

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
7-Й ВСЕРОССИЙСКОЙ МОЛОДЕЖНОЙ НАУЧНОЙ ШКОЛЫ

Саранск, 7– 10 октября 2008 г.

Саранск
Издательство Мордовского университета
2008

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. 7-й Всерос. молодежной науч. шк. Саранск, 7–10 окт. 2008 г. / Редкол.: К. Н. Нищев (отв. ред.) и др. – Саранск: Изд-во Мордов. ун-та, 2008. – 213 с.
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 № 08-02-06804 моб_г).

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, 2008

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

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

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

А.С. Курков - д.ф.-м.н., г. Москва

К.Н. Нищев - к.ф.м.н., доцент, г. Саранск, председатель

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. Большиков

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 № 08-02-06804 моб_2), Правительства Республики Мордовия, ОАО "Саранскабель".

СОДЕРЖАНИЕ

C.

ЭЛЕКТРОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В НАНОСТРУКТУРАХ И НАНОТЕХНОЛОГИИ

13

Лекции

- Оптика квантовых точек* 14
В.Д. Крещик
Пензенский государственный университет, г. Пенза
- Метод контролируемого роста квантовых точек в системе СТМ/АСМ* 18
М.Б. Семенов
Пензенский государственный университет, г. Пенза
- Параметрическое усиление терагерцевого излучения полупроводниковыми сверхрешетками* 28
А.В. Шорохов
Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск

Доклады

- Линейный фотогальванический эффект в нанотрубке со спиральной симметрией* 31
А.А. Григорькин, С.М. Дунаевский
Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова, г. Санкт-Петербург
- Генерация постоянного тока в сверхрешетке, находящейся в переменном бихроматическом поле* 32
Н.Н. Хвастунов, А.В. Шорохов
Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск
- Магнитный момент двумерного электронного газа со спин-орбитальным взаимодействием* 33
В.А. Миронов, В.А. Маргулис
Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск
- Электронный транспорт в кольце Ааронова-Бома с несколькими примесями* 34
М.А. Кокорева
Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск
- Фотокондактанс квантовой проволоки с примесью* 35
С.Н. Ульянов, М.А. Пятаев
Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск
- Фототок в квантовом цилиндре, содержащем одиночную примесь* 36
М.А. Пятаев, С.Н. Ульянов
Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск
- Особенности энергетического спектра примесной водородоподобной молекулы в квантовой точке при наличии сильного магнитного поля* 37
В.Д. Крещик, А.Б. Грунин, **А.В. Трофимова**
Пензенский государственный университет, г. Пенза
- Электрооптика дискообразных квантовых точек с примесными центрами* 38
В.Д. Крещик, А.В. Разумов, А.В. Денисов, **В.В. Сафоноов**
Пензенский государственный университет, г. Пенза
- Электрооптические свойства микросужения с D^- - центром.* 39
В.Д. Крещик, А.В. Разумов, **А.Г. Денисова**
Пензенский государственный университет, г. Пенза
- Энергетический спектр D_2^- -центра в квантовой точке при наличии внешнего электрического и магнитного полей* 40
В.Д. Крещик, А.В. Разумов, **В.А. Прошкин**
Пензенский государственный университет, г. Пенза
- Фактор геометрической формы в спектрах примесного поглощения дискообразных квантовых точек* 41
В.Д. Крещик, А.В. Разумов, **В.А. Гришанова**, Н.Ю. Черепанова, В.А. Рудин
Пензенский государственный университет, г. Пенза
- Влияние туннельной прозрачности потенциального барьера на вероятность двухфотонного* 42

примесного поглощения в квантовой молекуле. <i>В.Д. Кривчик, М.Б. Семенов, Е.В. Грозная, Е.И. Кудряшов, С.А. Губина</i> <i>Пензенский государственный университет, г. Пенза</i>	
Поляризационная зависимость фотодиэлектрического эффекта в квантовых точках с примесными комплексами $A^+ + e$. <i>В.Д. Кривчик, А.В. Левашов, Т.С. Демешова</i> <i>Пензенский государственный университет, г. Пенза</i>	43
Компьютерное моделирование стохастического упорядочения частиц в одномерных наноцепочках <i>В.Н. Нестеров, А.С. Зацарная, Т.В. Кузнецова, А.Ю. Пименова</i> <i>ВолгГАСУ, г. Волгоград</i>	44
Спин-гибридно-фононный резонанс в параболическом квантовом канале <i>В.В. Карпунин, В.А. Маргулис</i> <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i>	45
Гибридно-фононный резонанс в параболическом квантовом канале с дельта-образным потенциальным профилем <i>В.В. Карпунин</i> <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i>	46
Гибридно-фононный резонанс в параболическом квантовом канале с прямоугольным потенциальным профилем <i>В.В. Карпунин</i> <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i>	47
Фазовый контроль двухфотонной оптической нутации биэкситонов в полупроводниках с учетом межчастичного взаимодействия <i>В.В. Васильев</i> <i>Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко, г. Тирасполь</i>	48
Динамика туннелирования бозе-конденсированных атомов в магнитооптических ловушках (линейный режим) <i>О.Ф. Васильева</i> <i>Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко, г. Тирасполь</i>	49

МАТЕРИАЛЫ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ 51

Лекции

Магнитопластический эффект в элементарных полупроводниках <i>А.А. Скворцов</i> <i>Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск</i>	52
Рентгеноспектральный элементный анализ при электронном и рентгеновском возбуждении характеристического излучения <i>М.А. Фаддеев</i> <i>Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	64

Доклады

Зависимость параметров спектров ЭПР от температуры и концентрации катализатора в сшитом полиэтилене <i>А.М. Зюзин, В.В. Радайкин, С.Н. Сабеев</i> <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i>	72
Влияние состава люминофоров на ЭПР и оптические спектры <i>А.М. Зюзин, Д.А. Салкин, П.А. Рябочкина</i> <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i>	73
Динамика доменной стенки в двухслойной сильноанизотропной магнитоодноосной пленке с разным знаком гирромагнитного отношения слоев <i>А.А. Мاستин, Н.Н. Сысоев</i> <i>МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва</i>	74
Изменение интенсивности дифрагированного рентгеновского излучения от кристалла ADP при воздействии на него электрическим полем <i>А.В. Марков, В.Н. Трушин, Е.Л. Ким, Е.В. Чупрунов</i> <i>Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	75

<i>Электромиграционные процессы в системе металл-полупроводник</i> <u>А.А. Скворцов, В.Е. Мурадов, Е.А. Каштанова.</u> Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск	76
<i>Расчет спектров СВР в двухслойной обменно-связанной структуре</i> <u>А.М. Зюзин, М.А. Бакулин, Н.В. Янцен</u> Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск	77
<i>Влияние симметрии закрепления спинов на интенсивность линий мод спин-волнового резонанса</i> <u>А.М. Зюзин, А.Г. Бажанов, М.А. Бакулин</u> Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск	78
<i>Исследование особенностей спектров СВР в неоднородных пленках с орторомбической анизотропией</i> <u>В.В. Радайкин, А.М. Зюзин</u> Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск	79
<i>Толщина покрытий, полученных на установке ННВ 6.6.И4 методом конденсации с ионной бомбардировкой: Влияние магнитного поля фокусирующей катушки</i> <u>Н.А. Панькин, Н.А. Смоланов</u> Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск	80
<i>Трибологические свойства эпитаксиальных слоев кремния на сапфире</i> <u>Н.О. Кривулин, Е.В. Коротков, Д.А. Павлов, П.А. Шиляев</u> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород	81
<i>Исследование трещиностойкости и хрупкости керамических материалов методом микроиндентирования</i> <u>С.В. Шотин, М.Ю. Грязнов, В.Н. Чувильдеев</u> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород	81
<i>Влияние магнитного поля на состояние дислокаций в кремнии</i> <u>А.А. Скворцов, Д.И. Белов, А.В. Каризин</u> Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск	82
<i>Особенности деградационных процессов в системах металлизации в условиях термоудара</i> <u>А.А. Скворцов, В.В. Рыбин, С.М. Зуев, Е.А. Каштанова</u> Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск	83
<i>Исследование влияния напряжений на инкубационный период коррозионного растрескивания под напряжением малоуглеродистых сталей</i> <u>М.С. Болдин, М.К. Чегуров, А.В. Нохрин, В.Н. Чувильдеев</u> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород	84
<i>Исследование механизмов коррозионно-усталостного разрушения малоуглеродистых низколегированных сталей</i> <u>Е.Н. Бутусова, Д.Н. Котков, А.В. Нохрин, В.Н. Чувильдеев</u> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород	85
<i>Исследование механизмов роста трещин коррозионного растрескивания под напряжением в низколегированных сталях</i> <u>Д.А. Конычев, Д.Н. Котков, Е.Н. Бутусова, А.В. Нохрин, В.Н. Чувильдеев</u> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород	86
<i>Исследование механизмов спекания наноразмерных и ультрадисперсных порошков вольфрамовых сплавов системы W-Ni-Fe</i> <u>Г.В. Баранов, В.Ю. Белов, А.В. Нохрин, Ю.Г. Лопатин, Н.В. Мелехин, В.Н. Чувильдеев</u> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород	87
<i>Анализ оптического спектра плазмы при получении покрытий Ti(NC)</i> <u>Н.А. Панькин, Н.А. Смоланов, О.Ф. Четвертакова</u> Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск	88
<i>Влияние вращающихся потоков плазмы на структуру и свойства конденсата прикатодной области</i> <u>Н.А. Панькин, Н.А. Смоланов, О.Ф. Четвертакова,</u> Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск	89
<i>О природе катодного пятна дугового испарителя</i> <u>Н.А. Панькин, Н.А. Смоланов, О.Ф. Четвертакова</u> Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск	90
<i>Моделирование роста кристалла при периодическом изменении внешних условий</i> <u>С.С. Гуськов, Е.В. Чупрунов</u> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород	91

Формирование рентгеновских изображений при дифракции рентгеновских лучей от поверхности кристаллов, имеющих колончатую структуру <u>А.С. Маркелов</u> , В.Н. Трушин, Е.В. Чупрунов Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород	92
Резонансные свойства магнито- и электроанизотропных дисперсных ферромагнитных пленок <u>Т.М. Василевская</u> , Д.И. Семенов Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск	93
Технология выращивания эпитаксиальных структур монокристаллического карбида кремния В.В. Чибиркин ¹ , Е.В. Гейфман ¹ , <u>Н.М. Давыдова</u> ^{1,2} ¹ - ЗАО НПК «Электровыпрямитель», г. Саранск ² - Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск	94
Выбор материалов для плёночных наклонноконденсированных термоэлектрических преобразователей <u>Е.Б. Опаричев</u> Московский энергетический институт, г. Москва	96

97

МАТЕРИАЛЫ ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ И ЛАЗЕРНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

Лекции

Лазеры на кристаллах с центрами окраски <u>П.Г. Зверев</u> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва	98
Лазерно-эмиссионные спектроскопические методы в электронике <u>Е.Л. Сурменко</u> Саратовский технический университет, г. Саратов	99
Лазерная диагностика микропотоков <u>Б.С. Ринкевичюс</u> Московский энергетический институт, г. Москва	100
Интенсивности сверхчувствительных переходов редкоземельных ионов в кристаллах со структурой граната <u>П.А. Рябочкина</u> Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск	107

Доклады

Рефракция Бесселева пучка в сферической неоднородности И.Л. Расковская, <u>Е.С. Ширинская</u> Московский энергетический институт (технический университет), г. Москва	117
Построение 3D-рефрактограмм для лазерной плоскости в сферическом слое <u>В. Т. Нгуен</u> , Б.С. Ринкевичюс Московский энергетический институт (технический университет), г. Москва	118
Кристаллы двойных молибдатов, активированных ионами Tm^{3+} , как активные среды для лазеров двухмикронной области спектра <u>Ф.А. Больщицков</u> ¹ , Ю.К. Воронько ² , Е.В. Жариков ^{2,3} , Д.А. Лис ² , А.В. Попов ² , П.А. Рябочкина ¹ , К.А. Субботин ² ¹ - Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск, ² - Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва, ³ - Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева, г. Москва	119
Термоактивированное разупорядочение в редкоземельных ванадатах со структурой циркона Ю.К. Воронько, А.А. Соболев, <u>В.Е. Шукшин</u> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва	120
Синтез кристаллов тартратов меди, кальция и марганца и возбуждение в них второй оптической гармоники <u>М.Л. Лабутина</u> , М.О. Марычев Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород	121
Импульсный лазер на кристалле $Ca_3Ga_2Ge_3O_{12}:Nd^{3+}$ с малым джиттером периода импульсогенерации при комбинированном токе диода накачки	122

- А.Ф. Шаталов, М.И. Беловолов
Научный центр волоконной оптики РАН, г. Москва
- Спектральные и генерационные характеристики кристаллов $RbPb_2Cl_5$, активированных ионами Dy^{3+} 123
А.Г. Охримчук¹, Л.Н. Бутвина¹, Е.М. Дианов¹ И.А. Шестакова^{1,3}, Н.В. Личкова², В.Н. Завгороднев²,
А.В. Шестаков³, А.М. Онищенко³
¹- Научный центр волоконной оптики РАН, г. Москва
²- Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН,
г. Черноголовка
³- ООО НПЦ «ЭЛС-94», г. Москва
- Зависимость температуры фазового перехода в кристаллах легированного титанил-фосфата калия от псевдосимметрии их атомных структур 124
В.А. Иванов, М.О. Марычев
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород
- Спектрально-люминесцентные и электрические свойства стекла и прозрачной стеклокерамики в системе $Pb_4Lu_2YbF_{17}$ 125
О.Б. Петрова¹, П.П. Федоров², 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
- Расчёт главных компонент тензора диэлектрической проницаемости кристалла КТР в программе WIEN2k 126
А.П. Гажулина, М.О. Марычев
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород
- Эффективность прямых преобразователей энергии при периодическом режиме работы 126
Б.Н. Денисов, А.П. Королев
Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск
- Повышение эффективности фотолюминесценции пористого кремния на длине волны 1.5 мкм путём совместного заполнения пор оксидами или фторидами эрбия и иттербия 127
С.А. Филиппов, Е.С. Демидов, М.О. Марычев, А.Н. Михайлов, Д.И. Тетельбаум
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород
- Исследование модуляции излучения и проводимости приэлектродной области в разрядных источниках света 128
В.А. Горюнов, А.М. Майоров, М.И. Майоров
Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск
- Оптимизация оптических свойств твердых растворов $Er_xY_{2-x}CaGe_4O_{12}$ 129
И.И. Леонидов, В.Г. Зубков, Л.Л. Сурат, Н.В. Таракина¹,
А.П. Тютюнник¹, О.В. Корякова², Е.Ф. Хмара²
¹Институт химии твердого тела УрО РАН, г. Екатеринбург
²Институт органического синтеза УрО РАН, г. Екатеринбург
- Спектральные и генерационные характеристики кристаллов $RbPb_2Cl_5$, активированных ионами Rr^{2+} 130
А.Г. Охримчук¹, Л.Н. Бутвина¹, Е.М. Дианов¹ И.А. Шестакова^{1,3}, Н.В. Личкова², В.Н. Завгороднев²,
А.В. Шестаков³, А.М. Онищенко³
¹- Научный центр волоконной оптики РАН, г. Москва
²- Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН,
г. Черноголовка
³- ООО НПЦ «ЭЛС-94», г. Москва
- Изменение симметрии монокристаллов алюмокалиевых квасцов, легированных ионами хрома 131
А.Е. Егорова, М.О. Марычев
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород
- Диэлектрические свойства монокристаллов и стекол в системе $Bi_2O_3-GeO_2-Cr_2O_3$ 132
Н.Г. Горашенко, И.В. Степанова, Э.Ю. Великанова, А.В. Проскурня
Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева, г. Москва
- Эффективность диодной накачки твердотельного импульсного лазера с пассивным модулятором в резонаторе 133
А.Ф. Шаталов, М.И. Беловолов
Научный центр волоконной оптики РАН, г. Москва
- Эффективная двухмикронная генерация в режиме модулированной добротности на кристаллах $Y_3AlO_5:Tm^{3+}$ 134
С.Н. Ушаков¹, М.Н. Хромов¹, А.В. Шестаков²
¹- Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва
²- ООО НПЦ ЭЛС-94, г. Москва,

