождение зависимостей между процессами образования внутренней структуры кластеров Ni при кристаллизации. С целью изучения влияния кинетики на формирование структуры кластеров никеля проводилось моделирование методом молекулярной динамики процесса плавления наночастиц данного металла различного размера с последующим их охлаждением в кристаллическую фазу. В процессе моделирования температура системы ступенчато изменялась в среднем на 50 К и при каждом ее фиксированном значении кластеры выдерживались 0.5 нс. Для уменьшения связанных с тепловым шумом побочных эффектов в области кристаллизации кластеры выдерживались при фиксированных температурах порядка 2 нс. При этом было замечено, что при условии такого ступенчатого охлаждения нанокластеров из жидкой фазы (NVT ансамбль) реализовывались все основные возможные кристаллические модификации (ГЦК, ГПУ, I_h и D_h). Для частиц Ni с диаметром в интервале от 1.9 до 3.6 нм характерной особенностью процесса являлось четко различимое влияние размера N на стабильность той или иной структуры.

Так при $N = 369$ атомов икосаэдрическая фаза фиксировалась в 60% проведенных опытов при практически полном отсутствии ГЦК структуры. Но уже при $N = 555$ процент появления икосаэдрической модификации падает с 60 до 40% с соответствующим ростом до 20% ГЦК фазы. Замеченная тенденция подтверждается и с дальнейшим увеличением размера частиц. Из-за чего, например, для большего из моделируемых нами кластеров ($N = 2243$) икосаэдрическая структура появлялась только в 20% опытов, а 60% кластеров обладали уже ГЦК структурой, характерной для объемных образцов. Частота появления декаэдрической структуры держалась на отметке 20-40% с постепенным ее уменьшением с ростом размера кластера.

Представленная работа была выполнена в рамках гранта Президента РФ, номер контракта МК 02.120.11.7595.

ВОЛОКОННАЯ ОПТИКА

РАСПРЕДЕЛЕННЫЕ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ДАТЧИКИ ТЕМПЕРАТУРЫ

А.С.Курков
ИОФ РАН, Москва

Введение.

Волоконно-оптические датчики физических величин обладают рядом достоинств, среди которых устойчивость к агрессивным воздействиям окружающей среды, невосприимчивость к электромагнитному излучению, возможность удаленного доступа к месту измерения и пр. Одним из классов таких устройств являются распределенные волоконно-оптические датчики, в которых достаточно длинный световод является и чувствительным элементом, и средой для передачи информации. Как правило, распределенные волоконно-оптические датчики используют принцип временной рефлектометрии. То есть, измеряются параметры рассеянного назад излучения в зависимости от времени распространения зондирующего светового импульса, которое соответствует пространственному распределению этих параметров вдоль световода.

Существуют различные механизмы рассеяния: рэлеевское, комбинационное, Манделштама-Бриллюэна, которые характеризуются различным спектральным составом рассеянного излучения. Поэтому, анализ рассеянного излучения позволяет определять различные типы физических величин. В частности, измерение на спектральных компонентах, соответствующих комбинационному рассеянию, позволяет измерять распределение температуры вдоль волоконного световода.

Принцип измерения температуры.

Явление комбинационного рассеяния заключается в том, что при освещении некоторых диэлектрических сред монохроматическим излучением с частотой ν_0 возникает рассеянное излучение, которое содержит спектральные линии с разностными частотами: $\nu_0 - \nu_1$ (стоксовы линии) и с суммарными частотами: $\nu_0 + \nu_1$ (антистоксовы линии). Частота ν_1 - характерна для данного вещества (частота нормальных колебаний молекул данного вещества) и составляет для кварцевого стекла около 450 см^{-1} . При спонтанном комбинационном рассеянии процесс преобразования падающей волны в антистоксово излучение зависит от наличия молекул в возбужденном состоянии. Следовательно, вероятность этого события по сравнению с процессом стоксова рассеяния оказывается в $\exp(-h\nu_1/kT)$ - раз меньше, где k - константа Больцмана, T - абсолютная температура среды. Существенная зависимость интенсивности антистоксовой компоненты от температуры позволяет использовать ее для измерения температуры вдоль световода. Для этого в световод вводится зондирующий световой импульс, а непосредственно измеряемой величиной является временная зависимость

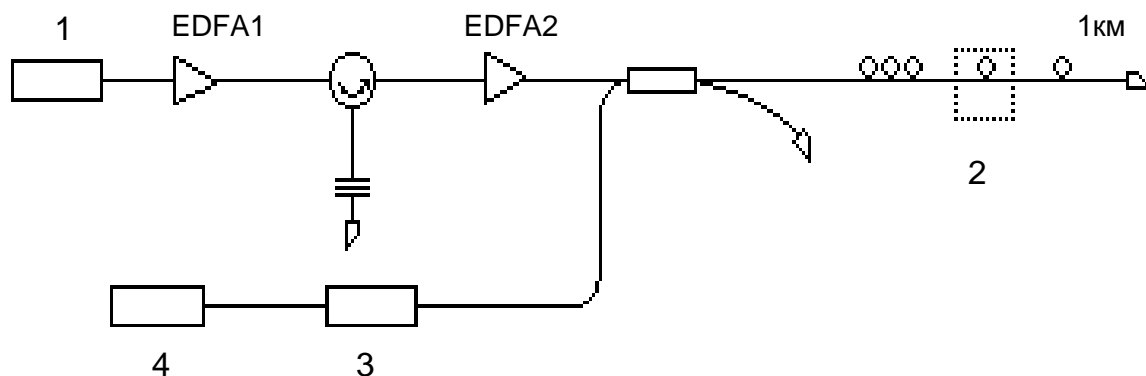
интенсивности рассеянного излучения на длине волны, соответствующей антистоксовой компоненте рассеянного назад излучения.

Основная трудность реализации этого принципа заключается в слабой интенсивности антистоксовой компоненты и необходимости фильтрации релеевской и стоксовой компонент рассеяния. Как правило, распределенные датчики температуры в качестве чувствительного элемента используют многомодовые волоконные световоды, что позволяет увеличить интенсивность рассеянного сигнала за счет большей площади сердцевины. Кроме того, в таких световодах можно использовать достаточно мощные источники зондирующего сигнала, при этом плотность мощность не превышает порог вынужденного комбинационного рассеяния, возникновение которого является нежелательным. В то же время, использование многомодовых световодов имеет ряд недостатков по сравнению с одномодовыми, широко используемыми в системах связи. Среди этих недостатков высокая стоимость собственно световода и различных компонент, трудность фильтрации и др. Использование одномодовых световодов позволяет использовать стандартные телекоммуникационные компоненты, упрощает схему фильтрации за счет использования брэгговских решеток, циркуляторов и пр. В ряде случаев возможным является использование уже проложенных линий связи в качестве чувствительного элемента датчика.

Схема устройства.

Упрощенная схема датчика температуры на одномодовом волоконном световоде представлена на рис.1.

10км 20м



где:

- 1- источник излучения, 1530 нм.
- 2- часть исследуемого волокна, помещенная в печку.
- 3- фильтр.
- 4- система регистрации.

Рис.1. Схема датчика температуры

В качестве задающего генератора использовался полупроводниковый лазерный диод с прямой модуляцией и внешним селективным зеркалом. Использование внешнего зеркала на основе брэгговской решетки позволяет провести селекцию мод лазера. Источник имел следующие характеристики: длина волны излучения – 1533 нм с шириной около 0.05 нм, длительность импульса составила 50 нс, частота повторения – около 1.5 кГц. Максимальная выходная средняя мощность источника составила 100мкВт. Эта величина является недостаточной для регистрации излучения на антистоксовой частоте, поэтому использовалось усиление с использованием двухкаскадного эрбиевого волоконного усилителя. Следует отметить, что при усилении цуга импульсов с периодом сравнимым с постоянной времени спонтанной люминесценции (10 мс), в промежутках между импульсами происходит накопление этой люминесценции, искажающей спектр источника. Кроме того, это снижает коэффициент усиления на зондирующей длине волны. Поэтому между каскадами усиления использовался оптический фильтр на основе оптического циркулятора и брэгговской решетки. После усиления средняя мощность составила 250мВт.

Особенностью системы регистрации являлось использование брэгговской решетки с резонансной длиной волны, совпадающей с излучением накачки. Это позволило отфильтровать наиболее мощную спектральную компоненту, связанную с рэлеевским рассеянием. Кроме того, введение дополнительного изгиба световода позволяло подавлять

стоксову компоненту комбинационного рассеяния за счет изгибных потерь.

Для проведения испытаний мы использовали 11-километровый отрезок одномодового оптического волокна, условно поделенный на 3 части 10 км, 20 метров (помещенные в печку) и 1км после нагреваемого участка.

Экспериментальные результаты.

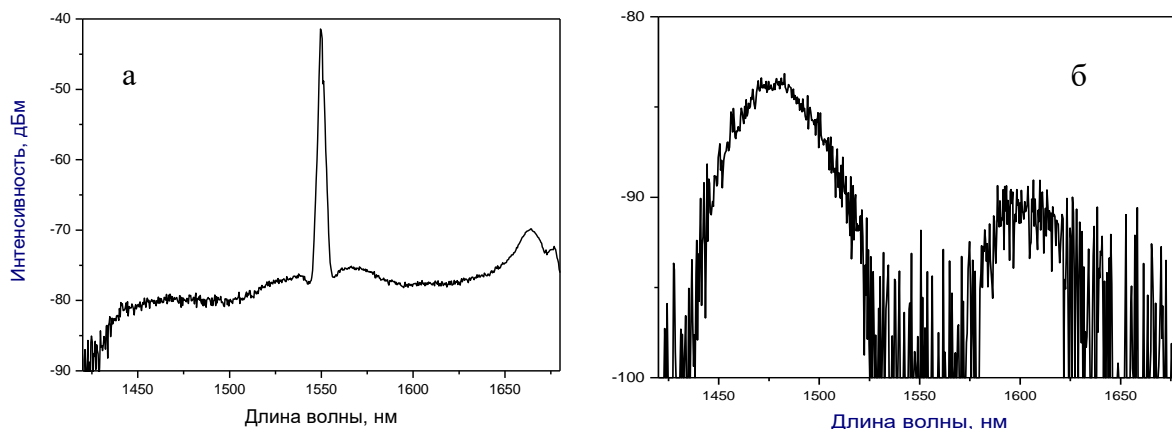


Рис.2. Спектр рассеянного назад излучения без фильтрации (а) и с фильтрацией (б).