Геометрия активной области и пространственная структура излучения полупроводниковых лазерных диодов на основе квантово-размерных гетероструктур InGaP/GaAs/InGaAs <u>В.П. Мишкин</u> Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск	135
Двойные вольфраматы и молибдаты со структурой шеелита – перспективные лазерные среды <u>Д.А. Лис¹, К.А. Субботин¹, Е.В. Жариков^{1,2}</u> ¹ - Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва ² - Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева, г. Москва	136
Исследование спектроскопических и фотоупругих свойств кристаллов стабилизированного диоксида циркония, активированных ионами Nd ³⁺ <u>Е.В. Аладышева¹, М.В. Герасимов¹, Е.Е. Ломонова², П.А. Рябочкина¹, С.Н. Ушаков²</u> ¹ - Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск ² - Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва	137
Кристаллизация стекол в системе Bi ₂ O ₃ -SiO ₂ <u>М.Е. Ворончихина, Н.Г. Горащенко</u> Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева, г. Москва	138

141

НАНОМАТЕРИАЛЫ И НАНОТЕХНОЛОГИИ В ОПТОЭЛЕКТРОНИКЕ

Лекции

Особопрочные и износостойкие материалы на основе наноструктурированных кристаллов частично стабилизированного диоксида циркония (ЧСЦ) <u>В.В. Осико</u> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва	142
---	-----

Доклады

Моделирование электромагнитных процессов в нитевидном датчике температуры <u>С.А. Ермаков, А.П. Ермаков</u> Воронежский государственный технический университет, г. Воронеж Воронежский экономико-правовой институт, г. Воронеж	142
Ферромагнитный резонанс и эффект Керра в полученных лазерным осаждением наноразмерных слоях разбавленных магнитных полупроводников на основе германия и кремния, легированных марганцем <u>С.Н. Гусев, Е.С. Демидов, В.В. Подольский, В.П. Лесников, С.А. Левчук</u> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород	143
Наноразмерные слои разбавленных ферромагнитных полупроводников на основе легированного марганцем и железом Si, полученного осаждением из лазерной плазмы <u>С.А. Левчук, В.В. Подольский, Е.С. Демидов, В.П. Лесников, С.Н. Гусев</u> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород	144
Распределение слоя кремния выращенного методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке сапфира диаметром 100 мм <u>С.А. Денисов, В.Г. Шенгуров, С.П. Светлов, В.Ю. Чалков</u> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород	145
Влияние деформации на сцинтилляционные свойства фторида бария <u>М.В. Астахов, А.О. Родин, В.В. Селезнев</u> Государственный технологический университет «Московский институт стали и сплавов», г. Москва	146
Электрические свойства многослойных наноструктур SiO/Al ₂ O ₃ <u>И.А. Чузров, С.Н. Кузнецов, А.А. Ершов, А.В. Ершов</u> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород	147
Особенности влияния температуры на ферромагнитный резонанс в структурах {Co ₄₅ Fe ₄₅ Zr ₁₀ } _x (Al ₂ O ₃) _{100-x} <u>С.А. Вызулин¹, А.В. Горобинский¹, Е.В. Лебедева², Н.Е. Сырьев²</u> ¹ Кубанский государственный университет, г. Краснодар ² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва	148
Изменение механических свойств пористых наноструктурных керамик на основе диатомита при тепловых воздействиях <u>А.А. Скворцов, С.Н. Гальчин, А.А. Копылов</u>	149

Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск	
Влияние дополнительных примесей на фазовый состав, структуру и свойства кристаллов ЧСЦ В.В. Алисин ¹ , М.А. Борик ² , М.А. Вишнякова ² , В.П. Войццкий ² , О.М. Жигалина ³ , <u>А.В. Кулебякин²</u> , Е.Е. Ломонова ² , В.Е. Шукин ²	<u>150</u>
¹ - Институт машиноведения им. А.А. Благонравова РАН, г. Москва ² - Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва ³ - Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН, г. Москва	
Резонансное туннелирование в нанокластерах Au на поверхности тонких пленок SiO ₂ /Si при исследовании методом комбинированной АСМ/СТМ <u>М.А. Лапшина</u> , Д.А. Антонов, Д.О. Филатов Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород	<u>152</u>
Исследование пространственного распределения электрического потенциала в активной области полупроводниковых лазеров InGaP/GaAs/InGaAs с квантовыми ямами методом электросилового микроскопии на поперечных сколах <u>Д.А. Воронцов</u> , Д.О. Филатов, С.М. Некоркин, А.А. Бирюков Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород	<u>153</u>
Механизм возникновения квантовых точек в ионно-имплантированных Si-Ge структурах Ю.Н. Пархоменко, Н.Н. Герасименко, <u>И.Н. Болотое</u> Государственный технологический университет «Московский институт стали и сплавов», г. Москва	<u>154</u>

155

ВОЛОКОННАЯ ОПТИКА

Лекции

Методы когерентного сложения излучений волоконных лазеров <u>А.С. Курков</u> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва	156
--	-----

Доклады

Импульсный волоконный лазер <u>Е.М. Шолохов¹</u> , А.С. Курков ² ¹ - МИФИ, г. Москва ² - Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва	159
Применения волоконных лазеров в установках подгонки резисторов <u>И.А. Попов¹</u> , А.В. Конюшин ¹ , Е.Л. Сурменко ¹ , Т.Н. Соколова ¹ , Е.М. Шолохов ² , А.С. Курков ² ¹ - ЦКП «ЛиОТП» СГТУ, г. Саратов ² - Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва	160
Оптическое усиление в алюмосиликатных световодах, легированных ионами висмута, титана и германия. <u>С.В. Фирстов¹</u> , И.А. Буфетов ¹ , В.Ф. Хопин ² , А.А. Умников ² , А.Н. Гурьянов ² , Е.М. Дианов ¹ ¹ - Научный центр волоконной оптики РАН, г. Москва ² - Институт химии высокочистых веществ, г. Н. Новгород	161
Синтез и исследование физических свойств лазерных стекол на фосфатной основе Б.И. Денкер ¹ , Б.И. Галаган ¹ , С.Е. Сверчков ¹ , <u>Е.Г. Килейникова²</u> , К.Н. Нищев ² , С.А. Смирнов ² ¹ - Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва ² - Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск	162
Компрессия импульсов в периодических по длине световодах <u>М.С. Адамова</u> Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск	163
Нелинейная динамика импульсов в неоднородных по длине световодах Д.И. Семенцов, <u>М.С. Адамова</u> Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск	164

РАДИОТЕХНИЧЕСКИЕ И ИНФОРМАЦИОННЫЕ СИСТЕМЫ

165

Лекции

Проект «Коммерциализация системы «ГЛОНАСС» - новый шаг в развитии отечественных инфокоммуникаций С.Ф. Боев, Д.Д. Ступин «ОАО РТИ Системы» г. Москва	166
---	-----

Доклады

Перспективы применения новых высокопрочных нано- и субмикрористаллических металлов и сплавов, полученных методом РКУ-прессования, для изготовления элементов электровакуумных СВЧ-приборов <u>А.В. Москвичева</u> , Ю.Г. Лопатин, В.И. Копылов, В.Н. Чувильдеев Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород	172
Изучение неустойчивости петли гистерезиса ферритов в гармоническом магнитном поле В.В. Вельмискин, М.В. Герасимов, Н.Н. Логинов, М.В. Логунов Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск	173
Многоканальная регистрация и обработка радиосигналов <u>А.М. Горин</u> , М.В. Логунов Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск	174
Применение LabView в практикуме по радиотехническим дисциплинам <u>А.В. Брагин</u> , А.М. Горин, М.В. Логунов, Н.В. Моисеев Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск	175
Комплексные программные решения для радиотехнических предприятий <u>Ю.А. Алексеев</u> , М.В. Логунов, Д.Д. Ступин, Ю.Н. Рудаков Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск	176
Балансный модулятор на основе резисторного оптрона без нелинейных искажений модулирующего сигнала Б.Н. Денисов, <u>В.В. Немудрякин</u> Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск	177
АПФ мультипликативной помехи сигнала <u>А.Э. Рассадин</u> ¹ , Е.В. Василенко ² , О.А. Семьянова ² , Ф.С. Никитин ² ¹ - НРО НТОРЭС им. А.С. Попова ² - Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород	178
Использование приборов на основе системы твердых растворов Al-Ga-In-N в оптоэлектронике и радиотехнике <u>А.В. Желаннов</u> ОАО «ОКБ Планета», г. В. Новгород	180
Анализ влияния технологических параметров и типа кремниевых фотоприемников на их фоточувствительность в УФ области спектра В.В. Гаврушко, А.С. Ионов, <u>В.А. Ласткин</u> ОАО «ОКБ Планета», г. В. Новгород	182
Магнитострикционно-пьезоэлектрические композиционные материалы для устройств микро-нанoeлектроники и радиотехники М.И. Бичурин, <u>Ю.Ж. Пукинский</u> ОАО «ОКБ Планета», г. В. Новгород	184
Влияние токовой обработки затвора на параметры ПТШ на основе арсенида галлия Б.И. Селезнёв, В.П. Романов, <u>М.В. Драгутъ</u> ОАО «ОКБ Планета», г. В. Новгород	186
Вопросы синтеза алгоритмов обнаружения маневра и оценивания параметров движения маневрирующих объектов <u>В.И. Зарецкий</u> , Д.Д. Ступин ОАО «Концерн «РТИ Системы», г. Москва	190

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ	193
-----------------------------	-----

**ЭЛЕКТРОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ
В НАНОСТРУКТУРАХ
И НАНОТЕХНОЛОГИИ**

ОПТИКА КВАНТОВЫХ ТОЧЕК

В. Д. Кревчик

Пензенский государственный университет

Введение

В последние годы оптике квантовых точек (КТ) уделяется пристальное внимание исследователей (см., например, [1]). Это связано с тем, что оптические методы являются самыми мощными и универсальными методами изучения полупроводниковых КТ, поскольку позволяют резонансно возбуждать и селективно исследовать те или иные состояния различных квазинульмерных структур. В ряде случаев только оптические методы применимы для исследования КТ. Такая ситуация имеет место для нанокристаллов, выращенных в диэлектрических матрицах, а также помещённых в жидкости или полимеры. Линейные и нелинейные оптические методы открывают возможность изучения широкого круга параметров, эффектов и процессов в КТ в стационарном и нестационарном режимах. С их помощью может быть получена информация об энергетической структуре элементарных возбуждений, например, энергетические спектры электронной и колебательной подсистем, о взаимодействии элементарных возбуждений между собой и с внешними полями, о перенормировке энергетических спектров и возникновении коллективных возбуждений, а также о динамике элементарных возбуждений и релаксационных процессах. Кроме того, оптические методы позволяют осуществлять характеризацию и контроль качества КТ, т. е. определять их химический состав и размеры, а также качество границ раздела и наличие дефектов. Поскольку межзонные и внутризонные переходы электронной подсистемы КТ достаточно широко освещены в научной и учебной методической литературе (обзор дан в [1]), основное внимание в данной лекции будет уделено оптическим свойствам КТ с примесными комплексами. Это связано с тем, что, во-первых, данный вопрос не нашёл последовательного освещения в учебной литературе, а во-вторых, примесные комплексы могут кардинально влиять на оптические свойства КТ, приводя ко многим интересным с фундаментальной и прикладной точек зрения эффектам.

Оптические свойства примесных комплексов A^+e в структурах с квантовыми точками.

В настоящее время резко возрос интерес к оптическим свойствам наноструктур, содержащих A^+ -центры [2,3]. Этот интерес обусловлен более широкими возможностями изменения энергии связи A^+ -центров по сравнению, например, с $D^{(-)}$ -центрами. Так, если энергия связи $D^{(-)}$ -состояния зависит в основном от положения примесного центра и характерных размеров наноструктуры, то в случае A^+ -центров имеется ряд дополнительных факторов, влияющих на энергию связи, - это уменьшение

эффективной массы дырок на дне первой подзоны вследствие расщепления подзон лёгких и тяжёлых дырок из-за эффектов размерного квантования. В случае напряжённых структур на спектр мелких акцепторов влияет «встроенная» деформация, приводящая к дополнительному расщеплению подзон и уменьшению эффективной массы дырок [4]. С помощью техники двойного селективного легирования возможно получение двумерных структур, содержащих значительные концентрации стационарных A^+ -центров [3]. При этом сохраняется вероятность присутствия некоторого количества A^0 -центров [2], с которыми могут эффективно взаимодействовать неравновесные электроны и дырки с образованием комплексов A^+e . В результате появляется ещё одна возможность для модуляции энергии связи A^+ -состояния за счёт варьирования параметров адиабатического электронного потенциала, который, как было показано Ал. Л. Эфросом и его сотрудниками [5], определяет энергетический спектр дырок в полупроводниковых наноструктурах с эффективными массами электронов m_e^* и дырок m_h^* , удовлетворяющих условию $m_e^* \ll m_h^*$. Следует отметить, что в КТ из-за размерного ограничения по всем трём пространственным направлениям условия образования примесных комплексов более благоприятны в сравнении со случаем двумерных структур, где для этого требуются достаточно высокие концентрации A^+ -центров [1].