На рис.2а представлен спектр рассеянного назад излучения. Из рисунка видно, что интенсивность рэлеевского рассеяния превышает интенсивность антистоксовой компоненты почти на 4 порядка. Использование предложенной схемы спектральной фильтрации позволяет практически полностью подавить рэлеевскую компоненту.

На рис.3 представлено распределение интенсивности антистоксовой компоненты по длине исследуемого отрезка световода для случая, когда его часть длиной 20 метров была нагрета до температуры 50°C. Соответствующее возрастание интенсивности хорошо видно на показанной рефлектограмме.

После обработки полученных рефлектограм и проведения вычислений мы получили следующие значения температуры по всей длине волокна, показанные на рис.4.

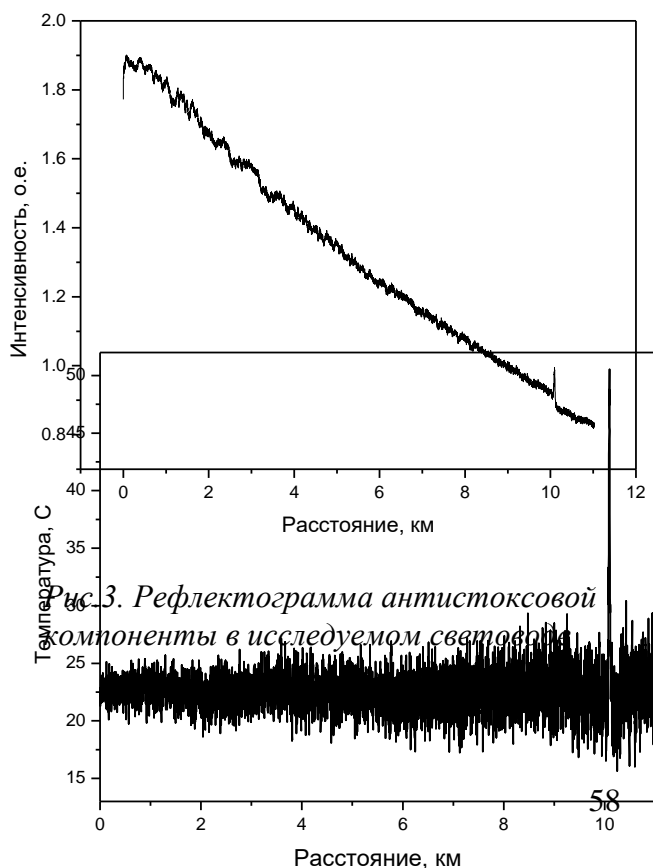


Рис.3. Рефлектограмма антистоксовой компоненты в исследуемом световоде

Выводы.

Таким образом, мы показали, что распределенный волоконный датчик температуры может быть реализован на стандартном одномодовом световоде с использованием таких компонент как брэгговские решетки, циркуляторы и пр.

В исследованном макете датчика контролируемая дистанция составила 11 км при пространственном разрешении 20 м. Точность измерения температуры в начале трассы может быть оценена в 1 градус, в конце – в 4 градуса.

Рис.4. Распределение температуры вдоль исследуемого световода.

Разработанный источник сигнала и регистрирующая система могут подключаться к существующим линиям связи и осуществлять контроль температуры вдоль их трассы.

ДВУХЧАСТОТНЫЕ МЕТОДЫ МОНИТОРИНГА СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ РЕШЕТОК БРЭГГА

Айбатов Д.Л., Морозов О.Г.

Казанский государственный технический университет им. А.Н.Туполева

Симметричные двухчастотные рефлектометрические системы (СДРС) [1] для мониторинга волоконно-оптических решеток Брэгга (ВРБ) строятся на основе:

- асимметричных двухчастотных систем на основе двухчастотных и двухмодовых лазеров;
- асимметричных двухчастотных систем на основе устройств формирования двухчастотного лазерного излучения;
- метода амплитудно-фазового преобразования одночастотного когерентного излучения в двухчастотное [2].

Рассмотрена симметричная двухчастотная и двухполосная рефлектометрическая система контроля избирательных волоконно-оптических структур. Были рассмотрены приложения для различных типов ВРБ: однородной с высоким коэффициентом отражения, с гауссовой огибающей профиля показателя преломления, с фазовым π -сдвигом, а также решетка с переменным периодом. Данная СДРС также позволяет регистрировать смещение спектра отражения решеток, обусловленное влиянием температуры и воздействием механического напряжения.

Расчет спектральных характеристик ВРБ и их взаимодействия с двухчастотным лазерным излучением выполнялся с применением теории связанных мод, в рамках которой предполагается, что на заданной длины волны условие фазового синхронизма выполняется только для двух определенных мод, и только эти моды могут обмениваться энергией друг с другом. Данная теория позволяет рассчитать свойства решеток со сложным неоднородным профилем наведенного показателя преломления. Для решения системы уравнений связанных мод использовался матричный метод.

1. Ильин Г.И., Морозов О.Г., Польский Ю.Е. Симметричные двухчастотные рефлектометрические системы мониторинга природной и искусственных сред // Электронное приборостроение. Науч.-прак. сбор. Вып. 4(38). Казань: ЗАО «Новое знание», 2004. С.17-49.
2. А 1338647 SU 4 G02F 1/03. Способ преобразования одночастотного когерентного излучения в двухчастотное / Ильин Г.И., Морозов О.Г. (Казан. авиац. ин-т им. А.Н. Туполева). №3578456/31-25; Заявл. 13.04.83; Опубл. 20.04.2004.

МНОГОЧАСТОТНЫЕ МЕТОДЫ АНАЛИЗА СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ РЕШЕТОК БРЭГГА

Айбатов Д.Л., Морозов О.Г., Просвиринов В.П.

Государственный технический университет им. А.Н.Туполева, г. Казань

Процедура многочастотного анализа спектральных параметров волоконно-оптических решеток Брэгга (ВРБ) заключается в решении системы уравнений вида $[\mathbf{D}] = [\mathbf{A}] \times [\mathbf{E}] \times [\mathbf{E}]^*$, где $[\mathbf{D}]$ – матрица выходных значений токов фотоприемника на частотах $k\Omega$; $[\mathbf{A}]$ – матрица, описывающая искомые спектральные (частотные) параметры ВРБ в полосе ω ; $[\mathbf{E}]$ – матрица, описывающая спектр зондирующего многочастотного колебания на частотах $\{\omega_0 \pm k\Omega\} \in \{\omega\}$, $[\mathbf{E}]^*$ – матрица, комплексно-сопряженная $[\mathbf{E}]$.

На первом шаге процедуры ВРБ зондируется двухчастотным колебанием [1]. При этом попадание в центр спектра ВРБ не требуется. По амплитуде составляющих фотоприемника на частоте Ω определяется, на каком склоне ВРБ находится зондирующее излучение, его крутизна, возможная удаленность от центральной частоты. На втором шаге процедуры используется четырехчастотное колебание, у которого составляющая с $n=3$ не равна 0, на третьем – колебание, у которого составляющая с $n=3$ равна 0, а $n=5$ не равна 0. При этом анализируются

амплитуды составляющих фотоприемника на частотах Ω , 2Ω , 3Ω . Поскольку амплитуда составляющих зондирующего колебания известна и, как показали результаты проведенных исследований, стабильна, можно с заданной точностью определить спектральные параметры ВРБ – центральную частоту, крутизну, симметричность формы и т.д. На третьем шаге процедуры путем изменения частоты Ω , количества используемых составляющих n и анализирующих фильтров на частотах $k\Omega$, можно оптимизировать анализ спектральных характеристик ВРБ и настроить центральную частоту зондирующего лазера на ее центр для получения сигнала слежения.

Очевидно, что данная процедура может найти применение для решения ряда актуальных задач в практике информационно-измерительных и телекоммуникационных волоконно-оптических систем, содержащих ВРБ. В отличие от методов одночастотного или двухчастотного сканирования, требующих для своей реализации дорогостоящих анализаторов спектра, предложенная процедура характеризуется простотой, малым временем анализа и малой стоимостью средств, используемых для получения серии взаимосвязанных, жестко структурированных зондирующих колебаний.

1. А 1338647 SU 4 G02F 1/03. Способ преобразования одночастотного когерентного излучения в двухчастотное / Ильин Г.И., Морозов О.Г. (Казан. авиац. ин-т им. А.Н. Туполева). №3578456/31-25; Заявл. 13.04.83; Опубл. 20.04.2004.

МЕТОДЫ КОМПЕНСАЦИИ ЧВС

*Морозов О.Г., Садеев Т.С.
КГТУ им. Туполева, Казань*

Доклад посвящен рассмотрению систем, нашедших применение в системах оптической связи для снижения негативного влияния ЧВС. Рассмотрены их недостатки.

Одно из таких устройств осуществляет слежение за текущим уровнем мощности помех ЧВС и при превышении им определенного порога снижает мощность оптического сигнала передатчика путем подачи на него управляющего сигнала. Недостатками метода является сложность реализации систем слежения за уровнями мощностей сигналов, устройств реализующих алгоритм их вычисления, при выходе из строя одного звена схемы система теряет в гибкости применения.

Принцип действия другого устройства основан на разрушении фазового синхронизма между взаимодействующими колебаниями путем введения задержки фаз в эти колебаний с помощью линий задержки.

К недостаткам данного метода следует отнести его пассивность, т.е. внесение дополнительных потерь, а также изменение фазы сигнала, которая может служить переносчиком информации.

В докладе рассматривается устройство, компенсирующее ЧВС, которое отвечает амплитудным, фазовым, поляризационным условиям подавления. В результате использования симметричного двухчастотного

колебания получим подавление амплитуды паразитных и усиление полезных гармоник в соответствии с (1):

$$\begin{aligned} A_{\text{чвс.рез.}\omega_3, \omega_4} &= A_{\text{чвс.}} - \pi E_0/4 \\ A_{\text{сиг.рез.}\omega_1, \omega_2} &= A_{\text{сиг.}} + \pi E_0/4 \end{aligned} \quad (1)$$

Несколько иные соотношения результирующих колебаний получим при использовании компенсирующего АМ - колебания вида:

$$\begin{aligned} e(t) &= E_0 \sin \varpi_0 t [1 + m \cos(\Omega t + \pi)] = E_0 \sin \varpi_0 t + \frac{mE_0}{2} \sin(\varpi_0 t + \Omega + \pi) + \\ &+ \frac{mE_0}{2} \sin(\varpi_0 t - \Omega - \pi) \end{aligned} \quad (2)$$

В результате получим подавление амплитуды паразитных и усиление полезных гармоник в соответствии с (10):

$$\begin{aligned} A_{\text{чвс.рез.}\omega_3, \omega_4} &= A_{\text{чвс.}} - mE_0/2 \\ A_{\text{сиг.рез.}\omega_1, \omega_2} &= A_{\text{сиг.}} - mE_0/2 + E_0 \end{aligned}$$

В результате получили уменьшение уровня гармоник ЧВС на частотах ω_3 и ω_4 и увеличение амплитуд полезных гармоник (рис.1 а,б)

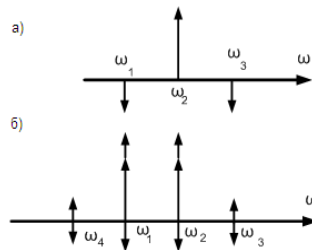


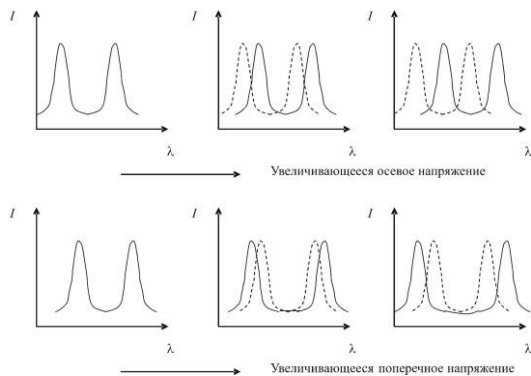
Рис.1

МНОГОЧАСТОТНЫЙ АНАЛИЗ СОВМЕЩЕННЫХ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ РЕШЕТОК БРЭГГА

Айбатов Д.Л., Морозов О.Г., Талипов А.А.

Государственный технический университет им. А.Н.Туполева, г. Казань

Волоконно-оптические датчики (ВОД) на базе совмещенных ВРБ (СВРБ) для измерения многоосных напряжений отличается от обычного тем, что в нем сформирована вторая решетка на длине волны, перекрывающей первую. При этом используется волокно, сохраняющее поляризацию.



Подобно одноосному ВОД отраженный сигнал смещается по длине волны в зависимости от приложенного напряжения (рис. 1, верх). Поперечное напряжение определяется видом разделения и смещения пиков (рис. 1, низ). Информация от четырех спектральных пиков может использоваться одновременно для измерения

осевого напряжения, двух взаимно ортогональных компонент поперечного напряжения и температуры.

Перестройка частоты лазера, зондирующего СВРБ, либо достаточно сложно реализуема, либо осуществляется по нелинейным законам. Более простой вариант анализа спектральных характеристик СВРБ может быть организован при двухполосном зондировании ее контура, излучением, полученным в соответствии с процедурами [1]. Зондирующее излучение – излучение с подавленной несущей, настроенной на центр совмещенной решетки, и набором равно разнесенных составляющих в двух симметричных полосах с известными фазовыми и амплитудными соотношениями. Можно представить линейку вдоль которой перемещается спектр СВРБ.

В принципе возможны три вида анализа: анализ по каждой составляющей отдельно, назовем его дифференциальным, анализ по огибающей каждой пары двухчастотных сигналов, назовем его интегро-дифференциальным, и, наконец, по энергетическим соотношениям всех составляющих, назовем его интегральным. Физически все методы реальны и соответствуют одно-, двух- и многочастотному зондированию контуров реальных избирательных систем при ограниченном наборе полосовых оптических фильтров, сопряженных с частотой расстройки между частотными составляющими.

- 1.А 1338647 SU 4 G02F 1/03. Способ преобразования одночастотного когерентного излучения в двухчастотное / Ильин Г.И., Морозов О.Г. (Казан. авиац. ин-т им. А.Н. Туполева). №3578456/31-25; Заявл. 13.04.83; Оpubл. 20.04.2004.

ДУХЧАСТОТНЫЙ МЕТОД СИНТЕЗА ФУНКЦИИ КОГЕРЕНТНОСТИ В СИСТЕМАХ АНАЛИЗА ВОЛОКОННО- ОПТИЧЕСКИХ СТРУКТУР

Айбатов Д.Л., Морозов О.Г., Смирнов А.С.

Государственный технический университет им. А.Н.Туполева, г. Казань

С экспериментальной точки зрения наиболее существенная проблема частотной рефлектометрии с синтезированной функцией когерентности связана с нелинейностью зависимости между амплитудой инжекционного тока и частотой оптического излучения лазерного диода, а так же изменением частоты, вызванным сигналом модуляции (переходные процессы).

Нами в [1] показано, что между двумя минимальными значениями амплитуды огибающей двухчастотного сигнала $\omega_0 - \omega_s/2$ и $\omega_0 + \omega_s/2$ мгновенная частота определяется соотношением амплитуд его составляющих. В моменты времени, соответствующие области близкой к максимуму амплитуды огибающей двухчастотного сигнала, мгновенная частота достаточно постоянна. Вблизи минимума амплитуды огибающей

имеет место «выбег» мгновенной частоты. Однако среднее значение мгновенной частоты определяется, в основном, ее значением вблизи максимума амплитуды огибающей. В соседних периодах огибающей законы изменения мгновенной частоты остаются неизменными, амплитудные значения сигнала отличаются лишь фазовым сдвигом. Если скомпенсировать этот фазовый сдвиг, то можно получить АМ-колебание, несущая частота которого соответствует среднему значению частоты ω_0 в каждом периоде. При установке на выходе устройства полосовой фильтр с граничными частотами, равными частотам гармонических составляющих двухчастотного сигнала, мы имеем возможность выделить только несущую частоту АМ-колебания. Варьируя значение отношения амплитуд составляющих двухчастотного сигнала и, тем самым, изменяя величину фазового сдвига, мы можем управлять частотой выходного сигнала в пределах $\omega_0 - \omega_s/2$ и $\omega_0 + \omega_s/2$.

Учитывая все приведенные выше рассуждения, можно осуществить синтез дельтавидной функций когерентности для рефлектометрии волоконных структур за счет ступенчатого изменения амплитуды одной из составляющих двухчастотного лазерного излучения в течении периода модуляции. Для синтеза произвольной функции когерентности необходимо использовать двухполосное излучение. Такой, амплитудный, вариант синтеза свободен от сложных нелинейных зависимостей параметров излучения лазерных диодов от параметров модуляции.

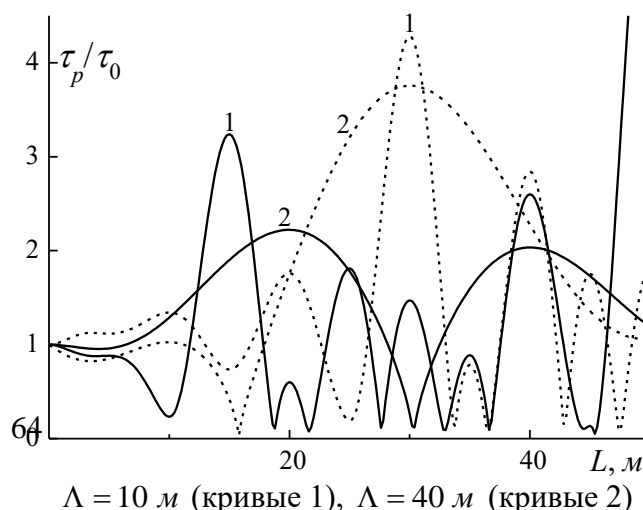
1. Ильин Г.И., Морозов О.Г., Царева М.А. Особенности поведения фазы сигнала биений в дифференциальных лидарных системах // VII Международный симпозиум «Оптика атмосферы и океана» (тез. докл.). Томск: Изд-во СО РАН, 2000. С. 360-361.

НЕВЗАИМНЫЕ ЭФФЕКТЫ В СВЕТОВОДАХ С ПЕРЕМЕННЫМ СЕЧЕНИЕМ

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

Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск

Световоды с продольно неоднородными параметрами представляют большой интерес благодаря многообразию эффектов, возникающих при распространении в них коротких импульсов. Продольная неоднородность материальных параметров может быть достигнута за счет изменения диаметра либо разности показателей преломления оболочка – сердцевина вдоль оси световода. Первый способ более предпочтителен, т.к. в процессе вытяжки волокна удобнее контролировать именно его геометрические параметры [1]. В неоднородных световодах



динамика импульсов может зависеть от направления распространения (т.н. взаимные эффекты) из-за зависимости материальных параметров от координаты z вдоль световода [2]. Изменение радиуса вдоль оси световода выберем в виде $r(z) = r_0(1 + \chi \sin(2\pi z/\Lambda))$, где $r_0 = 2.25 \text{ мкм}$ – начальный радиус сердцевинки, Λ – период неоднородности, $\chi = 0.08$ – глубина модуляции. Размер сердцевинки волокна определяет эффективную площадь моды, которая, в свою очередь, влияет на дисперсию и нелинейность [3]. На основе нелинейного уравнения Шредингера для огибающей импульса численно рассчитывались его длительность и скорость ЧМ. На рисунке показана зависимость выходной длительности $\tau_p(L)$ гауссова частотно-модулированного (ЧМ) импульса с начальными длительностью $\tau_0 = 1 \text{ пс}$, мощностью 0.1 кВт , скоростью ЧМ -10 пс^{-2} в зависимости от длины световода L и периода неоднородности Λ . Сплошным линиям соответствует «прямой» импульс, для которого дисперсионные и нелинейные параметры определяются как $D(z), R(z)$. Для «обратного» импульса (штриховые линии) продольная неоднородность материальных параметров имеет вид $D(L-z), R(L-z)$. Функциональные зависимости $D(z), R(z)$ рассчитывались на основе данных из работы [3]. Из рисунка видно, что для прямого и обратного импульсов оказываются различными не только длина максимального сжатия, но и степень компрессии τ_0/τ_p^{\min} .

1. Ахметшин У.Г. и др. *Квант. электрон.* Т.33, 2003. С. 265.
2. Кравцов Н.В., Кравцов Н.Н. *Квант. электрон.* Т.27, 1999. С. 98.
3. Бауэр Р.Г., Мельников Л.А. *Изв.АН. Сер.физич.* Т.58, 1994. С.155.

ВОЛНОВОДНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПЛАНАРНЫХ ОПТИЧЕСКИХ КИРАЛЬНЫХ НЕВЗАИМНЫХ СТРУКТУРАХ

Горянов А.В., Санников Д.Г.

Ульяновский государственный университет, Ульяновский филиал ИРЭ РАН, Ульяновск

В настоящее время большой интерес исследователей вызывают дисперсионные характеристики оптических волноводных структур, содержащих киральные, биизотропные и бианизотропные в оптическом диапазоне слои [1,2]. Для их описания используются различные подходы. Известно, что в таких структурах нормальными (собственными) волнами являются циркулярно-поляризованные волны, распространяющиеся с разными скоростями. Кроме того, дисперсионные свойства таких волноводов сильно отличаются от характеристик традиционных плоских волноводов на основе диэлектриков. В частности, в определенных частотных режимах киральные оптические волноводы могут направлять моды только одной поляризации, а режим отсечки может реализоваться для одной и той же поляризации дважды.

В докладе приводятся результаты исследования волноводных режимов в киральных невзаимных планарных оптических структурах. Материальные уравнения для напряженностей \vec{E}, \vec{H} и индукций \vec{D}, \vec{B} электрического и магнитного полей записываются в виде $\vec{D} = \varepsilon \vec{E} + (\chi \mp i\kappa) \vec{H}$, $\vec{B} = \mu \vec{H} + (\chi \pm i\kappa) \vec{E}$, где χ и κ - параметры невзаимности и киральности. Получены дисперсионные соотношения и исследованы решения для двух круговых поляризацій с учетом изменения материальных параметров, а также поведение энергетических потоков и факторов локализации мод в разных частотных областях.

1. Демидов С. В., Кушнарєв К. В., Шевченко В. В. Радиотехника и электроника. 1999. 44. № 7. 885—890.
2. Кушнарєв К. В., Шевченко В. В. Радиотехника и электроника. 2002. 47. № 9. 1047—1053.

СТАБИЛИЗАЦИЯ КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕННОГО ДВУХКАСКАДНОГО РАМАНОВСКОГО УСИЛИТЕЛЯ С ДВУСТОРОННЕЙ НАКАЧКОЙ

Н.А. Поликтова, О.Е. Наний

Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова

Главным преимуществом распределенных рамановских усилителей перед дискретными усилителями является узкий диапазон изменения мощности сигнала по мере его распространения по волокну [1]. Это обеспечивает улучшение отношения сигнал/шум и позволяет избежать нелинейных эффектов. В работе [2] представлена первая экспериментальная разработка сверхдлинного рамановского волоконного лазера, обеспечивающего непрерывную компенсацию затухания сигнала при его распространении по волокну большой длины, выполняющему функцию активной среды лазера. При этом изменение мощности сигнала при распространении практически равно нулю. Для накачки сверхдлинного лазера используется двусторонняя первичная накачка. Внутррезонаторное поле генерации лазера на длине волны вторичной накачки обеспечивает усиление сигнала.

В настоящей работе в качестве альтернативы сверхдлинному лазеру предложено использовать двухкаскадный рамановский усилитель с двусторонней накачкой. В данной схеме вместо резонатора используются источники излучения на длине волны вторичной накачки с подобранными значениями мощности, вводимой с двух сторон. Численные расчеты показали, что предложенная схема также обеспечивает распространение сигнала без затухания. Преимущества данной схемы усиления состоит в возможности управления мощностью вторичной накачки и перестройки ее длины волны. Такой двухкаскадный рамановский усилитель может быть полезен в системах со спектральным уплотнением, в которых необходимо одновременно усиливать большое число каналов. Изменение суммарной усиливаемой мощности при подключении и отключении каналов может привести к изменению коэффициента усиления, что обусловлено эффектом насыщения. В данной работе разработан алгоритм управления мощностями накачек двухкаскадного рамановского усилителя, обеспечивающий стабилизацию коэффициента усиления при подключении или отключении каналов в диапазоне 1540 – 1560 нм. Численно исследованы переходные процессы при изменении количества генерирующих каналов.

[1] M. N. Islam, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2002, **8**, No.3, 548-559.

[2] J. D. Ania-Castañón, et al, Physical Review Letters, 2006, **96**, 023902.

ШИРОКОПОЛОСНЫЙ ИСТОЧНИК ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ВОЛОКОННОГО СВЕТОВОДА, ЛЕГИРОВАННОГО ИОНАМИ ГОЛЬМИЯ

Е.М.Шолохов¹, А.С. Курков²

1-МИФИ, г. Москва, 2-ИОФ РАН г. Москва

Источники излучения с шириной спектра излучения, составляющей несколько десятков нм, могут найти применение в схемах оптических датчиков, в системах низкокогерентной рефлектометрии, в спектроскопии и пр. Поэтому вызывает интерес реализация широкополосных волоконных источников различных спектральных диапазонов, в том числе и в области 2 мкм. В настоящей работе рассматривается возможность создания такого источника на основе волоконного световода, легированного ионами гольмия (Ho^{3+}).

Энергетическая схема Ho^{3+} имеет лазерный переход ${}^5\text{I}_7 \rightarrow {}^5\text{I}_8$, с соответствующей длиной волны излучения с центром на 2.02 мкм и шириной спектра люминесценции – 0.15 мкм. Кроме того, в спектре поглощения присутствует полоса с центром на 1.15 мкм, которая соответствует переходу ${}^5\text{I}_8 - {}^5\text{I}_6$. Эта полоса имеет ширину около 80 нм, что позволяет использовать для накачки иттербиевые волоконные лазеры, излучающие с высокой эффективностью в области 1.12-1.13 мкм. Таким образом, появляется возможность для создания компактного волоконного широкополосного источника.

Для создания источника использовался световод с сердцевиной легированной GeO_2 и Al_2O_3 , введение активного иона осуществлялось методом пропитки. Концентрация активной примеси оценивается как $1,2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Изготовленный волоконный световод имел разность показателей преломления сердцевины и оболочки около 0,08, и длину волны отсечки первой высшей моды в области 1,5 мкм. Длина использованного отрезка активного световода составила около 5 м. Для накачки гольмиевого световода использовался иттербиевый волоконный лазер, который, в свою очередь, накачивался полупроводниковым источником на длине волны 975 мкм. Длина волны излучения иттербиевого лазера составила 1.15 мкм.

В реализованной схеме исследовались энергетические и спектральные характеристики источника. Для максимальной мощности накачки, составившей 2 Вт на 1.15 мкм, выходная мощность гольмиевого источника составила 8 мВт. При мощности накачки 1.6 Вт – 3 мВт. Спектры излучения источника анализировались при помощи монохроматора. На рис.1 представлен спектр излучения для выходной мощности равной 8 мВт. Ширина спектра по полувысоте составила 45 нм.

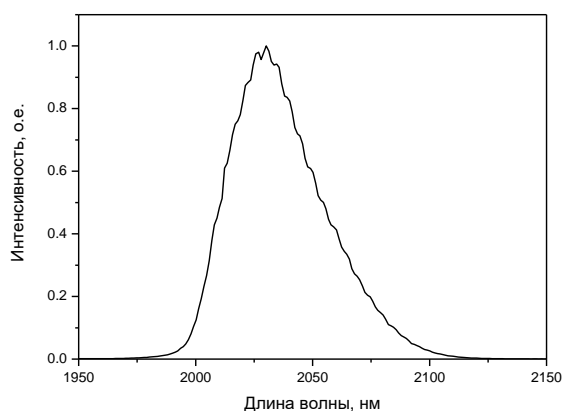


Рис.1 Спектр излучения для уровня выходной мощности 8 мВт.

Таким образом, гольмиевые световоды с накачкой иттербиевым волоконным лазером могут быть использованы для

создания широкополосных источников, излучающих в двухмикронном диапазоне.

СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ИЗГИБНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ В ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ, ПОЛУЧЕННЫХ НА ОСНОВЕ МЕТОДА MCVD

С.А.Смирнов, К.Н.Нищев

Мордовский государственный университет им.Н.П.Огарева

При распространении оптического сигнала внутри волоконного световода (ВС) происходит его экспоненциальное затухание, вызванное потерей мощности и обусловленное различными линейными и нелинейными механизмами взаимодействия света со средой волокна. Оптические потери возникают вследствие поглощения света материалом ВС (собственное поглощение), примесями, а также вследствие рассеяния света на неоднородностях показателя преломления материала сердцевины, дефектах сердцевины и границы сердцевины и отражающей оболочки, макро-и микроизгибах волокна. Изгибные потери возникают всегда, когда ось волокна отклоняется от прямой линии. Уровень потерь при этом сильно зависит от радиуса изгиба.

Целью настоящей работы являлся сравнительный анализ спектров изгибных оптических потерь в одномодовых волоконных световодах, полученных на основе метода MCVD в различных технологических условиях.

Для исследования использовались одномодовые волоконные световоды SMF-28 фирмы Corning и кварцевые световоды, изготовленные филиалом ООО «Лисма Интероптика» в г.Гусь-Хрустальный (далее ГХ-световоды).

Изгиб световодов создавался путем их намотки на катушки с радиусом от 2,25 мм до 41 мм. Спектры потерь измерялись методом обрыва в интервале длин волн от 800 нм до 1800 нм. Оптические потери, вносимые изгибом, рассчитывались по данным спектров пропускания световодов.

Из полученных данных следует, что уровень изгибных оптических потерь и их спектральная зависимость в значительной степени определяются особенностями технологии получения волоконных световодов.

РАДИОТЕХНИЧЕСКИЕ И ИНФОРМАЦИОННЫЕ СИСТЕМЫ

ОБНАРУЖЕНИЕ МАЛОЗАМЕТНЫХ ОБЪЕКТОВ В СОВРЕМЕННЫХ И ПЕРСПЕКТИВНЫХ ИНФОРМАЦИОННЫХ СИСТЕМАХ

В.В.Сазонов, Д.Д.Ступин
ОАО "Концерн "РТИ Системы"

Постановка задачи

Снижение радиолокационной заметности объектов как средство преодоления систем воздушно-космической обороны.