Предполагается, что в процессе фотовозбуждения дырка объединяется с нейтральным акцептором A^0 с образованием A^+ -центра в КТ, потенциал конфинмента которой моделируется сферически-симметричной потенциальной ямой с бесконечно высокими стенками. Состояние дырки, локализованной на акцепторе в КТ, описывается в модели потенциала нулевого радиуса. Как известно [5], в полупроводниковых материалах с $m_e^* \ll m_h^*$ энергетический спектр дырок определяется усреднённым по движению электрона потенциалом кулоновского взаимодействия, а не их размерным квантованием в потенциальной яме КТ. Это даёт возможность рассматривать взаимодействие электрона, локализованного в основном состоянии КТ, с дыркой, локализованной на A^0 -центре, в рамках адиабатического приближения. В рамках используемой модели для КТ адиабатическое приближение приводит к задаче об изотропном трёхмерном гармоническом осцилляторе, так что на дырку в s -состоянии будет действовать сферически-симметричный потенциал вида

$$V_{n,0,0}(r) = \frac{e^2 \beta_n}{\varepsilon \cdot R_0} + \frac{m_h^* \omega_n^2 r^2}{2}, \quad (1)$$

где $\beta_n = \gamma_0 - \text{Ci}(2\pi n) + \ln(2\pi n)$; $\gamma_0 = 1,781$ - постоянная Эйлера;

$\text{Ci}(x)$ - интегральный косинус; $\hbar\omega_n = \left[(2\hbar^2 \pi^2 n^2 e^2) / (3m_h^* R_0^3 \varepsilon) \right]^{1/2}$;

R_0 – радиус КТ; ε – диэлектрическая проницаемость КТ; n – радиальное квантовое число электрона.

Задача определения волновой функции и энергии связи дырки $E_n^{(A^++e)}$ в комплексе A^++e состоит в построении одночастичной функции Грина к уравнению Шрёдингера с гамильтонианом, содержащим потенциал (1) и потенциал нулевого радиуса, с последующим использованием формулы Меллера для производящей функции полиномов Эрмита. В результате дисперсионное уравнение, определяющее энергию связи дырки в комплексе A^++e (в боровских единицах), будет иметь вид

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

где $|E_n^{*(A^++e)}| = |E_n^{(A^++e)}| / E_h$; E_h – эффективная боровская энергия дырки; $\gamma_n = \sqrt{6R_0^* R_a^*} / (2\pi n)$; $R_a^* = R_a / a_h$ – координата A^+ -центра в единицах эффективного боровского радиуса a_h дырки; $R_0^* = R_0 / a_h$; $\eta_i = \sqrt{|E_i| / E_h}$; E_i – энергия связи A^+ -состояния в объёмном полупроводнике.

На рис. 1 можно проследить влияние квантового состояния электрона на энергию связи дырки, локализованной на A^0 -центре.

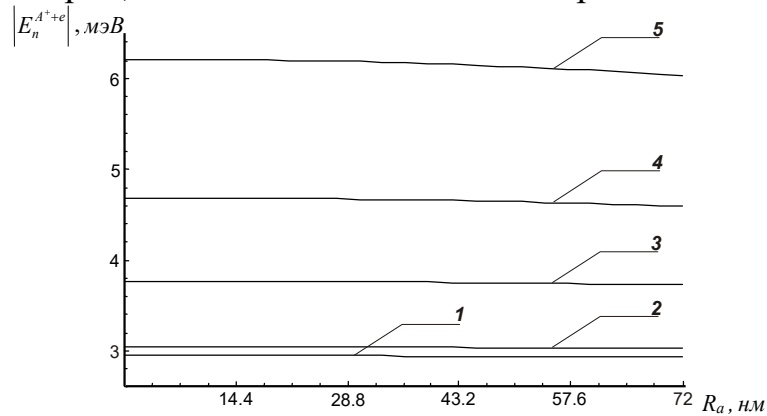


Рис.1 Зависимость энергии связи дырки в комплексе A^++e в случае КТ $InSb$ ($R_0 = 72$ нм, $|E_i| = 5$ эВ) от координаты A^+ -центра при различных значениях радиального квантового числа электрона n : 1 – $n = 1$; 2 – $n = 2$; 3 – $n = 3$; 4 – $n = 4$; 5 – $n = 10$.

Из рис. 1 видно, что энергия связи дырки $|E_n^{(A^++e)}|$ возрастает с увеличением радиального квантового числа n электрона, что связано с уменьшением энергии кулоновского взаимодействия между электроном и дыркой в комплексе A^++e . Выявленные особенности энергии связи дырки в комплексе A^++e должны проявиться в спектрах фотоионизации A^+ -центра. Рассмотрение процесса фотоионизации A^+ -центра, связанного с

оптическим переходом дырки в состояния дискретного спектра электронного адиабатического потенциала, в дипольном приближении приводит к следующему выражению для коэффициента примесного поглощения $K_{(A^+ + e), R_a^* = 0}^{(s)}(\omega)$:

$$\begin{aligned}
K_{A^+ + e, R_a^* = 0}^{(s)}(\omega) = & N_0 \alpha^* \lambda_0^2 a_h^2 \left(\frac{2}{3}\right)^{5/6} \frac{4\pi^{2/3}}{3} \sum_{n_r=1}^{N_r} \frac{P(\delta_{n_r}) \bar{R}_0^{*1/2} \Gamma\left(n_r + \frac{5}{2}\right)}{X n_r! \Gamma^2\left(\frac{5}{2}\right)} \left(\pi \sqrt{\frac{8}{3R_0^{*3} \delta_{n_r}^3}} \left(2n_r + \frac{5}{2}\right) - \frac{\beta_1^s}{R_0^*} + \eta_1^2 \right)^2 \times \\
& \times \left(\frac{\Gamma\left(\frac{5}{2}\right) \Gamma(2) \Gamma\left(\frac{3}{4} + \frac{\varepsilon_{\lambda 1}^{s;n_r}}{2} + n_r\right)}{\Gamma\left(\frac{3}{4} + \frac{\varepsilon_{\lambda 1}^{s;n_r}}{2}\right) \Gamma\left(\frac{11}{4} + \frac{\varepsilon_{\lambda 1}^{s;n_r}}{2} + n_r\right)} \right)^2 \frac{\Gamma\left(\frac{3}{4} + \frac{\varepsilon_{\lambda 1}^{s;n_r}}{2}\right) \Gamma\left(\frac{1}{4} + \frac{\varepsilon_{\lambda 1}^{s;n_r}}{2}\right)}{\left(\psi\left(\frac{3}{4} + \frac{\varepsilon_{\lambda 1}^{s;n_r}}{2}\right) - \psi\left(\frac{3}{4} + \frac{\varepsilon_{\lambda 1}^{s;n_r}}{2}\right) \right)} {}_2F_1\left(2n_r + \frac{5}{2}, 2; \frac{11}{4} + \frac{\varepsilon_{\lambda 1}^{s;n_r}}{2} + n_r; 0\right)^2 \times \\
& \times \frac{(4n_r + 5)^{2/3}}{\left(X - \eta_1^2 + \frac{2\beta_1^s}{R_0^*}\right)^{5/3}}, \tag{3}
\end{aligned}$$

$$\text{где } \varepsilon_{\lambda 1}^{s;n_r} = \sqrt{3R_0^{*3} \delta_{n_r}^3 / 8\pi^2} (\eta_1^2 - 2\beta_1^s / R_0^*);$$

$$\beta_n^s \equiv \beta_n;$$

$$\delta_{n_r} = \left(\pi \sqrt{8/3R_0^{*3}} (2n_r + 5/2) / (X + \eta_1^2 + 2\beta_1^s / R_0^*) \right)^{2/3};$$

$N_r = [C]$ — целая часть числа C , определяемого выражением

$$C = 9\sqrt{R_0} (R_0 X + 2\beta_1^s - \eta_1^2 R_0) / 16\pi - 5/4.$$

На рис.2 представлены спектральные зависимости коэффициента примесного поглощения, рассчитанные по формуле (2) для различных значений среднего радиуса КТ \bar{R}_0 . Из рис.2 видно, что с ростом \bar{R}_0 величина коэффициента поглощения уменьшается (сравн. рис.2а и 2б), а край полосы примесного поглощения сдвигается в коротковолновую область спектра.

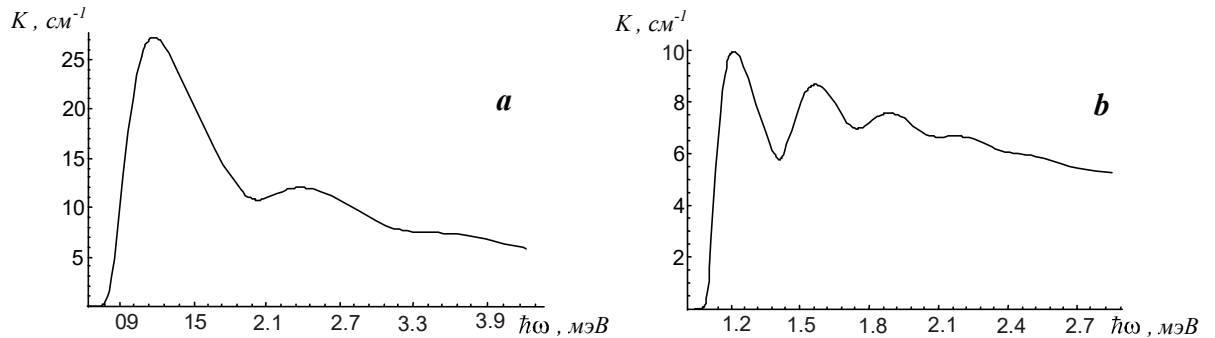


Рис.2 Спектральная зависимость коэффициента примесного поглощения

света в КТ *InSb*, синтезированных в прозрачной диэлектрической матрице в случае перехода дырки в состояния дискретного спектра адиабатического потенциала электрона при $|E_i| = 2.5 \text{ i } \text{Å}$: $\mathbf{a} - \bar{R}_0 = 72 \text{ i } \text{Å}$ и $\mathbf{b} - \bar{R}_0 = 108 \text{ i } \text{Å}$.

Это связано с уменьшением энергии кулоновского взаимодействия электрона и дырки, а также со сдвигом уровней энергии параболической потенциальной ямы к потолку валентной зоны с ростом \bar{R}_0 . Таким образом, особенность энергетического спектра локализованной на A^0 -центре дырки в потенциальной яме, обусловленной распределением плотности заряда электрона в КТ приводит к нетривиальной зависимости коэффициента примесного поглощения от величины среднего радиуса КТ.

1. С. В. Гапоненко, Н. Н. Розанов, Е. Л. Ивченко и др. Оптика наноструктур. Под редакцией А. В. Фёдорова. – СПб: «Недра», 2005 г. – 326 стр.
2. Петров П.В., Иванов Ю.Л., Жуков А.Е. Молекулярное состояние A^+ -центра в квантовых ямах *GaAs/AlGaAs*. // ФТП. - 2007. – т.41. - № 7. – С.850 – 853.
3. Алешкин В.Я., Андреев Б.А., Гавриленко В.И., Ерофеева В.И., Козлов Д.В., Кузнецов О.А. Мелкие акцепторы в напряженных гетероструктурах *Ge/Ge_{1-x}Si_x* с квантовыми ямами. // ФТП. - 2000. – т.34. - № 5. – С.582 – 587.
4. Екимов А.И., Онущенко А.А., Эфрос Ал. Л. Квантование энергетического спектра дырок в адиабатическом потенциале электрона. // Письма в ЖЭТФ - 2000. – т.43. - № 6. – С.292 – 294.
5. Лифшиц И.М., Слезов В.В. О кинетике диффузионного распада пересыщенных твердых растворов. // ЖЭТФ. - 1958. – т.35. - № 2 (8). – С.479 – 492.

МЕТОД КОНТРОЛИРУЕМОГО РОСТА КВАНТОВЫХ ТОЧЕК В СИСТЕМЕ СТМ/ АСМ

М.Б. Семенов

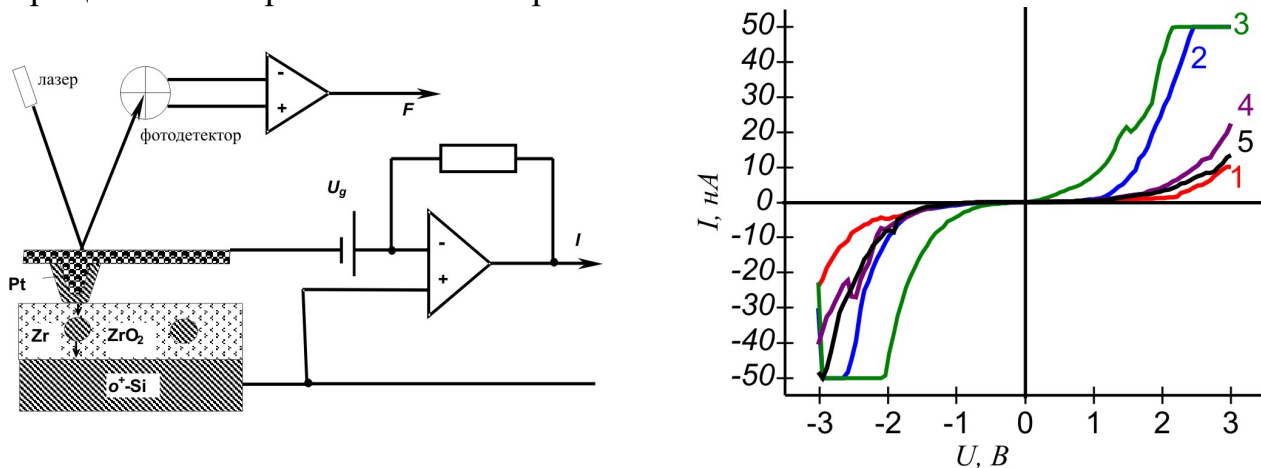
Пензенский государственный университет, г. Пенза

Одной из важных проблем современной наноэлектроники является выращивание как полупроводниковых, так и металлических квантовых точек заданных размеров в нанодиапазоне. Это может позволить обеспечить управляемость параметров устройств наноэлектроники, а также получить оптимальные наноструктуры (например, из коллоидного золота) для целей наномедицины. Существующие на сегодняшний день методы выращивания квантовых точек заданных размеров оказываются или

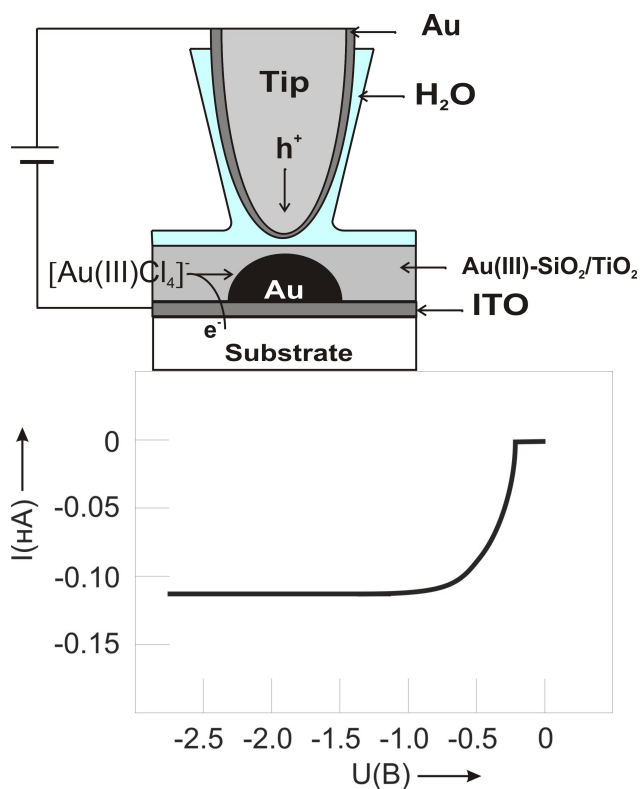
ненадежными, или слишком дорогими. В настоящей работе предлагается новый метод контролируемого роста металлических квантовых точек в системе совмещенного СТМ/ АСМ, основанный на характерных управляемых особенностях вероятности туннелирования в таких системах, при условии, что при некотором значении приложенного внешнего электрического поля потенциал модельной системы может стать симметричным.

Туннелирование частиц представляет собой фундаментальное микроскопическое явление, с которым мы встречаемся в различных областях физики и химии [1-10]. 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. В работе Ю.Н. Овчинникова [6] было показано, что проводимость гранулированных металлических пленок связана с процессами туннелирования между соседними гранулами, а также, что взаимодействие с термостатом, обеспечивающее реальный переход в состояния, локализованные в «соседнем» кластере, достаточно мало. Таким образом, характеристики туннельного тока в изучаемых системах можно рассматривать в пределе сравнительно «слабой» диссипации, но достаточной для обеспечения «распадения» двухъямного осцилляторного потенциала, используемого в предлагаемой модели. Кроме того, существенный вклад в туннельный ток может дать вероятность туннелирования, оцененная с точностью до предэкспоненциального фактора. На рис. 1 представлена экспериментальная схема исследований и отдельные вольт-амперные характеристики, полученные экспериментальной группой (О.Н. Горшков и др.) в НИФТИ при ННГУ им. Н.И. Лобачевского [11]. Одной из характерных особенностей ВАХ (см., например, кривую (3) на рис. 1) является наличие единичного пика на растущей части кривой, с последующим выходом на «плато» при положительном приложенном напряжении, и отсутствие упомянутого пика при отрицательном приложенном напряжении. Похожая зависимость была продемонстрирована в недавней экспериментальной работе [7], где исследовались ВАХ между иглой кантилевера из золота и квантовой точкой из того же металла. При этом каналы туннельного тока реализовывались через присоединенные молекулы ДНК. Теоретическая возможность использовать науку о диссипативном туннелировании для систем с АСМ/ СТМ была продемонстрирована в [8]. В работе [9] предлагалась экспериментальная схема выращивания квантовых точек из

коллоидного золота и одновременно исследовалась туннельная ВАХ при отрицательном приложенном напряжении.



(a)



(б)

Рис. 1. (а) Схема экспериментальной установки с использованием совмещенного АСМ/ СТМ и отдельные полученные туннельные ВАХ (Горшков О.Н. и др., ННГУ им. Лобачевского).

(б) Схема экспериментальной установки по выращиванию квантовых точек из коллоидного золота [9] и туннельная ВАХ в системе АСМ/ СТМ.

Хорошо известна применимость наноразмерных точек из коллоидного золота для целей наномедицины. Коллоидное золото успешно применяется при терапии ревматоидного артрита. Имплантация золотых nano-частиц в сустав бедра приводит к эффекту обезболивания. Комбинация микроволнового облучения с использованием nano-частиц

коллоидного золота разрушает волокна и бляшки, которые ассоциируют с болезнью Альцгеймера. Нано – частицы коллоидного золота используются как носители лекарственных препаратов, а также при диагностике и терапии онкологических заболеваний. При этом оптический отклик (поверхностно усиленная рамановская спектроскопия) оказывается в 200 раз более ярким, чем для полупроводниковых квантовых точек.

Таким образом задача получения наноразмерных точек из коллоидного золота заданных размеров является весьма актуальной как в нанoeлектронике, так и наномедицине.

Нами в рамках науки о диссипативном туннелировании предлагается теоретическая модель, позволяющая решить проблему контролируемого роста металлических квантовых точек во внешнем электрическом поле.

Учет влияния электрического поля на асимметричный двухъямный осцилляторный потенциал:

$$\tilde{U}(q) = \frac{\omega_0^2}{2}(q-b)^2\theta(q) + \left[\frac{\omega_0^2}{2}(q+a)^2 - \Delta I \right] \theta(-q) - |e|Eq, \quad (1)$$

где параметр $\Delta I = \frac{\omega_0^2}{2}(a^2 - b^2)$ определяет исходную асимметрию потенциала в отсутствии поля, как известно, приводит к изменению величины асимметрии, пропорциональной величине поля.

$$\Delta\tilde{U} = \tilde{U}_2(a^*) - \tilde{U}_1(b^*) + \frac{\omega_0^2}{2}(a^2 - b^2) = |e|E(a+b) \sim E, \quad (2)$$

где $\tilde{U}_1(b^*) = -b|e|E - \frac{|e|^2 E^2}{2\omega_0^2}$, $\tilde{U}_2(a^*) = a|e|E - \frac{|e|^2 E^2}{2\omega_0^2} - \frac{\omega_0^2}{2}(a^2 - b^2)$.

При некотором значении внешнего поля первоначально асимметричный потенциал с более глубокой левой ямой может стать симметричным $a_c^* = b_c^*$:

$$\tilde{U}_1(b^*) = \tilde{U}_2(a^*); \quad -b|e|E - \frac{|e|^2 E^2}{2\omega_0^2} = a|e|E - \frac{|e|^2 E^2}{2\omega_0^2} - \frac{\omega_0^2}{2}(a^2 - b^2),$$

отсюда:

$$E|e|(a+b) = \frac{\omega_0^2}{2}(a-b)(a+b) \quad \text{и} \quad E_c = (a-b) \frac{\omega_0^2}{2|e|} \quad (3)$$

В ряде экспериментальных приложений важно учитывать, что кроме изменения асимметрии, связанного с изменением величины внешнего поля, может происходить дополнительное изменение асимметрии за счет изменения геометрических размеров конечного потенциала (например, рост радиуса металлической квантовой точки из коллоидного золота, [9], во внешнем электрическом поле под кантилевером АСМ/СТМ). Для учета такой дополнительной управляемой асимметрии, можно ввести параметр Δb , $b \rightarrow b + \Delta b$. Тогда одновременное изменение двух вкладов в общую асимметрию (за счет роста внешнего поля и за счет роста радиуса конечной КТ) можно согласовать в режиме, когда исходно асимметричный потенциал оказался симметричным:

$$\Delta\tilde{U}(\Delta b) = |e|E(a+b+\Delta b) + \frac{\omega_0^2}{2}(b^2 + 2b\Delta b + \Delta b^2 - a^2) = 0$$

Тогда величина Δb может быть определена как

$$\Delta b = -\left(b + \frac{|e|E}{\omega_0^2}\right) + \sqrt{\frac{e^2 E^2}{\omega_0^4} + a^2 - \frac{2|e|Ea}{\omega_0^2}}. \quad (4)$$

При этом возникает естественное ограничение на изменение параметров:

$$E < \frac{\omega_0^2(a-b)}{2|e|}$$

Приведенная простая оценка может позволить получить модель управляемого роста металлических КТ во внешнем электрическом поле.

Для того чтобы воспользоваться стандартной моделью для определения вероятности диссипативного туннелирования будем использовать следующие обозначения для перенормированного двухъямного осцилляторного потенциала во внешнем электрическом поле:

$$q_1 = b^* = b + \frac{|e|E}{\omega_0^2}, \quad q_0 = a^* = a - \frac{|e|E}{\omega_0^2}. \quad \text{Тогда модельный туннельный}$$

гамильтониан (с перенормированным 1D-потенциалом) можно представить в стандартном виде

$$\hat{H} = \frac{p_1^2}{2} + v_1(y_1) + y_1 \sum_{\alpha=2}^N C_\alpha y_\alpha + \frac{1}{2} \sum_{\alpha=2}^N (p_\alpha^2 + \omega_\alpha^2 y_\alpha^2). \quad (5)$$

Как и ранее [1-5] предполагается, что в квазиклассическое действие $S\{q\}$ основной вклад вносит траектория $q_B(\tau)$ (инстантон), подчиняющаяся уравнению Эйлера – Лагранжа. В пределе «слабой» диссипации (без учета взаимодействия с локальными модами среды термостата) получим

$$S_B = \frac{\omega_0(q_1^2 - q_0^2)}{2} \text{Arcsh} \left[\frac{q_1 - q_0}{q_1 + q_0} \text{sh} \frac{\omega_0 \beta}{2} \right] - \frac{\omega_0^2(q_1^2 - q_0^2)}{4} \beta + \left. \begin{aligned} & + \frac{\omega_0(q_1 + q_0)^2}{2} \left\{ \frac{\text{ch} \frac{\omega_0 \beta}{2} - \left[1 + \left(\frac{q_1 - q_0}{q_1 + q_0} \right)^2 \text{sh}^2 \frac{\omega_0 \beta}{2} \right]^{1/2}}{\text{sh} \frac{\omega_0 \beta}{2}} \right\}. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Выражение для квазиклассического действия с учетом локальной моды среды – термостата в приведенных обезразмеренных переменных принимает вид:

$$\begin{aligned} \frac{S}{a^2 \omega} = & \frac{1}{2} (b^* + 1)(3 - b^*) \tau_0^{*'} - \frac{(b^* + 1)^2 (\tau_0^{*'})^2}{2\beta^*} - \frac{(b^* + 1)^2}{2\tilde{\gamma}'} \left\{ \frac{(1 - \tilde{x}'_2)}{\sqrt{\tilde{x}'_1}} \left[\text{cth} \beta^* \sqrt{\tilde{x}'_1} - \right. \right. \\ & - \frac{1}{\text{sh} \beta^* \sqrt{\tilde{x}'_1}} \left. \left\{ \text{ch} \left((\beta^* - \tau_0^{*'}) \sqrt{\tilde{x}'_1} \right) - \text{ch} \left(\beta^* \sqrt{\tilde{x}'_1} \right) \right\} + \text{ch} \left((\beta^* - \tau_0^{*'}) \sqrt{\tilde{x}'_1} \right) \right] - \\ & \left. - \frac{(1 - \tilde{x}'_1)}{\sqrt{\tilde{x}'_2}} \left[\text{cth} \beta^* \sqrt{\tilde{x}'_2} - \frac{1}{\text{sh} \beta^* \sqrt{\tilde{x}'_2}} \left\{ \text{ch} \left((\beta^* - \tau_0^{*'}) \sqrt{\tilde{x}'_2} \right) - \text{ch} \left(\beta^* \sqrt{\tilde{x}'_2} \right) \right\} + \text{ch} \left((\beta^* - \tau_0^{*'}) \sqrt{\tilde{x}'_2} \right) \right] \right\} \end{aligned}$$

, (7)

где

$\tau_0^{*'} = 2\omega\tau^* = \text{arcsh} \left[\frac{1 - b^*}{1 + b^*} \text{sh} \beta^* \right] + \beta^*$, $\beta^* = \frac{\beta\omega}{2}$; $b^* = \frac{q_1}{q_0}$ - перенормированный параметр асимметрии. Кроме того, влияние локальной моды среды-термостата учитывается через следующие параметры:

$$\tilde{\gamma}' = \frac{\tilde{\gamma}}{\omega^2} = \sqrt{\left[\frac{\omega_L^2}{\omega^2} + 1 + \frac{C^2}{\omega_L^2 \omega^2} \right]^2 - 4 \frac{\omega_L^2}{\omega^2}} = \sqrt{[\omega_L^* + 1 + C^*]^2 - 4 \frac{\omega_L^2}{\omega^2}}, \quad \tilde{x}'_{1,2} = \frac{\tilde{x}_{1,2}}{\omega_0^2} = \frac{\gamma_{1,2}}{\omega_0^2},$$

где

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= \frac{\left(\omega_L^2 + \omega_0^2 + \frac{C^2}{\omega_L^2} \right) - \sqrt{\left(\omega_L^2 + \omega_0^2 + \frac{C^2}{\omega_L^2} \right)^2 - 4\omega_0^2 \omega_L^2}}{2} > 0, \\ \gamma_2 &= \frac{\left(\omega_L^2 + \omega_0^2 + \frac{C^2}{\omega_L^2} \right) + \sqrt{\left(\omega_L^2 + \omega_0^2 + \frac{C^2}{\omega_L^2} \right)^2 - 4\omega_0^2 \omega_L^2}}{2} > 0. \end{aligned}$$

Расчет предэкспоненциального фактора по стандартной процедуре [2-3] дает в пределе «слабой» диссипации:

$$B = \frac{\omega_0^{3/2} (q_0 + q_1) \left[\text{ch} \frac{\omega_0 \beta}{2} - \left(1 + \left(\frac{q_0 - q_1}{q_0 + q_1} \right)^2 \text{sh}^2 \frac{\omega_0 \beta}{2} \right)^{1/2} \right]}{2 \left[\pi \text{sh} \frac{\omega_0 \beta}{2} \left(1 + \left(\frac{q_0 - q_1}{q_0 + q_1} \right)^2 \text{sh}^2 \frac{\omega_0 \beta}{2} \right)^{1/2} \right]^{1/2}}, \quad (8)$$

а с учетом взаимодействия с локальной модой среды-термостата получим:

$$\tilde{B}^* = \frac{2\omega_0^2 (a+b)^2}{(2\pi\beta)^{1/2}} \left\{ \frac{\frac{A}{2\gamma_1} \left[\sqrt{\gamma_1} \beta \text{cth} \left(\frac{\sqrt{\gamma_1} \beta}{2} \right) - 1 \right] + \frac{D}{2\gamma_2} \left[\sqrt{\gamma_2} \beta \text{cth} \left(\frac{\sqrt{\gamma_2} \beta}{2} \right) - 1 \right]}{\left[\frac{A}{2} \left[\frac{\beta}{2\sqrt{\gamma_1}} \frac{\text{ch} \left(\sqrt{\gamma_1} \left(\frac{\beta}{2} - 2\tau_0 \right) \right)}{\text{sh} \frac{\sqrt{\gamma_1} \beta}{2}} - \frac{1}{\gamma_1} \right] + \frac{D}{2} \left[\frac{\beta}{2\sqrt{\gamma_2}} \frac{\text{ch} \left(\sqrt{\gamma_2} \left(\frac{\beta}{2} - 2\tau_0 \right) \right)}{\text{sh} \frac{\sqrt{\gamma_2} \beta}{2}} - \frac{1}{\gamma_2} \right] \right]^{1/2}} \right\} +$$

$$\left. \begin{aligned}
& \frac{A}{2} \left[\frac{1}{\gamma_1} - \frac{\beta}{2\sqrt{\gamma_1}} \frac{\operatorname{ch} \left[\sqrt{\gamma_1} \left(\frac{\beta}{2} - 2\tau_0 \right) \right]}{\operatorname{sh} \frac{\sqrt{\gamma_1} \beta}{2}} \right] + \frac{D}{2} \left[\frac{1}{\gamma_2} - \frac{\beta}{2\sqrt{\gamma_2}} \frac{\operatorname{ch} \left[\sqrt{\gamma_2} \left(\frac{\beta}{2} - 2\tau_0 \right) \right]}{\operatorname{sh} \frac{\sqrt{\gamma_2} \beta}{2}} \right] \\
& \left. \left. \left. \left. \left. \frac{A}{2} \left[\frac{\beta}{2\sqrt{\gamma_1}} \frac{\operatorname{ch} \left(\sqrt{\gamma_1} \left(\frac{\beta}{2} - 2\tau_0 \right) \right)}{\operatorname{sh} \frac{\sqrt{\gamma_1} \beta}{2}} - \frac{1}{\gamma_1} \right] + \frac{D}{2} \left[\frac{\beta}{2\sqrt{\gamma_2}} \frac{\operatorname{ch} \left(\sqrt{\gamma_2} \left(\frac{\beta}{2} - 2\tau_0 \right) \right)}{\operatorname{sh} \frac{\sqrt{\gamma_2} \beta}{2}} - \frac{1}{\gamma_2} \right] \right\} \right\} \right\} \right\} \right\} \quad (9)
\end{aligned} \right.$$