Как только радиолокаторы стали эффективно применяться в военных целях, начались исследования по поиску путей снижения радиолокационной «заметности» объектов. Снижение «заметности» эквивалентно снижению дальности обнаружения цели, что уменьшает временной баланс, необходимый для принятия обороняющейся стороной ответных мер. Поэтому для стран, являющихся объектами воздушно-космического нападения, естественно искать методы «борьбы» с малозаметными объектами.

Методы снижения радиолокационной заметности и их эффективность.

Технологии, направленные на снижение заметности объектов, начали обсуждаться в 60-х годах прошлого столетия и получили название Stealth. Снижение заметности - одно из главных средств преодоления систем воздушно-космической обороны (ВКО).

Известные и применяемые в настоящее время технологии Stealth можно разделить на три основных класса.

1. Применение радиопоглощающих покрытий (РПП).
2. Придание объекту специальной формы, минимизирующей интенсивность эхо-сигнала в направлении РЛС.
3. Формирование вокруг объектов искусственных плазменных образований, поглощающих радиолокационный сигнал.

Совместное применение технологий 1-го и 2-го из вышеназванных классов позволяет сократить ЭПР летательных аппаратов (ЛА) в сантиметровом диапазоне волн до значения $0,01\text{м}^2$ и ниже, что на 1-2 порядка меньше ЭПР обычных ЛА. Однако необходимо отметить, что ЛА, сконструированные по этим технологиям, обладают малой скоростью и маневренностью, мало приспособлены к высшему пилотажу. Поэтому в СССР пытались использовать технологии, основанные на иных физических принципах. Одна из наиболее перспективных идей состояла в том, что если создать вблизи ЛА экран из плазмы, то он становится невидимым для радаров. Эта технология, как минимум, не уступает по своей эффективности вариантам, связанным с РПП или специальной формой. Существенное же преимущество генераторов плазмы состоит в том, что их можно устанавливать на любой движущийся объект, который

необходимо «спрятать» от РЛС, при этом не страдают летно-технические характеристики ЛА. Возможно применение этой технологии и на наземной технике.

Необходимость решения проблемы наблюдения малозаметных объектов для систем и средств воздушно-космической обороны.

Основным параметром, определяющим эффективность современных средств обороны от нападения из Космоса или из воздушного пространства, является баланс времени, необходимый для полного решения задачи эффективного противодействия средствам нападения. Эти задачи должны быть решены в режиме реального времени и на рубежах, гарантирующих безопасность для обороняющейся стороны. Следовательно, решающее значение приобретает дальность обнаружения объекта.

Развитие космических технологий и перспективы переноса части военных операций в Космос привели к новым подходам в проблеме наблюдения космических объектов. Космическая активность противника является серьезным признаком предстоящей активизации боевых действий. Поэтому для страны, обладающей космическими технологиями, естественны попытки затруднить наблюдение своих космических аппаратов и повысить эффективность наблюдения «чужих».

К ТТХ современных систем и средств ВКО предъявляются очень высокие требования. Поэтому решение проблемы обнаружения малозаметных целей приобретает исключительно важное значение для обеспечения национальной безопасности, в том числе и для антитеррористических задач.

Поскольку РЛС, обеспечивающие возможность наблюдения объектов в любое время суток и при любой погоде, длительное время будут являться основными средствами для наблюдения воздушных и космических объектов, проблема «AntiStealth» должна решаться, в первую очередь применительно к РЛС. Решение этой проблемы предусматривает использование всех возможностей выявления малозаметных целей в ходе всего процесса «работы» с объектом: обнаружения, классификации, идентификации, сопровождения и поражения. В принципе, набор возможностей обнаружения малозаметных целей не слишком велик. Отметим наиболее перспективные.

1. «Силовой» путь – повышение энергетики зондирующего сигнала РЛС. Этот путь является наиболее эффективным, однако его реализуемость ограничена реальными возможностями элементной базы РЛС и проблемами радиоэкологии.

2. Энергетику сигнала можно также увеличить за счет применения длинных сигналов. Это дает и серьезные информационные возможности, поскольку при этом получают высокие точности оценки производных дальности. Однако выделение большого ресурса РЛС на одну цель приводит к снижению пропускной способности РЛС.

3. Энергию принятого сигнала можно увеличивать за счет уменьшения дальности от приемника до обнаруживаемой цели. В этом случае наиболее эффективными оказываются вынесенные приемные позиции. При этом реализуются методы бистатической локации, при которой снижается также эффективность технологий «Stealth», а также повышаются точности измерения угловых координат.

4. В случае наблюдения ЛА больших размеров можно использовать многочастотное зондирование, чтобы добиться «резонанса» с целью, аналогично тому, который возникает при работе на метровых волнах.

5. Можно обнаруживать цели с другого ракурса, например, сверху, а не с передней полусферы (авиационно-космические или стратосферные РЛС). В этом случае ЭПР ЛА резко возрастает. Похожие возможности обеспечивает радиолокация «на просвет».

6. Возможно использование нерадиолокационных методов обнаружения: инфракрасные или ультрафиолетовые датчики на работающий двигатель ЛА, оптические датчики, средства радиотехнической разведки и пр. Обычно такие средства дополняют радиолокационное обнаружение.

Перечисленные методы организации наблюдения малозаметных целей имеют разную степень отработки и, в принципе, различную эффективность.

Принципы организации обнаружения малозаметных целей.

Выбор диапазона рабочих частот РЛС.

Одним из способов повышения эффективности обнаружения малозаметных целей, изготовленных по технологии «Stealth», является увеличение длины волны РЛС.

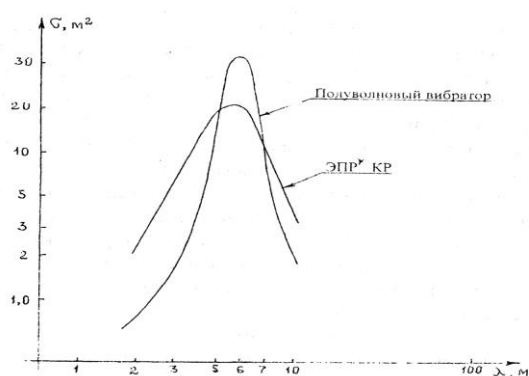


Рис. 1 Зависимость эффективной поверхности рассеяния полуволнового вибратора и крылатой ракеты (КР) от длины волны.

На рис. 1 приведена зависимость ЭПР полуволнового вибратора ($\frac{\lambda}{2} = 3\text{ м}$) и ориентировочная зависимость усредненной ЭПР крылатой ракеты типа АКМ, изготовленной по технологии «Stealth», при облучении

с носа. Из рисунка видно, что кривые зависимости ЭПР от длины волны имеют резонансный вид с максимумом на длине волны порядка бм. Размах крыльев крылатой ракеты типа АКМ равен примерно 3 м, поэтому максимум кривой на рис. 1 соответствует случаю, когда размах крыльев составляет половину длины волны, т.е. крылья крылатой ракеты как бы входят в резонанс с облучаемой волной и переизлучают подобно полуволновому вибратору.

При облучении с носа в диапазоне длин волн от 4 до 8 м ЭПР КР составляет не менее 10 м², что на два порядка больше, чем в см - диапазоне. Таким образом, для эффективного обнаружения КР и самолетов можно использовать метровый диапазон радиоволн. Недостатком этого диапазона является невозможность обеспечить высокие точности оценки угловых координат. Один из возможных способов решения этой проблемы – использование сигналов большой длительности; при этом используется информация, содержащаяся в фазе эхо-сигнала, а обработка информации предполагает использование метода инверсного синтезирования апертуры.

Принципы построения РЛС для обнаружения малозаметных целей.

Требования, предъявляемые к радиолокаторам, предназначенным для обнаружения целей типа Stealth, противоречивы. С одной стороны, как указывалось выше, целесообразно использовать излучение в метровом диапазоне длин волн, так как в этом диапазоне максимизируется мощность эхо-сигнала. С другой стороны, необходимо обеспечить высокие угловые разрешающие способности и точности по пространственным координатам. Радиолокатор, удовлетворяющий таким требованиям, можно рассматривать как радиолокатор дальнего обнаружения. Антенны такого радиолокатора вследствие больших габаритов естественно создавать как фазированные решетки. При этом контроль зоны обзора может обеспечиваться путем непрерывного (без сканирования) наблюдения и сопровождения каждой цели, что требует непрерывной одновременной засветки всего сектора контроля. Это означает, что диаграмма направленности передающей антенны должна быть слабонаправленной или многолучевой.

Приемная антенна, наоборот, должна быть как можно более направленной, чтобы обеспечить высокое угловое разрешение целей и необходимую точность угловых измерений. Поэтому на прием необходимо сформировать «веер» парциальных лучей.

Таким образом, на передающей позиции можно использовать довольно простую антенну, состоящую из одного или нескольких излучателей типа широкополосных полуволновых вибраторов или логопериодических антенн. Приемная антенна должна представлять собой многоэлементную фазированную решетку. Формирование парциальных диаграмм можно производить как в аналоговом, так и в цифровом виде. Ширина лучей и число парциальных диаграмм выбираются, исходя из

требований к разрешающей способности и точности по углам с учетом практической реализуемости

Адаптация параметров сверхширокополосного зондирующего импульса при моноимпульсной локации малозаметных целей.

Использование для моноимпульсной локации малозаметных целей сверхширокополосных сигналов открывает ряд новых возможностей. Ширина спектра зондирующего импульса оказывается в данном случае столь большой, что для различных частот величина ЭПР цели может существенно различаться. В этом случае приведение диапазона частот зондирующего импульса в соответствие с диапазоном максимальных значений ЭПР цели может дать существенный выигрыш, как в достоверности обнаружения, так и в точности оценки параметров объекта.

Обнаружение объектов методом «фоновой» радиолокации.

Большой интерес представляют исследования возможности обнаружения малоразмерных и малозаметных подвижных объектов на основе метода «фоновой» радиолокации. Реализация такого метода возможна, когда за областью объекта образуется и проецируется на поверхность естественного фона так называемая «теневая область» перераспределенной энергии, получаемой за счет излучения, поглощения и отражения. Такие методы используются для обнаружения объектов на земной поверхности и в воздушном пространстве, в том числе, с космических аппаратов или стратостатов.

Известно, что если на пути распространения волн поместить абсолютно черное тело (т.е. тело, поглощающее всю падающую на него энергию), размеры которого гораздо больше длины волны, то позади тела появится поле рассеяния (теневое поле). При этом амплитуда рассеянного сигнала не зависит от формы тела и определяется в основном его поперечным сечением. Эксперименты подтверждают, что при облучении плоской волной большинства геометрических тел вдоль оси симметрии наблюдается рост этой «теневого» ЭПР при увеличении бистатического угла, а максимум достигается «в окрестности» 180° .