Для последующих численных оценок используем введение безразмерных параметров $\omega_L^* = \left(\frac{\omega_L}{\omega_0} \right)^2$, $C^* = \left(\frac{C}{\omega_L \omega_0} \right)^2$,

$$\begin{aligned}
\gamma_{1,2} &= \omega_0^2 \left[\frac{\left(\frac{\omega_L^2}{\omega_0^2} + 1 + \frac{C^2}{\omega_L^2 \omega_0^2} \right) \mp \sqrt{\left(\frac{\omega_L^2}{\omega_0^2} + 1 + \frac{C^2}{\omega_L^2 \omega_0^2} \right)^2 - \frac{4\omega_L^2}{\omega_0^2}}}{2} \right] = \\
&= \omega_0^2 \left[\frac{(\omega_L^* + 1 + C^*) \mp \sqrt{(\omega_L^* + 1 + C^*) - 4\omega_L^*}}{2} \right]; \\
\sqrt{\gamma_{1,2}} &= \omega_0 \sqrt{\frac{\left(\frac{\omega_L^2}{\omega_0^2} + \frac{C^2}{\omega_L^2 \omega_0^2} + 1 \right) \mp \sqrt{\left(\frac{\omega_L^2}{\omega_0^2} + \frac{C^2}{\omega_L^2 \omega_0^2} + 1 \right)^2 - \frac{4\omega_L^2}{\omega_0^2}}}{2}} = \\
&= \omega_0 \sqrt{\frac{(\omega_L^* + 1 + C^*) \mp \sqrt{(\omega_L^* + 1 + C^*) - 4\omega_L^*}}{2}}
\end{aligned}$$

При этом:

$$\begin{aligned}
A &= -\frac{(\omega_L^2 - \gamma_1)}{\gamma_1 - \gamma_2} = \frac{\omega_L^* - \frac{1}{2} \left[(\omega_L^* + 1 + C^*) - \sqrt{(\omega_L^* + 1 + C^*) - 4\omega_L^*} \right]}{2\sqrt{(\omega_L^* + 1 + C^*) - 4\omega_L^*}}, \\
D &= \frac{(\omega_L^2 - \gamma_2)}{\gamma_1 - \gamma_2} = \frac{\omega_L^* - \frac{1}{2} \left[(\omega_L^* + 1 + C^*) + \sqrt{(\omega_L^* + 1 + C^*) - 4\omega_L^*} \right]}{2\sqrt{(\omega_L^* + 1 + C^*) - 4\omega_L^*}}.
\end{aligned}$$

Как и ранее:

$$\tau^* = \frac{\tau_1 + \tau_2}{2} = \frac{1}{2\omega} \tau_0 = \frac{1}{2\omega} \left[\operatorname{arcsh} \left[\frac{1-b^*}{1+b^*} \operatorname{sh} \frac{\beta\omega}{2} \right] + \frac{\beta}{4} \right].$$

Условия применимости рассматриваемой модели обусловлены приближением разреженного газа пар «инстантон – антиинстантон» и обсуждались в [1-5]. В рассматриваемой модели может происходить подавление кулоновских эффектов, если стартовая энергия частицы в КТ

существенно превышает энергию кулоновского отталкивания: $U_0 \gg \frac{e^2}{q_0 + q_1}$.

Дополняя это условие ограничением по величине напряженности электрического поля $E \ll \frac{U_0}{|e|(q_0 + q_1)}$, можем получить следующее значение

напряженности: $E \ll 3 \cdot 10^6$ В/м (например, для КТ из InSb).

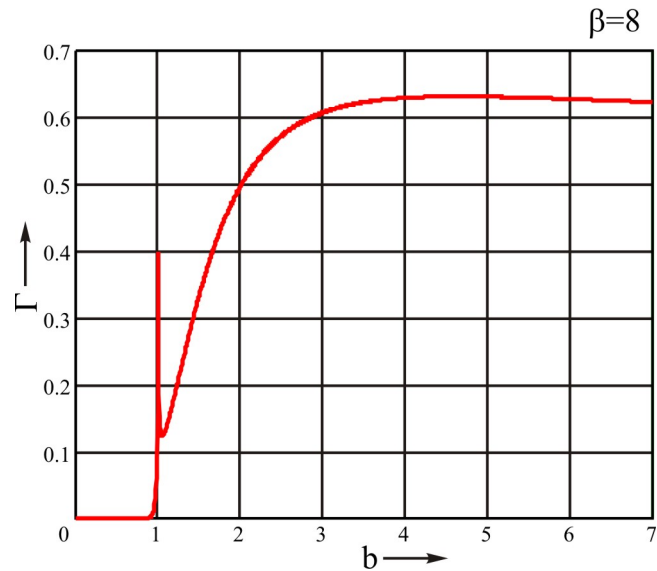


Рис. 2. Зависимость вероятности туннелирования от параметра асимметрии потенциала (пропорционального величине приложенного электрического поля) в пределе «слабой» диссипации.

На рис. 2 представлены результаты численного расчета вероятности туннелирования $\Gamma = V \exp(-S)$ в пределе слабой диссипации с учетом предэкспоненциального фактора (8), при этом величина действия определяется выражением (6). Как видно из рис. 2 и проведенного анализа при значении приведенного параметра асимметрии, равного 1 (или соответствующей величине приложенного электрического поля) на кривой вероятности проявляется термоуправляемый пик, величина которого растет с уменьшением температуры. Как отмечалось выше, если в исходном потенциале (без приложенного электрического поля) левая яма оказывается более глубокой (так, в проведенном эксперименте использовалась игла кантилевера с радиусом около 40 нм, а ближайшая к игле циркониевая квантовая точка имела радиус от 2 до 4 нм), то при некотором значении поля потенциал становится симметричным. Именно в этот момент и наблюдается упомянутый пик (качественное сравнение с экспериментом представлено на рис. 3).

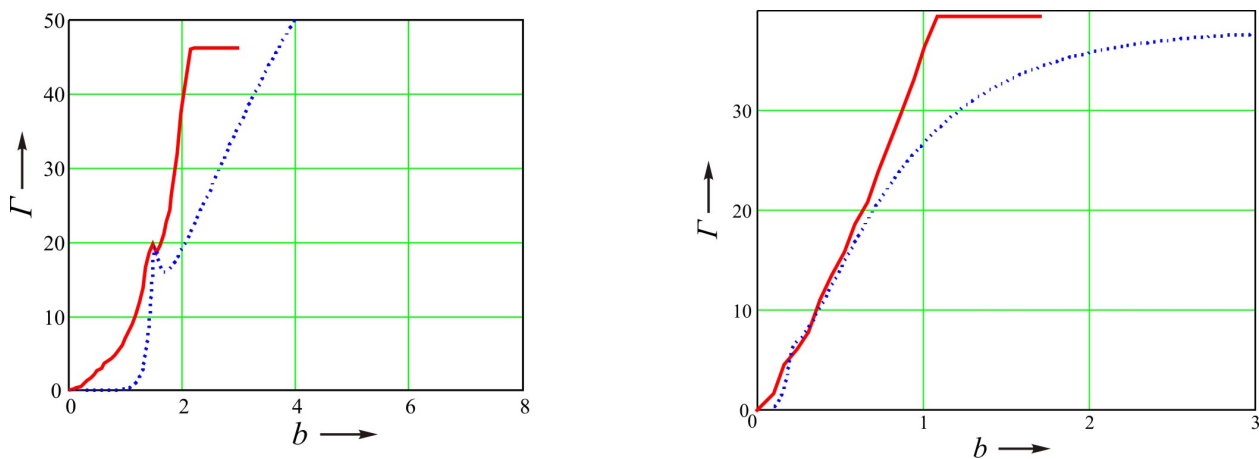


Рис. 3. Сравнение экспериментальных ВАХ (кривые 3 и 2 на рис. 1) с теоретическими (пунктирными) кривыми для вероятности туннелирования в пределе «слабой» диссипации.

При отрицательном приложенном напряжении характер асимметрии потенциала качественно не меняется и соответствующий пик не наблюдается. Это косвенно подтверждается и другим экспериментом [9], когда в процессе снятия туннельной ВАХ происходил одновременный рост квантовой точки из коллоидного золота (качественное сравнение с этим экспериментом приведено на рис. 4). Именно для такой ситуации, когда потенциал системы с выращиваемой точкой из коллоидного золота при некотором значении поля становится симметричным, найденный нами эффект позволит при обнаружении характерного пика на туннельной ВАХ определить размер выращенной металлической квантовой точки.

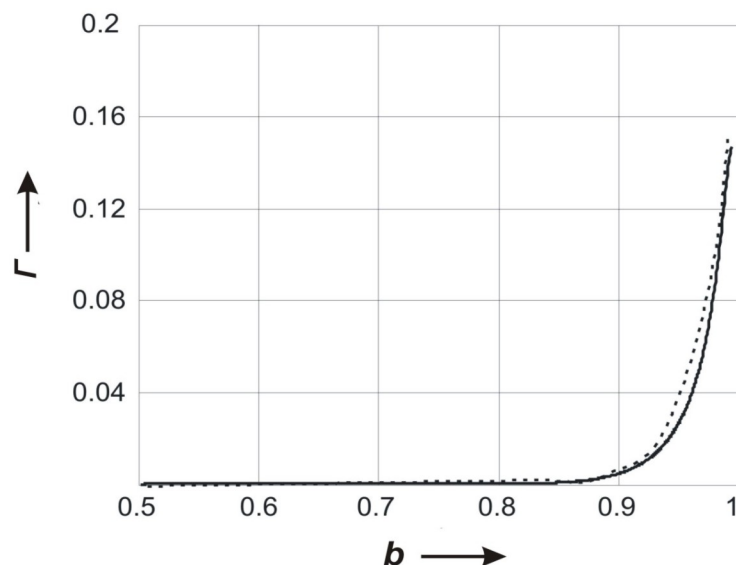


Рис. 4. Сравнение экспериментальной туннельной ВАХ в случае единичной квантовой точки из коллоидного золота [9] с теоретической (пунктирной) кривой для вероятности туннелирования в пределе «слабой» диссипации.

Рис. 5 демонстрирует качественное соответствие одной из экспериментальных ВАХ и зависимость вероятности туннелирования с

учетом взаимодействия с локальной модой среды – термостата (экспоненциальный фактор оценивается формулой (7), предэкспоненциальный – формулой (9)).

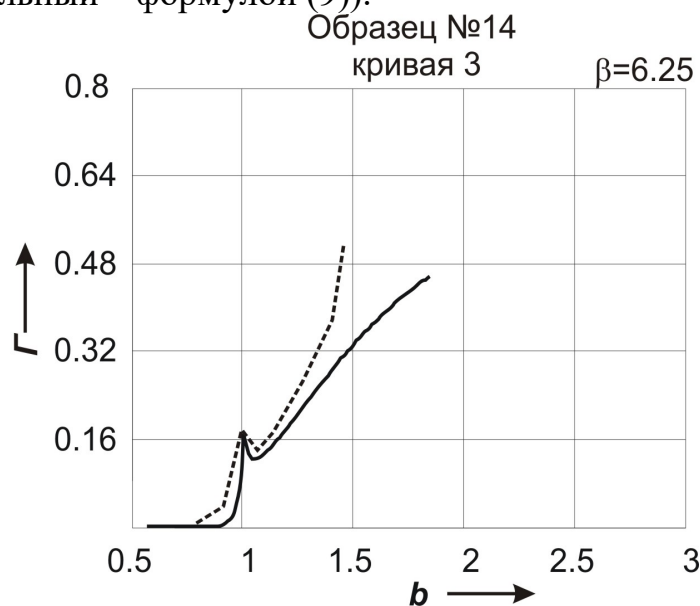


Рис. 5. Сравнение экспериментальной ВАХ (кривая 3 на рис. 1) с теоретической (пунктирной) кривой для вероятности туннелирования с учетом взаимодействия с локальной модой среды - термостата.

Как видно из приведенных сравнений, стандартная модель диссипативного туннелирования с учетом влияния на двухъямный осцилляторный потенциал электрического поля дает неплохое качественное соответствие с отдельными экспериментальными ВАХ для металлических квантовых точек в системе с АСМ/ СТМ. Хотя на сегодняшний день нам не известны данные экспериментов по термоуправляемости выявленного единичного пика на соответствующей зависимости для вероятности туннелирования, аналогичный рост величины пика с уменьшением температуры наблюдался на термозависимости пиков кондактанса квантовых нитей [10].

Таким образом, теоретически разработан метод контролируемого роста точек из коллоидного золота в нанодиапазоне, имеющий важное практическое применение как в нанoeлектронике, так и в наномедицине.

1. Krevchik V.D., Ovchinnikov A.A., Semenov M.B. et al// Phys. Rev. B., 2003, vol. 68, P. 155426.
2. Krevchik V.D., Semenov M.B., Zhukovsky V.Ch., Yamamoto K. et. al "Transfer processes in low - dimensional systems" (memorial collection of articles, dedicated to prof. A.A. Ovchinnikov and A.I. Larkin's memory), 2005, UT Research Institute Press, Tokyo, Japan, 690 P. (Publication of this book was supported by Nobel prize winner – 2003, prof. A.J. Leggett).

3. Овчинников А.А., Кревчик В.Д., Семенов М.Б и др. Принципы управляемой модуляции низкоразмерных структур (монография, посвященная памяти члена-корреспондента РАН, зав. отделом Объединенного института химической физики РАН А.А. Овчинникова) М., УНЦ ДО; 2003, 510 С.
4. Жуковский В.Ч., Кревчик В.Д, Семенов М.Б. и др. // Вестник МГУ. Сер. 3 (Физика. Астрономия). – 2006. вып. 3, с. 24.
5. Жуковский В.Ч., Кревчик В.Д, Семенов М.Б. и др. // Вестник МГУ. Сер. 3 (Физика. Астрономия). – 2007. вып. 2, с. 10.
6. Овчинников Ю.Н. // ЖЭТФ – 2007. Т. 131, № 2, С. 286.
7. D. Ullien, H. Cohen, D. Porath// Nanotechnology – 2007. V. 18, № 42. P 424015.
8. Louis A. A., J.P. Sethna// Phys. Rev. Lett. – 1995. V. 74, № 8. P. 1363.
9. H. Yanagi, T. Ohno// Langmuir – 1999. V. 15, № 14. P. 4773.
10. А.М. Быхков, Т.М. Стаце// Nanotechnology – 2007, V. 18. P. 185403.
11. Кревчик В.Д., Горшков О.Н., Семенов М.Б., Грозная Е.В., Филатов Д.О., Антонов Д.А.// Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки, 2007, № 2, с. 80-87.