Следует отметить, что «теневую» ЭПР нельзя уменьшить путем применения радиопоглощающих покрытий или использования специальной формы объекта.

Обнаружение малозаметных объектов методом радиолокации "на просвет".

Явление возрастания ЭПР цели при приближении бистатического угла к 180° послужило основой создания средств обнаружения малозаметных целей так называемым методом локации «на просвет». Примером может служить система «Струна», разработанная Нижегородским НИИ Радиотехники. Она состоит из пар приемопередатчиков, размещаемых на мачтах, удаленных друг от друга на

расстояние 20 - 50 км. Между этими мачтами возникают радиобарьеры. Стоит пересечь их любому объекту, как тут же выполняются условия бистатической радиолокации с углом 180^0 , и на выходе приемника появляется сигнал. Важное качество такой системы - нечувствительность к наличию на объекте радиопоглощающих покрытий. Системой «Струна» можно прикрыть ущелья, устья рек и акватории портов, а если состыковать без пропусков несколько систем, то можно вытягивать охраняемый периметр на тысячи километров. Такими системами можно обеспечивать охрану особо важных объектов от проникновения «чужих» летательных аппаратов.

Пассивные методы обнаружения малозаметных объектов.

Описанные «активные» методы обнаружения объектов имеют общий серьезный недостаток при решении задач обороны. Излучение РЛС является демаскирующим фактором, что снижает эффективность оборонительных усилий. Естественным вариантом здесь представляется отказ от радиоизлучения, то есть переход на пассивные методы обнаружения. К ним можно отнести:

1. Использование теплового излучения объекта.
2. Использование «фоновых» излучений телевизионных и УКВ радиопередатчиков.

Перспективы использования технологий распределенной когерентной радиолокации.

Рассмотренные выше методы обнаружения и наблюдения малозаметных объектов имеют разные преимущества и недостатки. Активные методы обеспечивают требуемые параметры по обнаружению и точностям, но демаскируют информационное средство. Пассивные методы обеспечивают необходимую скрытность работы системы наблюдения, но не обеспечивают необходимого качества информации. Методы «фоновой» локации предполагают высокую стоимость систем.

По-видимому, решение проблемы наблюдения малозаметных объектов необходимо искать, объединяя достоинства всех рассмотренных выше методов:

1. Увеличение длины волны, для обеспечения хороших характеристик обнаружения.
2. Применение технологий многопозиционной радиолокации, обеспечивающих наблюдение объектов под разными ракурсами.
3. Применение сигналов большой длительности и получение на этой основе высоких разрешающих способностей и высоких точностей оценки параметров движения.
4. «Безинерционные» методы обзора пространства для получения высокой пропускной способности на основе ФАР.

В качестве одного из вариантов построения системы, сочетающей вышеперечисленные достоинства, является пространственно-

распределенная радиолокационная система, состоящая из совокупности передающих и приемных позиций, объединенных единой системой управления и обработки информации. Топология такой системы может быть различной в зависимости от решаемых задач и числа позиций, но должна обеспечивать необходимые точности измерения угловых параметров движения наблюдаемых объектов. В пределе такая система может представлять собой ФАР со сверхбольшой базой и сверхдлинными сигналами.

Организация такой системы должна удовлетворять ряду условий, в частности:

1. Оптимизация топологии построения системы в зависимости от решаемой задачи, предполагающая адаптацию к конкретной ситуации.
2. Единая система синхронизации и обмена информацией, обеспечивающая высокоточную пространственно-временную привязку.
3. Открытая архитектура с возможностью оперативного наращивания числа передающих и приемных позиций в соответствии с потребностями Заказчика.

РАДИОТЕХНИЧЕСКИЕ УСТРОЙСТВА НА ОСНОВЕ РЕЗИСТИВНЫХ ОПТРОНОВ

Б.Н. Денисов

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

Расширение функциональных возможностей элементной базы оптоэлектроники позволяет создавать радиотехнические устройства, с более качественными характеристиками, например, более низким коэффициентом нелинейных искажений. Применяемые в оптических каналах связи резисторные оптроны, могут быть использованы как аналоги транзисторов в системах передачи и приема информации. Операция умножения является основной при получении амплитудно- и фазомодулированных сигналов, синхронном детектировании и других операций с сигналами. Задача перемножения двух сигналов в аналоговой электронике осуществляется опосредованно за счет нелинейной характеристики транзистора. На выходе транзисторного перемножителя спектр сигнала будет содержать комбинационные частоты, которые невозможно исключить из спектра модулирующего сигнала, если эти частоты меньше граничной частоты спектра. В отличие от идеального транзисторного перемножителя, идеальный фоторезистор, может осуществлять операцию перемножения двух сигналов, не внося нелинейных искажений. При этом один из сигналов является приложенным к фоторезистору напряжением, а второй – оптический, преобразованный в изменение проводимости фоторезистора [1]. В спектре сигнала на входе фоторезистора отсутствуют комбинационные частоты, которые приводят к неустраняемым искажениям сигнала. Совмещение в фоторезисторе операций приема и преобразования сигнала позволяет создавать многофункциональные элементы оптоэлектроники и устройства на их основе. Например, амплитудные модуляторы, в которых в качестве несущего сигнала поступает напряжение, приложенное к фоторезистору, а модулирующий сигнал с микрофона преобразуется в оптический. Такое устройство может быть использовано как смеситель двух сигналов, который широко применяется в радиотехнике. Линейность операции перемножения резко снижает коэффициент нелинейных искажений таких устройств. Резисторный оптрон может заменять транзистор в электронике, где он используется как управляемое сопротивление, например, в

различных видах фазовых модуляторах на основе RC- мостов и RCL делителях [2, 3].

1. Денисов Б.Н., Беглов В.И., Нищев К.Н., Турышев В.Н. Передатчик с амплитудной модуляцией. Патент 39240, Россия, МПК-7 Н 03 С 5/02. Оpubл. 20.07.2004г, бюл. №20.
2. Денисов Б.Н., Бибанина Е.М., Беглов В.И. Фазовый модулятор. Патент № 36069, Россия, МПК-7 Н 03 С 5/02. Оpubл. 20.02.2004г, бюл. №5.
3. Денисов Б.Н. Фоторезистор как многофункциональный элемент оптоэлектроники. Радиотехника и электроника. Т.52, №4, с.1–4, 2007.

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В СИСТЕМЕ ДВУХ РЕЗОНАНСНЫХ ИЗЛУЧАЮЩИХ ДИПОЛЕЙ

Кузнецов Ю.Н., Санников Д.Г., Семенов Д.И.

Госпедуниверситет, госуниверситет, филиал ИРЭ РАН, г. Ульяновск

В последнее время большое внимание уделяется исследованиям многочисленных интерференционных и связанных с ними туннельных явлений для волн различной природы. В [1] показано, что интерференция излучения в системе диполей приводит к двум эффектам – изменения мощности излучения всей системы и перекачке мощности между диполями. В настоящей работе приводятся результаты исследования формирования энергетических потоков, в том числе и интерференционных, системой двух одинаковых атомных диполей, индуцированных полем падающей на них электромагнитной волны $\vec{E}^i = \vec{E}_0^i \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r})$. При этом дипольные моменты и поляризуемость атомов ($j = 1, 2$) даются выражениями

$$\vec{p}(\vec{r}_j) = \alpha \vec{E}_0^i \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r}_j), \quad \alpha = (2d_0^2 / \hbar) \cdot (\omega_0 - \omega - i / \tau)^{-1},$$

где $k = \omega / c$, d_0 - матричный элемент оператора дипольного момента. ω_0 - резонансная частота, τ^{-1} - ширина резонансной линии.

В произвольной точке, наряду с энергетическими потоками падающей волны и от каждого диполя в отдельности, возникает интерференционный поток, величина которого определяется полями обоих диполей и разностью их фаз $\vec{k}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$. В итоге, для полного потока имеем:

$$\vec{S}(\vec{r}) = \vec{S}^{(i)} + \vec{S}_1 + \vec{S}_2 + \vec{S}^{\text{int}}, \quad \vec{S}^{(i)} = (c / 4\pi) \text{Re}[\vec{E}^{(i)}, \vec{H}^{(i)}],$$

$$\vec{S}_j = (k^3 \omega / 8\pi \rho_j^2) |\vec{p}|^2 \vec{n}_j \sin^2 \theta_j, \quad \vec{S}^{\text{int}} = (c / 8\pi) \text{Re}([\vec{E}_1, \vec{H}_2^*] + [\vec{E}_2, \vec{H}_1^*])$$

где $\vec{\rho}_j = \vec{r} - \vec{r}_j$, $\vec{n}_j = \vec{\rho}_j / \rho_j$, θ_j - угол между векторами \vec{p}_j и $\vec{\rho}_j$. В S^{int} можно выделить два слагаемых: пропорциональное $\text{Re}(\vec{p}_1 \vec{p}_2^*)$ определяет интерференционное увеличение (или уменьшение) мощности излучения каждого диполя, а пропорциональное $\text{Im}(\vec{p}_1 \vec{p}_2^*)$ - интерференционный перенос энергии между диполями соответственно. В работе представлены распределения суммарного поля в ближней, и волновой зонах, а также

зависимости суммарного и интерференционного потоков от фазовой отстройки, отстройки от резонансной частоты, угла падения волны на систему диполей. Проанализированы особенности безизлучательного переноса энергии между атомами, связанного с интерференцией реактивных компонент полей.

1. Кузнецов Ю.Н., Семенцов Д.И. ФВП и РС. 2007. Т.10. №1, стр.21-26.

ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ДЛЯ СТАНКА С ЧИСЛОВЫМ ПРОГРАММНЫМ УПРАВЛЕНИЕМ ДЛЯ ОБРАБОТКИ ПЕЧАТНЫХ ПЛАТ

Агафонов А.И., Логунов М.В., Малышев П.М.

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

Проблема модернизации промышленного оборудования с числовым программным управлением становится особенно актуальной в связи с быстрыми темпами совершенствования программного обеспечения, предназначенного для систем автоматического проектирования разнообразной аппаратуры и радиоэлектронных устройств. Часто различные версии программного обеспечения, производимого даже одной компанией, являются несовместимыми.

В настоящей работе представлен комплект программного обеспечения, предназначенный для обеспечения работы системы управления Луч-22-2-М станка для сверления и фрезерования печатных плат СФ-4 совместно с современными радиотехническими проектно-конструкторскими средствами различных фирм. Комплект состоит из следующих компонентов:

– интуитивно понятная графическая оболочка, управляющая запуском программ передачи данных и процессами преобразования файлов. Имеет раздел помощи, краткое содержание этого раздела возникает на экране монитора при каждой загрузке для облегчения начала работы с программой. Для наглядности процесс работы программы сопровождается комментариями. Программа запускается автоматически при загрузке компьютера и является основным окном программы управления.

– программа, передающая информацию от промышленного компьютера к системе ЧПУ ЛУЧ-22-2М станка СФ-4. Программа передает данные и управляющие команды для сверления, содержащиеся в файлах формата *.NCD.

– программа для разделения файла формата *.NCD на несколько файлов, содержащих отверстия одного типоразмера, и преобразования файлов формата GBR и GTL, подготовленных с помощью различных проектно-конструкторских средств, в файлы формата NCD. Программа работает как с метрическим форматом координат управляющей программы, так и с псевдодюймовой системой координат при проектировании печатных плат.

Программное обеспечение используется при работе модернизированного станка с числовым программным управлением СФ-4 на ОАО «Саранский телевизионный завод». Работа выполнена при поддержке Акционерно-финансовой корпорации «Система».

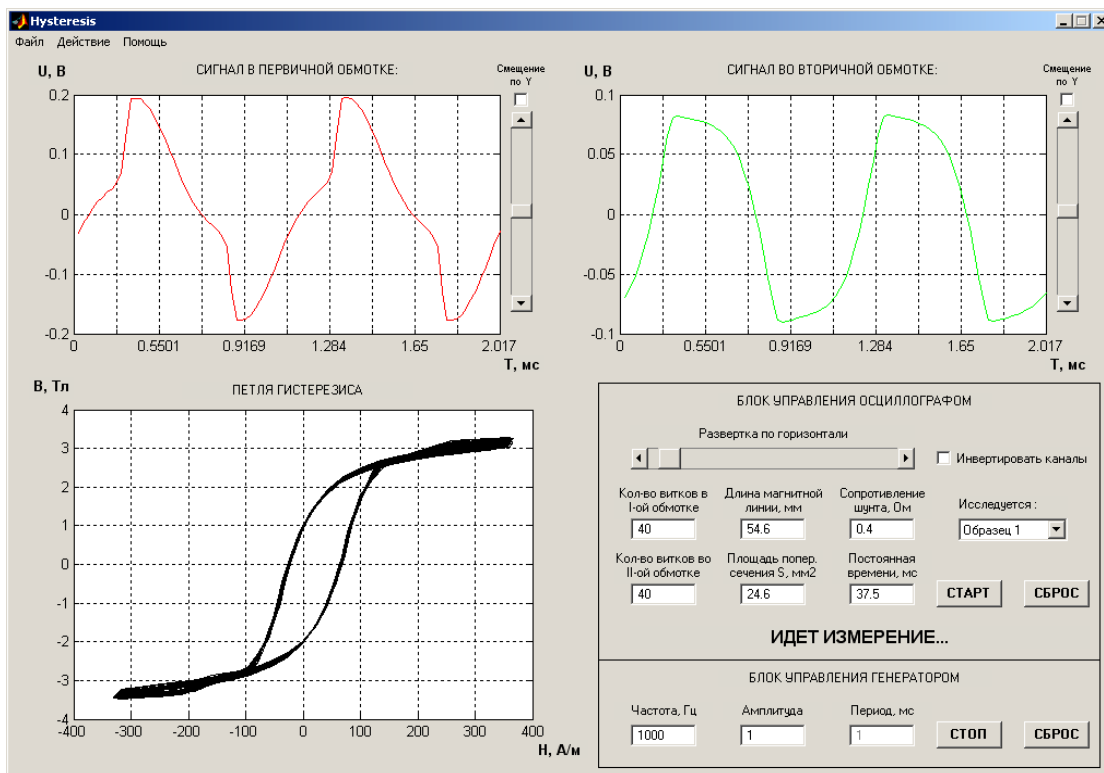
АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ ЛАБОРАТОРНЫЙ СТЕНД ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ФЕРРИТОВ

А. Б. Ромашкин, Н. В. Моисеев, М. В. Логунов

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

Современная база силовых и импульсных преобразовательных устройств в настоящее время переживает бурный рост в связи с открытием новых видов ферритов, позволяющих значительно увеличивать мощность устройств при сохранении на прежнем уровне массогабаритных показателей. Нами разработан лабораторный стенд, позволяющей исследовать петли гистерезиса различных ферромагнитных материалов. Основными узлами установки являются преобразователи ЦАП и АЦП, при использовании которых появляется возможность цифровой регистрации и обработки сигналов.

Измерения проводятся осциллографическим методом. Программа виртуального генератора и осциллографа разработана для работы в среде MATLAB, что позволило использовать внутренний драйвер по взаимодействию со звуковым оборудованием компьютера и воспользоваться набором функций по реализации цифровой обработки сигналов. Программа построена на принципах визуально-ориентированного программирования, имеет вид стандартного окна среды Windows (см. рис.), содержит блок ввода параметров ферритов, режим инверсии каналов осциллографа, сохранение в файл наблюдаемых сигналов в формате векторного образа (.emf), развитую систему предупреждения некорректных действий пользователя, всплывающие подсказки, горячие клавиши и т.д.



ПОРТАТИВНОЕ УСТРОЙСТВО ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ И МОНИТОРИНГА СИГНАЛОВ

А.М. Горин, О.Н. Косенков, М. В. Логунов

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

В составе радиоэлектронных приборов всё шире используются контрольно-измерительные и тестирующие приборы, создаваемые на базе современных радиоэлектронных компонентов. Часто имеется необходимость не только в индикации и регистрации сигнала, но и в длительном мониторинге. Для этой цели удобно использовать электронный аналог самописца.

В настоящей работе представлено несложное устройство, разработанное для индикации и регистрации сигнала, а в паре с компьютером – и для мониторинга сигналов. Устройство представляет собой аналого-цифровой преобразователь, дополненный прецизионным усилителем сигналов и имеющее согласующее устройство для выхода на СОМ-порт компьютера. Частота регистрации сигнала при мониторинге – до нескольких сотен раз в секунду. Регистрируются сигналы с датчиков-преобразователей амплитудой от долей милливольт до нескольких вольт. Разработанное программное обеспечение позволяет программным способом изменять коэффициент усиления или вводить корректирующие коэффициенты для прямого отсчёта измеряемой физической величины, изменять время регистрации и период регистрации сигнала, записывать данные в файл выбранного формата.

Устройство для регистрации и мониторинга сигналов может быть использовано в различных целях. Нами устройство применялось совместно с прибором – индикатором наличия ультразвука. Источники ультразвука в повседневной жизни встречаются всё чаще в связи с развитием техники электроакустических преобразователей и переходом к преимущественному использованию преобразовательной техники в блоках питания РЭА: разнообразные охранные устройства, малогабаритные стиральные машинки, источники питания световых приборов и т.д.

В приборе использована современная элементная база, что позволило разработать конструкцию минимальных размеров. Основой прибора являются преобразователь ультразвука, усилитель и индикатор/измеритель. Прибор имеет расширенные функции регистрации: в качестве регистрирующего прибора используются (в зависимости от решаемых задач) стрелочный индикатор, линейка разноцветных светодиодов и электронный самописец, позволяющий проводить компьютерный мониторинг акустической обстановки.

ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ ПО КУРСУ "СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ СИСТЕМ"

М. В. Логунов, Д. Д. Ступин, А. Н. Чалдышкин*

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

**ОАО «Концерн «Радиотехнические и информационные системы», Москва*

Существенное увеличение роли курса «Радиотехнические системы» в структуре подготовки радиоинженера обусловлено возрастанием масштабов практического применения радиолокационных, радионавигационных систем, сетей сотовой связи, систем широкополосного радиодоступа. Методическое обеспечение введённой с 2004/2005 учебного года в соответствии с Государственным стандартом подготовки по специальности «Радиотехника» дисциплины «Статистическая теория радиотехнических систем» состоит в основном из учебных пособий, посвящённых изложению лекционного курса [1, 2]. Поскольку в плане подготовки радиоинженера предусмотрены также практические занятия и лабораторные работы, нами подготовлен практикум по моделированию процессов преобразования, обработки и распознавания сигналов в радиотехнических системах на базе современного программного обеспечения.

Выполнение работ лабораторного практикума основано на эмуляции работы следующих основных контрольно-измерительных приборов радиоэлектроники: генератора сигналов, осциллографа, анализатора

спектра. Первая часть практикума, раздел «Основные характеристики случайных сигналов», состоит из 6 заданий (рис.). Работа виртуальных приборов моделируется с учетом современных тенденций в измерительной технике – масштабирования сигналов на экранах приборов, использования курсорных измерений параметров сигналов.

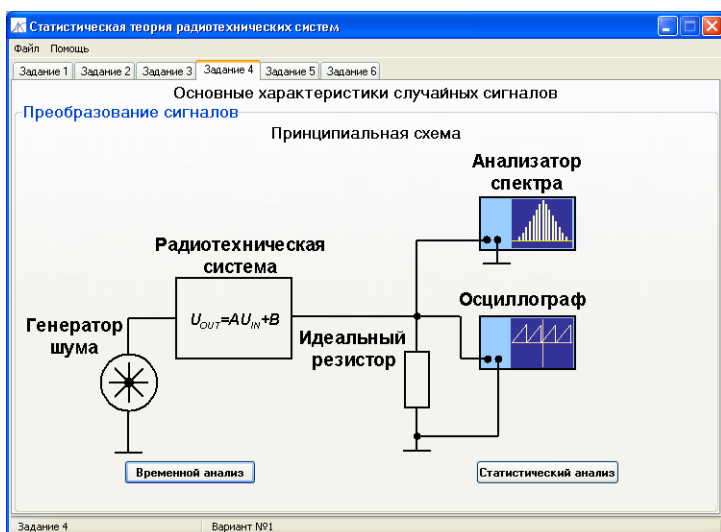


Рис. Внешний вид основного окна программы.