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ УСИЛЕНИЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ СВЕРХРЕШЕТКАМИ

А.В.Шорохов

МГУ им. Н.П. Огарева, г. Саранск

В настоящее время существует большая необходимость в создании компактных, миниатюрных, работающих при комнатной температуре генераторов и детекторов электромагнитного излучения терагерцевого (ТГц) диапазона [1]. Терагерцевое излучение давно привлекает к себе внимание исследователей из-за его большой важности для различных областей науки и техники, начиная с биологии и заканчивая астрономией. Однако до сих пор ТГц область электромагнитного спектра мало изучена как с теоретической, так и с практической точек зрения. Причина заключается в том, что к данному частотному диапазону, расположенному между оптической и микроволновой областями электромагнитного спектра, не применимы хорошо разработанные для данных спектральных областей методы исследования. Поэтому существует необходимость в создании источников и детекторов ТГц излучения, основанных на принципиально новых схемах генерации и детектирования электромагнитного излучения.

На данный момент наиболее популярными кандидатами в качестве источников ТГц излучения являются квантовые каскадные лазеры [2] и

частотные умножители [3]. Однако и те, и другие имеют принципиальные ограничения в возможности их использования для требуемых целей. В частности, в случае квантовых каскадных лазеров трудно получить требуемую инверсную заселенность уровней при комнатных температурах для частот ниже 2 ТГц, а в случае частотных умножителей не совсем ясно как реализовать промежуточное усиление микроволнового сигнала в цепочке умножителей.

Полупроводниковые сверхрешетки (СР), могут быть предложены в качестве активной среды для альтернативного источника и детектора ТГц излучения, удовлетворяющего вышеперечисленным требованиям. На возможность использования СР в качестве генератора электромагнитного излучения было указано еще в классических работах начала 70-х годов прошлого века [4,5], однако практическая реализация данного предложения натолкнулась на трудности, связанные с образованием препятствующих генерации электронных доменов в данном режиме.

Однако, как это показано в наших недавних работах [6-9], данной проблемы можно избежать, если использовать режим генерации, основанный на параметрическом усилении электромагнитного излучения, возникающем благодаря осцилляции эффективной массы электронов в СР. Мы показали, что параметрическое усиление не требует режима работы, основанного на использовании отрицательной дифференциальной проводимости (как в работах [4,5]) и, таким образом, формирование высоко-частотных электронных доменов, препятствующих генерации, может быть предотвращено. В этом случае, прикладывая к СР микроволновое поле накачки и помещая СР в резонатор, настроенный на желаемую частоту, можно получить усиление на гармониках поля накачки. Такой параметрический генератор не требует относительно сильного микроволнового поля накачки. В частности, на сегодняшний день подходящие источники когерентного излучения существуют для частот порядка 100 ГГц.

В настоящем докладе дается обзор основных достижений в реализации генератора ТГц излучения, использующего в качестве активной среды полупроводниковую сверхрешетку. Особое внимание уделено схемам, при которых одновременно можно избежать деструктивной роли доменов на терагерцевых частотах и получить усиление ТГц излучения. Доклад основан в основном на результатах работ [6-9].

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

[2] R. Köhler et al., *Nature* 417, 156 (2002).

[3] T. W. Crowe et al., *IEEE J. Solid-State Circuits* 40, 2104 (2005).

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

[5] S.A. Ktitorov et al., *Sov. Phys. Solid State* 13, 1872 (1972).

[6] K. N. Alekseev et al., *Europhys. Lett.* 73, 934 (2006).

[7] A.V. Shorokhov and K. N. Alekseev, *Physica E* 33, 284 (2006).

- [8] T. Hyart, A.V. Shorokhov and K. N. Alekseev, Phys. Rev. Lett. 98, 220404 (2007).
- [9] А.В. Шорохов, К.Н. Алексеев, ЖЭТФ 132, 223 (2007)

ЛИНЕЙНЫЙ ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В НАНОТРУБКЕ СО СПИРАЛЬНОЙ СИММЕТРИЕЙ

А.А. Григорькин., С.М. Дунаевский
Петербургский Институт Ядерной Физики
им. Б.П. Константинова, г. Санкт-Петербург

Оптические свойства квантовых низкоразмерных структур привлекают в последние годы пристальное внимание. Это обусловлено широкими перспективами, которые обещает их внедрение в приборах квантовой опто- и наноэлектроники.

В работе рассматривается 2D электронный газ на поверхности, обладающей спиральной симметрией. Модель нанотрубки представляет собой цилиндр с бесконечно тонкими стенками, с навитым на его поверхность протяженным спиральным δ -потенциалом амплитуды V_0 и периодом T_z по оси цилиндра. Исследуется стационарный неравновесный отклик системы на падающее электромагнитное излучение, поляризованное вдоль оси трубки.

Как известно [1], при поглощении излучения структурой с нарушенной симметрией относительно инверсии координат, в ней возможно появление постоянного тока, пропорционального квадрату электрического поля волны. Данное явление носит название фотогальванического эффекта. При линейной поляризации излучения эффект обусловлен асимметрией возбуждения электронных состояний, соответствующих скоростям v_z и $-v_z$ вдоль оси цилиндра. Эта асимметрия возникает во внешнем магнитном поле как следствие нарушения фундаментальной симметрии относительно инверсии времени.

В работе найдены частоты, соответствующие максимумам фотогальванического тока в трубке. Показано, что основной вклад в ток соответствует переходам между соседними подзонами электронного спектра. В приближении постоянного времени релаксации получен явный вид зависимости эффекта от частоты излучения, параметров спирального потенциала и магнитного потока.

Рассмотрен случай высокой интенсивности падающего излучения, когда теория возмущений неприменима для описания возбуждения электронного газа. Задача решается путем точного нахождения спектра гамильтониана с учетом электрон-фотонного взаимодействия. Релаксация посредством излучательной рекомбинации рассматривается как возмущение. Интенсивность токов, соответствующих различным парам подзон, в случае сильного излучения определяется, главным образом, положением уровня Ферми системы.

1. А.А. Горбацевич, В.В. Капаев, Ю.В. Копаев, Письма в ЖЭТФ **57**, 565 (1993).

ГЕНЕРАЦИЯ ПОСТОЯННОГО ТОКА В СВЕРХРЕШЕТКЕ, НАХОДЯЩЕЙСЯ В ПЕРЕМЕННОМ БИХРОМАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Н.Н. Хвастунов, А.В. Шорохов

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

Полупроводниковые сверхрешетки (СР) привлекают внимание исследователей с точки зрения возможности использования их в качестве детекторов и усилителей терагерцевого (ТГц) излучения [1,2]. В ранних работах [3,4] предлагалось использовать в качестве рабочей области усилителя область отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП), возникающей благодаря сильной нелинейности системы. Однако, режим работы в условиях ОДП оказался нестабильным по отношению к флуктуациям внутреннего электромагнитного поля, разрушающего усиление. Поэтому необходимо модифицировать классическую схему генератора, чтобы получить усиление в бездоменном режиме.

В работе [5] теоретически показано, что при использовании переменного поля накачки можно получить усиление ТГц сигнала на четных гармониках поля накачки благодаря параметрическому резонансу, возникающему вследствие осцилляции эффективной массы электрона внутри одной минизоны. Однако, при этом еще могут возникать нестабильности, обусловленные возникновением постоянного тока, вследствие смешивания гармоник поля накачки и пробного поля.

В работе проведен теоретический расчет постоянного тока, возникающего в СР, находящейся под действием двух переменных электрических полей (поля накачки и пробного поля) для случая произвольного соотношения частот.

Показано, что даже при отсутствии внешнего приложенного постоянного электрического поля генерируется постоянный ток. Доказана параметрическая природа данного явления. Выяснено, что в случае усиления на четных гармониках области усиления шире, чем области нестабильностей, возникающих за счет генерируемого тока. Отметим, что в случае смешивания нечетных гармоник постоянный ток не возникает благодаря симметрии системы.

[1] A. Wacker, Phys. Rep. 357, 1 (2002)

[2] G. Platero, R. Aguado, Phys. Rep. 395, 1 (2004)

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

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

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

МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА СО СПИН – ОРБИТАЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

В.А. Миронов, В.А. Маргулис

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

Начиная с работы [1], исследования по влиянию спин-орбитального взаимодействия на электронные свойства низкоразмерных систем вызывают повышенный интерес. Такой интерес обусловлен возможностью использования спин-орбитального взаимодействия (СОВ) для создания новых приборов, принцип действия которых основан на спиновой поляризации электронного газа [2].

В работах посвященных исследованиям энергетического спектра двумерного электронного газа в присутствии СОВ в модели Рашбы показано, что во внешнем магнитном поле вместо системы спиновых подзон появляются две системы ("лестницы") уровней Ландау. Такое изменение в электронном спектре приводит к существенному изменению транспортных [3] и равновесных [4] характеристик электронного газа в низкоразмерных системах.

Для гетероструктур на основе *GaAs* в [1,4] найден электронный спектр в магнитном поле, нормального к плоскости двумерного электронного газа, и исследована его магнитная восприимчивость при слабом магнитном поле B и температуре газа $T=0$.

В настоящей работе в общем случае произвольного магнитного поля получено точное аналитическое выражение для магнитного момента M двумерного электронного газа с учетом спин-орбитального взаимодействия в модели Рашбы и исследовано влияние температуры на поведение $M(B)$.

График зависимости магнитного момента M от магнитного поля B имеет характер неперiodических осцилляций. Это связано с тем, что вырожденный уровень Ландау E_n^\pm из-за СОВ расщепляется на два E_n^+ и E_n^- . Эти уровни при прохождении через уровень Ферми и дают осцилляции. Следовательно, в результате наложения осцилляций от электронов с двумя направлениями спина получаются осцилляции с изменяющейся амплитудой.

Отметим, что с ростом температуры зависимость $M(B)$ сглаживается заметно, кроме того, температура приводит к уменьшению амплитуды осцилляций.

1. E. I. Rashba, *Sov // Phys. Solid State.* – 1960. – V. 2. – P. 1109.
2. S. Datta, B. Das // *Appl. Phys. Lett.* – 1990. – V. 56. – P. 665.
3. X. F. Wang, P. Vasilopoulos // *Phys. Rev. B.* – 2003. – V. 67. – P. 085313.
4. Yu. A. Bychkov, E. I. Rashba // *J. Phys. C: Solid State Phys.* – 1984. – P. 17. – P. 6039.

ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ В КОЛЬЦЕ ААРОНОВА-БОМА С НЕСКОЛЬКИМИ ПРИМЕСЯМИ

М.А. Кокорева

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

В работе исследуется устройство, состоящее из одномерного кольца с присоединенными к нему проводниками при наличии на кольце N точечных примесей. Нахождение коэффициента прохождения основано на теории самосопряженных расширений симметрических операторов, в которой возмущение оператора описывается с помощью краевых условий в точках контакта, аналогичных краевым условиям в теории потенциалов нулевого радиуса [1].

Кольцо считаем помещенным в магнитное поле, перпендикулярное плоскости кольца. Волновая функция электрона в устройстве представляет собой одностолбцовую матрицу $\psi = (\psi_r, \psi_1, \psi_2)^T$, где ψ_r - волновая функция в кольце, а ψ_j - функции в каналах. Сшивка волновых функций осуществляется с помощью граничных условий. Подстановкой волновых функций в граничные условия было получено явное выражение для амплитудного коэффициента прохождения наноустройства

$$t_{21}(k, \eta, \alpha_j) = \frac{2a_2}{(1 - \gamma_2 ik)} \frac{\Delta_2}{\Delta}. \quad (1)$$

Здесь $k = \sqrt{2m^*E}/\hbar$, m^* - эффективная масса электрона, η - число квантов потока магнитного поля через кольцо, α_j - углы, определяющие положение примесей, a_2, γ_2 - длины рассеяния, Δ - определитель Q -матрицы Крейна [1], а Δ_2 - определитель этой же матрицы с заменой второго столбца на столбец свободных членов, получающийся при подстановке волновых функций в граничные условия. Коэффициент прохождения $T(E)$ определяется квадратом модуля амплитуды t_{21} . Исследована зависимость коэффициента прохождения от энергии электрона и от потока магнитного поля. Получен явный вид формулы для коэффициента прохождения при диаметрально противоположном расположении контактов. Аналитически показано, что появляющиеся на графике при наличии примеси резонансы являются резонансами Фано. В отсутствии поля при стремлении примеси в точку контакта происходит коллапс резонансов Фано. Осцилляционный характер функции связан с интерференцией электронных волн, испытывающих многократные отражения в точках контактов проводников и кольца и в точках нахождения примесей.

[1] Гейлер В.А., Демидов В.В., Маргулис В.А. // ЖТФ. 2003. Т. 73. вып. 6. с. 1-8.

ФОТОКОНДАКТАНС КВАНТОВОЙ ПРОВОЛОКИ С ПРИМЕСЬЮ

С.Н. Ульянов, М.А. Пятаев

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

В настоящей работе исследован электронный транспорт в квантовой проволоке, содержащей одиночную короткодействующую примесь при учете влияния внешнего электромагнитного излучения. Для нахождения тока через систему используется подход, основанный на обобщении теории Ландауэра-Бюттикера [1-2]. Проволока моделируется с помощью параболического удерживающего потенциала, а примесь – с помощью потенциала нулевого радиуса. Выражение для вероятности прохождения электрона при наличии внешнего электромагнитного излучения найдено путем решения нестационарного уравнения Шрёдингера, в котором волновая функция ищется в однофотонном приближении, в виде суперпозиции квазиэнергетических состояний [3].

В работе получены явные аналитические выражения для фототока и фотокондуктанса квантовой проволоки при произвольном расположении примеси. Проведённые теоретические исследования показали, что зависимости фототока и фотопроводимости от химического потенциала электронов имеют осцилляционный характер, что связано с периодическим изменением в зоне проводимости числа заполненных подзон с чётными и нечётными значениями осцилляторного квантового числа n и, как следствие, периодическим изменением вероятности прохождения электрона. Амплитуда пика линейно растёт с увеличением его номера.

Выяснено, что величина осцилляций фототока пропорциональна полной длине проволоки разности расстояний от примеси до торцов проволоки и, а величина осцилляций фотопроводимости пропорциональна квадрату полной длины проволоки. Фототок и фотопроводимость линейно зависят от интенсивности падающего излучения.

Обнаружено, что при смещении примеси относительно оси проволоки, происходит периодическое (с периодом, характерным для каждого пика в отдельности) изменение знака фототока и фотопроводимости при уменьшении амплитуды осцилляций. Увеличение температуры приводит к быстрому уменьшению амплитуд пиков фотопроводимости и сглаживанию их формы. Фототок же более устойчив к изменению температуры.

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

1. Боровиков В.С. и др., ФНТ 23, 313 (1997).
2. Fedorov A., Pershin Yu. V., C. Piermarochi, Phys. Rev. B 72, 245327 (2005).
3. Зельдович Я.Б. УФН 110, 139 (1973).

ФОТОТОК В КВАНТОВОМ ЦИЛИНДРЕ, СОДЕРЖАЩЕМ ОДИНОЧНУЮ ПРИМЕСЬ

М.А. Пятаев, С.Н. Ульянов

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

В работе исследован электронный транспорт на поверхности наноцилиндра, на которой имеется одиночная короткодействующая примесь, с учетом влияния внешнего электромагнитного излучения. Цилиндр считается помещенным в продольное магнитное поле, а волновой вектор излучения и вектор напряженности электрического поля в световой волне перпендикулярны оси цилиндра.

Для исследования тока в наноструктуре при наличии внешнего электромагнитного излучения в работе используется метод, основанный на обобщении теории Ландауэра-Бьюттикера [1-3]. Для моделирования короткодействующей примеси используется подход, основанный на теории потенциалов нулевого радиуса. 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 с использованием концепции квазиэнергетических состояний.

Если примесь находится не в центральном поперечном сечении цилиндра, а ближе к одному из его концов, то в системе возникает постоянный электрический ток. Ток обусловлен тем, что вероятность переходов между подзонами размерного квантования до взаимодействия с примесью различна для электронов, движущихся в разных направлениях. В работе получены аналитические выражения для фототока как функции химического потенциалов электронов, частоты излучения и величины магнитного поля. Показано, что амплитуда фототока максимальна, когда частота электромагнитного излучения соответствует расстоянию между двумя энергетическими уровнями поперечного движения электрона на цилиндре, с отличающимися на единицу значениями магнитного квантового числа. Изменяя магнитное поле и электрохимический потенциал (с помощью дополнительного электрода), можно менять расстояние между резонансными уровнями и тем самым варьировать резонансную частоту.

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

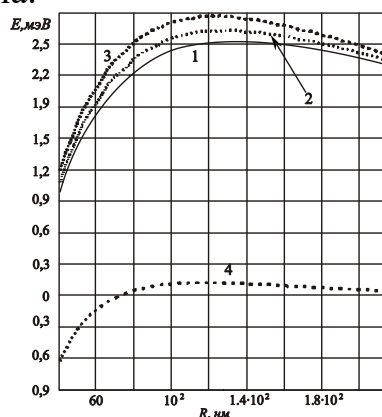
1. Маао F.A., Gorelik L.Y., Phys. Rev. B **53**, 15885 (1996).
2. Боровиков В.С., Горелик Л.Ю., Клейнер В.З., Шехтер Р.И., ФНТ **23**, 313 (1997).
3. Pershin Y. V., Piermarocchi C. Phys. Rev. B **75**, 035326 (2007).

ОСОБЕННОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ПРИМЕСНОЙ ВОДОРОДОПОДОБНОЙ МОЛЕКУЛЫ В КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ ПРИ НАЛИЧИИ СИЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В.Д. Кревчик, АБ. Грунин, А.В. Трофимова
Пензенский государственный университет, г. Пенза

Интерес к нанокристаллическим материалам постоянно растет благодаря уникальным свойствам, характерным для наноструктурного состояния. В этой связи представляется важным как с фундаментальной точки зрения, так и с позиции практического применения (твердотельные системы хранения водорода, электрохимические источники тока, фотоприемники, солнечные батареи и т.д.) исследование свойств водорода в полупроводниковых наноструктурах.

В представленной работе рассматривается молекула водорода, расположенная в полупроводниковой квантовой точке (КТ) сферической формы с прямоугольным потенциалом конфайнмента в сильном магнитном поле ($a_B \ll a_d$, где a_B – магнитная длина, a_d – эффективный боровский радиус). Один из атомов молекулы водорода находится в центре КТ, а другой – на расстоянии R , измеренном вдоль направления магнитного поля. Кулоновский потенциал взаимодействия электрона с ядром для каждого из атомов в молекуле водорода в сильном магнитном поле можно считать эффективно одномерным. Задача о нахождении энергии связи E молекулы водорода в КТ в сильном магнитном поле решалась на основе метода Гайтлера - Лондона.



На рис. кривыми 1 – 3 представлена зависимость энергии связи E от расстояния R между атомами в молекуле водорода, находящейся в КТ, для различных значений магнитной индукции (кривые: 1 – $B = 3Tл$, 2 – $B = 5Tл$, 3 – $B = 10Tл$). Кривой 4 представлена аналогичная зависимость при отсутствии магнитного поля в массивном образце. Из рис. видно, что магнитное поле стабилизирует состояние молекулы водорода в КТ, а также имеет место значительное увеличение энергии связи E в КТ по сравнению с массивным образцом (кривая 4) за счет эффекта гибридизации размерного и магнитного квантования.

ЭЛЕКТРООПТИКА ДИСКООБРАЗНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК С ПРИМЕСНЫМИ ЦЕНТРАМИ

*В.Д. Кревчик, А.В. Разумов, А.В. Денисов, В.В. Сафонов
Пензенский государственный университет, г. Пенза*

Теоретически исследована зависимость энергии связи D^- -состояния в квантовом диске (КД) от напряженности внешнего электрического поля, а также эволюция оптических спектров примесного поглощения структур с КД с изменением электрического поля. Исследование зависимости энергии связи от координат D^- -центра выявило пространственную анизотропию, обусловленную особенностью геометрического и потенциального конфайнмента КД. Показано, что в электрическом поле энергия связи D^- -состояния уменьшается за счет поляризации локализованного электрона, которая выражается в сдвиге Штарка по энергии и смещении центра тяжести электронного облака по координате. Получена аналитическая формула для коэффициента примесного поглощения света в квазиуменьшенной структуре с КД с учетом дисперсии их характерных размеров. Анализ спектральной зависимости коэффициента примесного поглощения показывает, что квантоворазмерный эффект Штарка (КЭШ) проявляется в смещении края полосы примесного поглощения в длинноволновую область спектра, а также в значительном увеличении силы осциллятора дипольного оптического перехода с ростом напряженности электрического поля (см. кривые 1 и 2 на рис. 1).

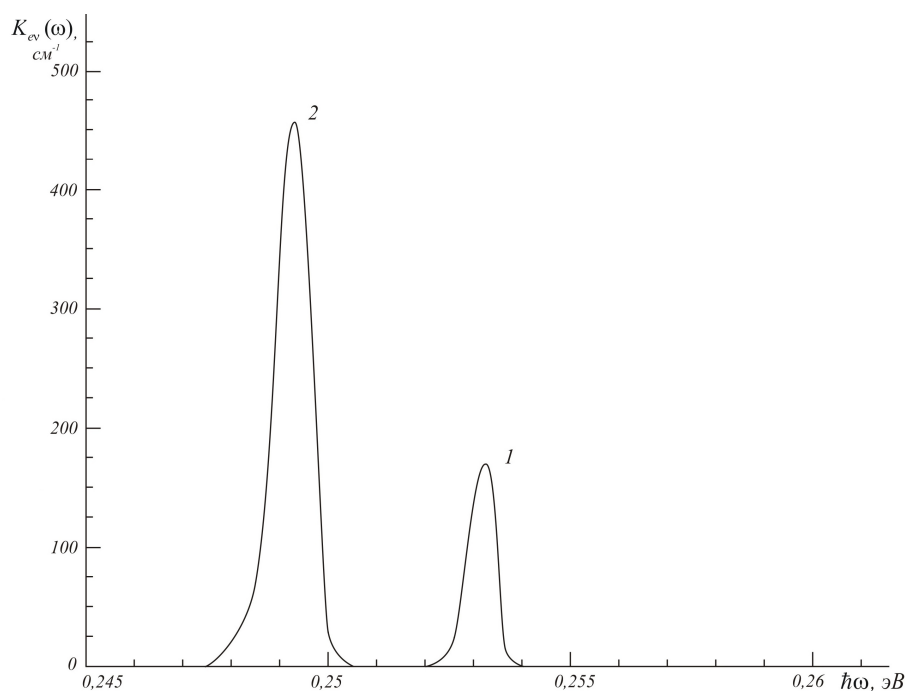


Рис. 1 Спектральная зависимость коэффициента примесного поглощения света в квазиуменьшенной структуре с дискообразными КТ на основе InSb для различных значений напряженности внешнего электрического поля E_0 .

Модификация спектров примесного поглощения в электрическом поле открывает перспективу разработки приборов оптоэлектроники с управляемыми характеристиками.

ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МИКРОСУЖЕНИЯ С $D^{(-)}$ -ЦЕНТРОМ

В.Д. Кревчик, А.В. Разумов, А.Г. Денисова
Пензенский государственный университет, г. Пенза

В последние годы наблюдается возрастающий интерес к исследованию влияния эффектов электрического поля на свойства полупроводниковых систем с пониженной размерностью [1,2]. Этот интерес обусловлен прежде всего тем, что в таких системах имеется высокая степень свободы в управлении зонной структурой и оптическими свойствами с помощью внешнего электрического поля [1]. Так, в случае квантовой ямы (КЯ) электрическое поле, направленное вдоль оси размерного квантования, модифицирует электронный спектр и волновые функции, что приводит к появлению максимумов в зависимости вероятности оптических переходов от электрического поля [2]. Модификация примесных состояний в наноструктурах во внешнем электрическом поле открывает новые возможности для исследования квантово-размерного эффекта Штарка в спектрах примесного электропоглощения низкоразмерных систем. Это актуально, поскольку эффект Штарка в легированных полупроводниковых наноструктурах представляет собой новое физическое явление с потенциальными возможностями приборных приложений.

В настоящей работе методом потенциала нулевого радиуса теоретически исследуется влияние эффекта поляризации $D^{(-)}$ -состояния в микросужении (МС), индуцированного внешним однородным электрическим полем, на спектры фотоионизации. Исследована зависимость энергии связи $D^{(-)}$ -состояния от радиальной координаты $D^{(-)}$ -центра и величины напряжённости внешнего электрического поля в МС с потенциалом конфайнмента в виде «перевернутой» параболы. Показано, что в электрическом поле энергия связи $D^{(-)}$ -состояния уменьшается за счёт штарковского сдвига по энергии и поляризации локализованного электрона. Показано, что в спектрах фотоионизации квантово-размерный эффект Штарка проявляется в красном смещении порога поглощения, а также в значительном увеличении силы осциллятора дипольного оптического перехода с ростом напряжённости электрического поля.

Возможность управления энергией связи $D^{(-)}$ -состояний в электрическом поле позволит изменять концентрацию носителей заряда вследствие экспоненциальной зависимости функции распределения от энергии вблизи уровня Ферми в МС. С другой стороны, выявленные теоретически нетривиальные изменения спектров фотоионизации в МС,

индуцированные внешним однородным электрическим полем, открывают возможности для разработки новых приборов оптоэлектроники.

1. Соболев М.М., Цырлин Г.Э., Самсоненко Ю.Б., Поляков Н.К., Тонких А. А.// ФТП. – 2005. – т. 39. - № 9. – с. 1088.

2. Пихтин А.Н., Комков О.С., Базаров К.В.// ФТП. - 2006. - т. 40.- №5. - с. 608.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР $D_2^{(-)}$ -ЦЕНТРА В КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ ПРИ НАЛИЧИИ ВНЕШНИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО И МАГНИТНОГО ПОЛЕЙ

В.Д.Кревчик, А.В.Разумов, В.А.Прошкин
Пензенский государственный университет, г. Пенза

Исследования свойств полупроводниковых наноструктур в магнитном и электрическом поле представляют значительный интерес в связи с тем, что как магнитное, так и электрическое поле, модифицируя электронный спектр, существенно меняют физические свойства наноструктур, приводя ко многим интересным с фундаментальной и прикладной точки зрения эффектам. В настоящей работе в модели потенциала нулевого радиуса получено аналитическое решение двухцентральной задачи в квантовой точке (КТ) с параболическим потенциалом конфинмента при наличии внешних электрического и магнитного полей. Показано, что наличие внешнего магнитного поля приводит к стабилизации $D_2^{(-)}$ -состояний в КТ. Найдено, что в условиях внешнего электрического поля имеет место штарковский сдвиг g - и u -термов, сопровождающийся уменьшением энергии связи $D_2^{(-)}$ -состояний. Показано, что в случае скрещённых внешних электрического и магнитного полей смещение термов оказывается меньше, чем в случае антипараллельных полей. Найдено, что внешнее электрическое поле инициирует вырождение термов. Получена аналитическая формула для коэффициента примесного поглощения, связанного с фотовозбуждением в квазиульмерной структуре в условиях внешнего электрического поля. Показано, что спектр фотовозбуждения представляет собой полосу, граница которой смещается в длинноволновую область спектра с ростом напряжённости внешнего электрического поля. Выявлен дихроизм примесного поглощения, который имеет место при изменении направления поляризации света относительно направления внешнего электрического поля. Показано, что дихроизм электрооптического поглощения связан с электронной поляризацией $D_2^{(-)}$ -центра. Аналитически рассчитаны спектры фотовозбуждения $D_2^{(-)}$ -центров в квазиульмерной структуре при наличии внешних электрического и магнитного полей. Выявлена управляемость спектров фотовозбуждения при варьировании электрического и магнитного полей, которая проявляется соответственно в «красном» и «синем» смещениях края полосы фотовозбуждения. Развитая теория

примесного поглощения, связанного с фотовозбуждением $D_2^{(-)}$ -центров в квазиульмерных структурах при наличии скрещённых электрического и магнитного полей, может быть использована для разработки датчиков ИК-излучения с управляемой чувствительностью.

ФАКТОР ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ В СПЕКТРАХ ПРИМЕСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ДИСКООБРАЗНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК

*В.Д. Кревчик, А. Разумов, В.А. Гришианова, Н.Ю. Черепанова, В. А. Рудин
Пензенский государственный университет, г. Пенза*

В реальных квазиульмерных структурах геометрическая форма отдельных квантовых точек (КТ) отклоняется от равновесной, что сказывается как на энергии связи носителя на примеси, так и на спектрах примесного оптического поглощения. С фундаментальной точки зрения исследования модификации спектров оптического поглощения с изменением геометрической формы КТ позволят расширить возможности оптической спектроскопии для изучения зонной структуры и примесных состояний в КТ. Это актуально, поскольку наиболее важные для приборных применений характеристики полупроводникового материала оказываются кардинально зависящими от геометрического размера и формы КТ. Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию двухфотонного (ДФ) примесного поглощения света в квазиульмерных структурах с дискообразными КТ. Для описания одноэлектронных состояний в квантовом диске (КД) в радиальном направлении использовался потенциал жёсткой стенки, а в z-направлении – потенциал одномерного гармонического осциллятора. В рамках модели потенциала нулевого радиуса в приближении эффективной массы получено дисперсионное уравнение для квазистационарных D^- -состояний в КД. Показано, что характер пространственной анизотропии энергии связи квазистационарных D^- -состояний в КД из-за наличия геометрического конфайнмента в радиальном направлении отличается от случая КТ в форме эллипсоида вращения. Во втором порядке теории возмущений получена аналитическая формула для коэффициента ДФ примесного поглощения в квазиульмерной структуре с дискообразными КТ с учётом дисперсии их характерных размеров. Исследована спектральная зависимость коэффициента ДФ примесного поглощения для случаев продольной и поперечной по отношению к оси КД поляризации света. Найдено, что следствием особенности геометрической формы КД является дихроизм ДФ примесного поглощения, который связан с изменением правил отбора для магнитного квантового числа в радиальном направлении.