1. Перов А. И. Статистическая теория радиотехнических систем. – М.: Радиотехника, 2003. – 398 с.
2. Богданович В. А. Теория устойчивого обнаружения, различения и оценивания сигналов. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. – 320 с.

ВЛИЯНИЕ КИНЕТИКИ ФОТОПРОВОДИМОСТИ НА КОЭФФИЦИЕНТ НЕЛИНЕЙНЫХ ИСКАЖЕНИЙ ФОТОРЕЗИСТОРА

Б.Н. Денисов, Е.М. Бибанина

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

Резистивный оптрон может использоваться в качестве смесителя сигналов, качество которого определяется коэффициентом нелинейных искажений (КНИ) [1]. Реальный фоторезистор является нелинейным элементом, даже в случае омических контактов и однородной генерации носителей светом в объеме в виду нелинейной кинетики рекомбинации свободных носителей. Рассмотрим влияние кинетики на КНИ. Запишем дифференциальное уравнение кинетики в нормированном виде в единицах $2\gamma n_0$ в случае собственного полупроводника ($n = p$, $\Delta n = \Delta p$):

$$\frac{d\Delta n'}{dt'} = A'(1 + \cos\omega t) - \Delta n' - \Delta n'^2 / 2, \quad (1)$$

где $\Delta n/n_0 = \Delta n'$ – относительная неравновесная концентрация; $dt' = dt/\tau_n$; $A' = A/2\gamma n_0^2$ – относительная амплитуда скорости генерации свободных носителей; n , p – концентрация неравновесных электронов и дырок; $\Delta n = n - n_0$; n_0 – равновесная концентрация электронов в зоне проводимости; γ – коэффициент рекомбинации, $A = \alpha\beta(1 - R)\Phi_0$; Φ_0 – амплитуда интенсивности света. Для случая низких частот A' можно

выразить из уравнения (1).

$$A' = ((\Delta n_s/n_0 + I)^2 - 1)/2. \quad (2)$$

Величина $s = \Delta n_s/n_0$ определяется экспериментально из соотношения $s = (I_s - I_t)/I_t$, а глубина модуляции рассчитывается с помощью выражения $M = s/(s + 2)$, где Δn_s – неравновесная стационарная концентрация, I_t – темновой ток, I_s – ток при стационарном освещении интенсивностью Φ_0 . Нами был проведен расчет КНИ в зависимости от величины $\Delta n/n_s$ рассчитанной при частоте равной $0,05f_0$. Экспериментальная проверка рассчитанных результатов показала хорошее совпадение для фоторезистора на основе высокоомного кремния n -типа. В случае высокого уровня инжекции КНИ может быть рассчитан с помощью соотношения:

$$\eta = 3 \sum_{k=2}^{\infty} 1/(4k^2 - 1)^2, \quad (3)$$

где k – номер гармоники ($k = 1, 2, 3, 4, \dots$). Сумма ряда (3) равна $0,2277181\dots$. Проведенный расчет позволяет предложить метод снижения КНИ. Для этого люкс-амперная характеристика светодиода должна иметь вид $\Phi \sim I^p$ ($p = \overline{1, 2}$).

4. Денисов Б.Н. Фоторезистор как многофункциональный элемент оптоэлектроники. Радиотехника и электроника. Т.52, №4, с.1–4, 2007.

Алфавитный список

- Агафонов А.И. 151
Адамова М.С. 135
Айбатов Д.Л. 130,131,133,134
Аладышева Е.В. 106
Алёшкина С.С. 103
Амосова Х.Б. 116
Антипов О.Л. 89,90,91
Бабин С.А. 3
Багрова И.В. 104
Бажанов А.Г. 70
Бакулин М.А. 69,70,76,77
Басиев Т.Т. 114
Белов А.И. 119
Беловолов М.И. 108
Беляков В.А. 34
Бибанина Е.М. 155
Боев С.Ф. 3
Боксимер М. Э. 3
Большиков Ф.А. 3,93,109
Борик М.А. 116
Бурдов В.А. 34
Васильев В.В. 42
Вайнштейн Д.Л. 119
Великодный В.И. 38
Вишнякова М.А. 116
Воронько Ю.К. 92,93,95,105,109
Гафнер С.Л. 120,121,122,123
Гафнер Ю.Я. 120,121,122,123
Гажулина А.П. 99
Гапонова Д.М. 119
Гейфман Е.М. 3,65
Герасимов М.В. 79
Голубьев А.В. 3
Горащенко Н.Г. 102,112
Горин А.М. 153
Горшков О.Н. 61
Горюнов В.А. 3,107
Горянов А.В. 136
Григорькин А.А. 29
Гришанин А.В. 65
Гришанов Е.Н. 40,41
Гурьянов А.Н. 3
Гуськов С.С. 63
Демиденко В.А. 114
Демидов В.В. 40,41
Демидов Е.С. 68,80
Демиховский В.Я. 35
Денисов Б.Н. 149,155
Денисов С.А. 64
Дианов Е. М. 3
Дмитрук Л.Н. 104
Дорохин М.В. 115
Дружнов Д. М. 68,80
Дудникова В.Б. 110
Дукельский К.В. 114
Дунаевский С.М. 29
Евтеева И.Н. 3
Егорова А.Е. 101
Елисеева С.В. 44
Еремейкин О.Н. 89
Жариков Е.В. 100,105,110,117
Желаннов А.В. 81
Зайцева О.Н. 110
Захаров Н.Г. 89
Зверев П.Г. 88
Зиновьев А.П. 91
Золотовский И.О. 135
Зюзин А.М. 3,69,76,77
Зюзин Д.А. 70
Иванов В.А. 56,78
Ионов А.С. 97
Истомин Л.А. 37
Карпеева Т.В. 101
Карпович И.А. 37
Ковалев А.И. 119
Кокорева М.А. 36
Кокурин И.А. 32
Коломийцева В.А. 39
Коровай А.В. 43
Королев А.Е. 3
Косенков О.Н. 153
Костюкевич М.О. 75
Кревчик В. Д. 3,14,27
Круглова М.В. 64
Кузнецов М.С. 90
Кузнецов Ю.Н. 150

Кузнецова А.Б. 111
 Кулебякин А.В. 116
 Куликов Л.А. 3
 Курков А.С. 126,138
 Лабутина М.Л. 96
 Лазарева О.П. 3
 Ласткин В.А. 97
 Лебедев В.Ф. 110
 Лесников В.П. 68
 Лис Д.А. 93,100,105
 Логинов Н.Н. 79
 Логунов М.В. 79,151,152,153,154
 Ломонова Е.Е. 106,116
 Лопатин Ю.Г. 84
 Майоров А.М. 107
 Майоров М.И. 107

Макаркин Н.П. 3
 Максимов И.Л. 28
 Малафеева Е.К. 101
 Малов А.В. 3,95
 Малышев П.М. 151
 Маргулис В.А. 3,32,33
 Марков А.В. 66
 Марычев М.О. 56,96,99,101,109
 Марышев С.Н. 39
 Мاستин А.А. 67
 Медведовская Н.И. 116
 Мельчарикова А.В. 111
 Мелёхин Н.В. 84
 Миронов В.А. 33
 Миронов И.А. 114
 Михайлов А.Н. 119
 Мишин П.Н. 37
 Моисеев Н.В. 3,152
 Морозов О.Г. 130,131,132,133,134
 Мурадов В.Е. 72
 Мягкова Ж.Д. 3
 Наний О. Е. 137
 Нищев К. Н. 3,95,139
 Новиков А.А. 91
 Новопольцев М.И. 86
 Онищенко А.М. 100
 Орловский Ю.В. 114
 Осико В. В. 3,114,116

Петрова О.Б. 104,111
 Пирогов Е.М. 74
 Подольский В.В. 68
 Покотилловский Ю.Н. 86
 Поликтова Н.А. 137
 Попов А.В. 93,104,105
 Порошков А.В. 83
 Прокопьева Т.С. 104
 Прокофьева М.М. 115
 Просвирин В.П. 131
 Пятаев М.А. 31,36
 Радайкин В.В. 76,77
 Редель Л.В. 123
 Романенко И.П. 46,72,73
 Романюк В.А. 94,100
 Ромашкин А.Б. 152
 Рябочкина П.А.
3,93,95,103,106,109
 Савельев Д.А. 80
 Савикин А.П. 89
 Сабаев С.Н. 69,70,77
 Садеев Т.С. 132
 Сазонов В.В. 142
 Санников Д.Г. 136,150
 Светлов С.П. 64
 Семенов М.Б. 21,27
 Семенцов Д.И. 44, 135,150
 Сипрова С.В. 64
 Скворцов А.А. 46,72,73,74
 Смирнов А.Н. 114
 Смирнов А.С. 134
 Смирнов С.А. 139
 Смоленов Н.А. 71
 Соболев А.А. 92,95,105,109
 Сомов Н.В. 75
 Степанов М.М. 44
 Степанова И.В. 102,112
 Ступин Д.Д. 3,142,154
 Субботин К.А. 93,100,105
 Сысоев Н.Н. 67
 Талипов А.А. 133
 Тележников А.В. 28
 Тетельбаум Д.И. 119
Тимошечкин М.И. 103,108
 Тихов С.В. 37

Панькин Н.А. 3,71
Ульянов С.Н. 31
Усламина М.А. 117
Устинов В.И. 116
Ушаков С. Н.
3,93,94,95,100,103,106,117
Фаддеев М.А. 63,78
Федоров П.П. 114
Филатов Д.О. 68,80
Флорина О.Ф. 43
Фомин Н.Е. 3
Фролова Е.В. 35
Фукалова Е.К. 112
Хаджи П.И. 42
Хапугин О.Е. 37
Хвастунов Н.Н. 30
Хромов М.Н. 94
Чалдышкин А.Н. 154
Чалков В.Ю. 64

Трямкина Е.П. 3
Чувильдеев В.Н. 84
Чугров И.А. 118
Чупрунов Е. В. 3,56,78,109

Шарков В.В. 89
Шаталов А.Ф. 108
Шевяхов Н.С. 39
Шенгуров В.Г. 64
Шестаков А.В. 94,100
Шишлянников Б.М. 81
Шолохов Е.М. 138
Шорохов А.В. 30
Шотин С.В. 85
Шукшин В.Е. 92,104
Щербаков А.В. 116
Щербакова Е.В. 27
Юдин В.А. 3
Янцен Н.В. 3,69,76