ВЛИЯНИЕ ТУННЕЛЬНОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО БАРЬЕРА НА ВЕРОЯТНОСТЬ ДВУХФОТОННОГО ПРИМЕСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В КВАНТОВОЙ МОЛЕКУЛЕ

В. Д.Кревчик, М.Б.Семёнов, Е.В.Грозная, Е.И.Кудряшов, С.А. Губина
Пензенский государственный университет, г. Пенза

Развита теория двухфотонного (ДФ) примесного поглощения в квантовой молекуле (КМ), представляющей собой две туннельно-связанных сферических квантовых точки (КТ), моделируемых двухъямным осцилляторным потенциалом. В рамках теории о квантовом туннелировании с диссипацией получено аналитическое решение для одноинстантонного действия в константе скорости туннельного распада с точностью до предэкспоненциального фактора с учетом взаимодействия с локальной фононной модой при конечной температуре. Исследована зависимость вероятности туннелирования от частоты фононной моды, температуры и константы взаимодействия с контактной средой.

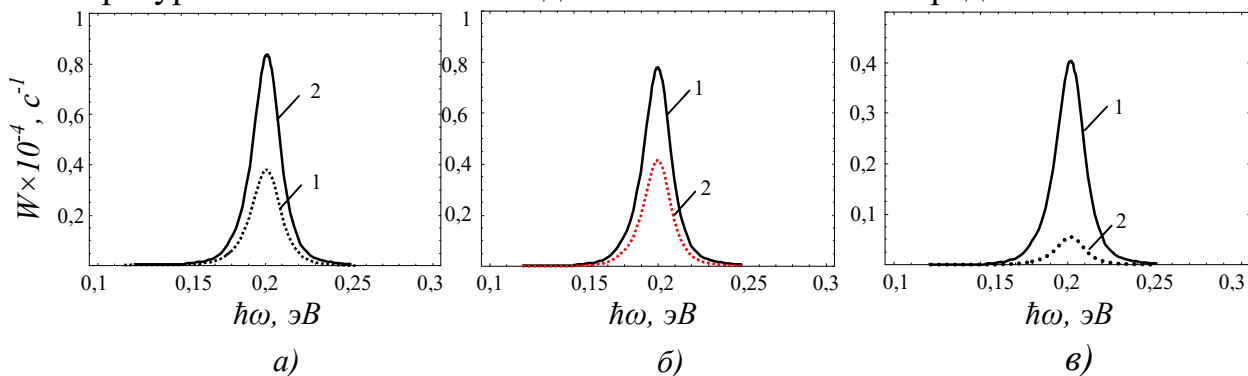


Рис. Спектральная зависимость вероятности ДФ поглощения при фотоионизации D^- -центра в КМ для различных значений а) параметра ε_r^* при $U_0 = 0,3\text{эВ}$, $R_0 = 65\text{нм}$ $\varepsilon_c^* = 1, \varepsilon_l^* = 1$: 1 - $\varepsilon_r^* = 0,1$; 2 - $\varepsilon_r^* = 1$; б) параметра ε_l^* при $\varepsilon_r^* = 1, \varepsilon_c^* = 1$: 1 - $\varepsilon_l^* = 1$; 2 - $\varepsilon_l^* = 0,1$; в) параметра ε_c^* при $\varepsilon_r^* = 1, \varepsilon_l^* = 1$: 1 - $\varepsilon_c^* = 1$; 2 - $\varepsilon_c^* = 1,5$. (R_0 - радиус КТ, параметры ε_l^* , ε_c^* и ε_r^* определяют соответственно частоту фононной моды, константу взаимодействия с контактной средой и температуру в боровских единицах)

На рис. а,б,в представлена спектральная зависимость вероятности ДФ поглощения при фотоионизации $D^{(-)}$ -центра в КМ на основе $InSb$ для различных значений параметров туннелирования ε_L^* , ε_C^* и ε_T^* . Можно видеть, что с ростом частоты фононной моды растет и вероятность ДФ поглощения (см. рис. б). Увеличение «вязкости» среды приводит к достаточно сильному подавлению ДФ поглощения в КМ (см. рис. в).

Таким образом, прозрачность туннельного барьера существенно влияет на ДФ примесное поглощение в КМ за счет изменения ширины энергетических уровней виртуального и конечного состояний при варьировании таких параметров диссипативного туннелирования, как температура, частота фононной моды и константа взаимодействия с контактной средой.

ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ФОТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ С ПРИМЕСНЫМИ КОМПЛЕКСАМИ $A^{++}e$

В. Д. Кревчик, А.В.Левашов, Т.С. Демешова
Пензенский государственный университет, г. Пенза

Теоретически исследован фотодиэлектрический эффект (ФДЭ), связанный с возбуждением примесных комплексов $A^{++}e$ в квазиуменьшенной структуре. Интерес к ФДЭ обусловлен тем, что он может быть использован в качестве метода спектроскопических исследований примесей в полупроводниковых наноструктурах. С фундаментальной точки зрения ФДЭ представляет интерес как нелинейный оптический эффект с более низким порогом, чем у обычных нелинейных оптических эффектов. Резонансные частоты ν_0 , характеризующие дисперсию низкочастотной диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon$, находятся в субмиллиметровом диапазоне. Например, для квантовой точки (КТ) $InSb$ с комплексом $A^{++}e$, как показали оценки, $\nu_0 \sim 7 \cdot 10^{11}$ Гц. Таким образом, при облучении полупроводниковой квазиуменьшенной структуры с комплексами $A^{++}e$ квантами с энергией $h\nu_0$ может заметно изменяться коэффициент преломления субмиллиметровых волн. В этой связи ФДЭ может служить эффективным механизмом воздействия ИК-излучения на распространение субмиллиметровых волн в полупроводниковых наноструктурах и как метод регистрации ИК-излучения. В данной работе в адиабатическом приближении, с учётом дисперсии радиуса КТ, получено аналитическое выражение для спектральной зависимости величины $\Delta\epsilon$. Показано, что поляризуемость комплекса в дипольном приближении определяется средним радиусом КТ и энергией связи дырки, локализованной на A^0 -центре. Найдено, что при фотовозбуждении примесного комплекса $A^{++}e$ имеет место линейно-циркулярный дихроизм поглощения света, связанный с нарушением центральной симметрии основного состояния электронного адиабатического потенциала и, как следствие, зависимостью энергии связи дырки в комплексе $A^{++}e$ от магнитного квантового числа электрона. Показано, что изменение диэлектрической проницаемости наиболее существенно в случае круговой поляризации света.

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СТОХАСТИЧЕСКОГО УПОРЯДОЧЕНИЯ ЧАСТИЦ В ОДНОМЕРНЫХ НАНОЦЕПЧКАХ

В.Н. Нестеров, А.С. Зацарная, Т.В. Кузнецова, А.Ю. Пименова
Волгоградский государственный архитектурно-строительный университет, г. Волгоград

Проведено компьютерное моделирование процессов блуждания частиц в одномерной наночепочке. В результате моделирования получены графики:

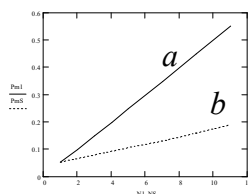


Рис. 1

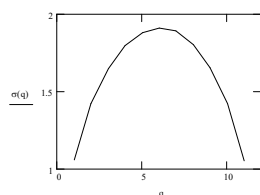


Рис. 2

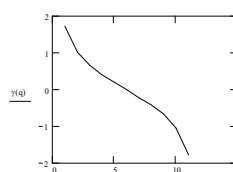


Рис. 3

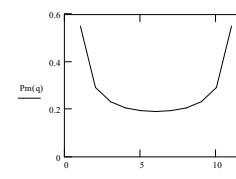


Рис. 4

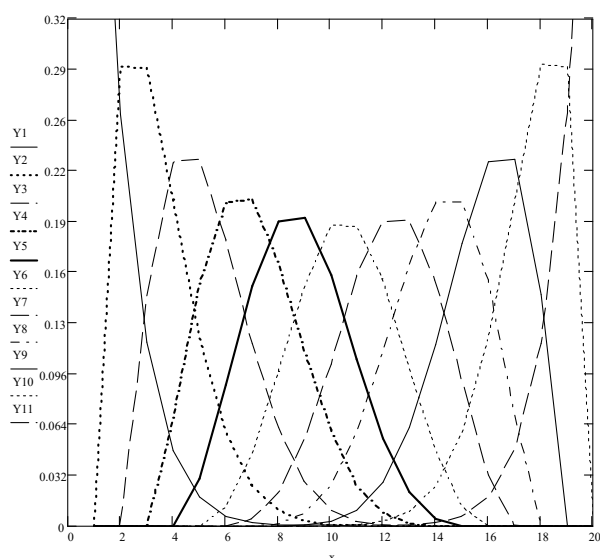


Рис. 5

Рис. 1. График величины вероятности наиболее вероятного положения крайней a и средней b частиц для компьютерных экспериментов с разным количеством частиц.

Рис. 2. График среднеквадратичного отклонения q -ой частицы для случая 11-ти частиц.

Рис. 3. График коэффициента асимметрии q -ой частицы для случая 11-ти частиц.

Рис. 4. График величины вероятности наиболее вероятного положения q -ой частицы для случая 11-ти частиц.

Рис. 5. Графики кривых вероятностей положений частиц для случая 11-ти частиц.

Анализ результатов компьютерного моделирования показывает явление стохастического упорядочения частиц в одномерных наночепочках.

Возможность существования стохастического упорядочения частиц в одномерных наночепочках необходимо учитывать при создании нанообъектов.

Настоящая работа выполнена в рамках проекта создания на базе ВолгГАСУ «Волгоградского регионального центра наноиндустрии».

СПИН-ГИБРИДНО-ФОНОННЫЙ РЕЗОНАНАС В ПАРАБОЛИЧЕСКОМ КВАНТОВОМ КАНАЛЕ

В.В. Карпунин, В.А. Маргулис

Мордовский государственный университет, г. Саранск

Вычислен коэффициент поглощения электромагнитного излучения электронами параболического квантового канала с удерживающим дельтаобразным потенциальным профилем. Канал расположен в квантующем магнитном поле. В результате переходов электронов между дискретными энергетическими уровнями происходит переворот электронного спина, обусловленный рассеянием электронов на поперечных оптических фононах. Оператор электрон-фононного взаимодействия, ответственный за электронные переходы с переворотом спина, получен в работе [1].

Расчет проведен на основе метода теории возмущений. Сингулярность пиков спин-гибридно-фононного резонанса такая же, как и пиков гибридно-фононного резонанса, и обусловлена поведением функции Макдональда вблизи точки резонанса. Поэтому пики спин-гибридно-фононного резонанса также имеют тот же асимметричный вид.

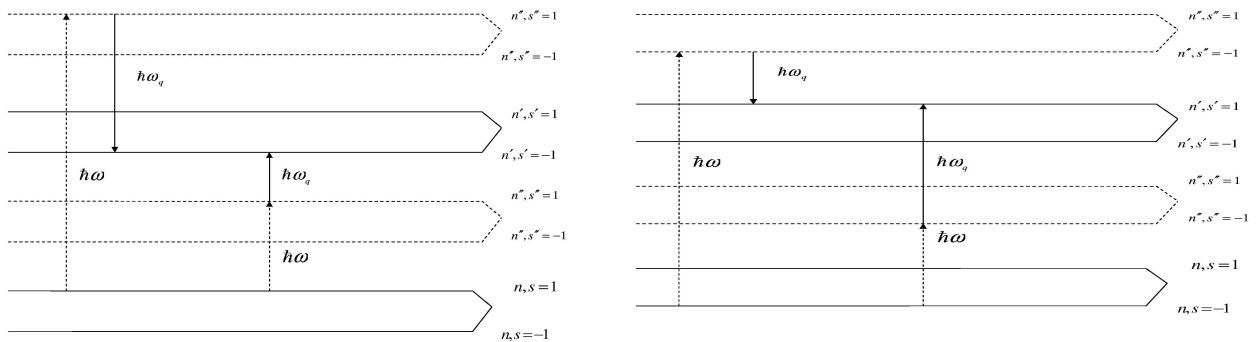


Рис. 1

Рис 1,2. Переходы, приводящие к резонансному поглощению

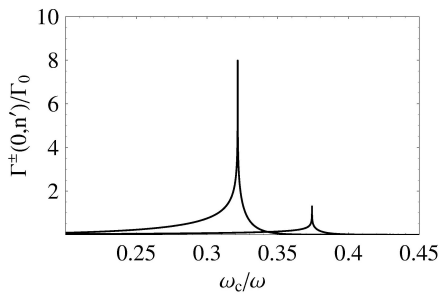


Рис. 3

Рис 3,4. Зависимость коэффициента поглощения от магнитного поля. На рис. 3

показаны два абсорбционных пика, на рис. 4 показаны два эмиссионных пика. Левый пик на каждом рисунке соответствует переходу $s = -1 \rightarrow s' = 1$, правый пик $s = 1 \rightarrow s' = -1$, $s = \pm 1$ -спиновое квантовое число, ω_q - частота оптического фонона.

Рис. 2

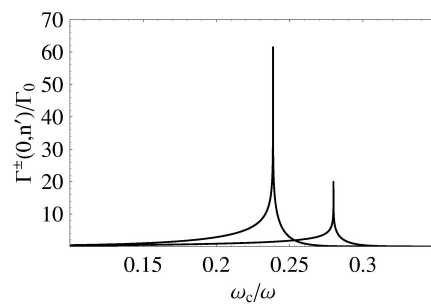


Рис. 4

1. Павлов С.Т., Фирсов Ю.А. // ФТТ.-1965.-Т.7.-С.2634.
**ГИБРИДНО-ФОНОННЫЙ РЕЗОНАНС В ПАРАБОЛИЧЕСКОМ
 КВАНТОВОМ КАНАЛЕ С ДЕЛЬТА-ОБРАЗНЫМ ПОТЕНЦИАЛЬНЫМ
 ПРОФИЛЕМ**

В.В. Карпунин

Мордовский государственный университет, г. Саранск

Рассмотрен коэффициент поглощения электромагнитного излучения электронами квантового канала, расположенного в квантующем магнитном поле. Наличие параболического потенциала конфайнмента приводит к гибридизации магнитного и размерного квантования. Электронные переходы между гибридными уровнями сопровождаются рассеянием на оптических фононах. В качестве удерживающего потенциала выбран дельта- потенциал.

Расчет проведен на основе метода теории возмущений предложенного в [1] для 3D электронного газа в полупроводнике и используемого в [2] для электронного газа в трехмерной анизотропной квантовой яме.

Асимметричный вид резонансных кривых обусловлен поведением функции Макдональда вблизи точки резонанса.

Резонансы происходят на мультигибридных частотах $\omega^\pm = \Omega(n' - n) \pm \omega_q$, где Ω - гибридная частота, ω_q - частота оптического фонона, n, n' - квантовые числа энергетических уровней. Пики гибридно-фононного резонанса находятся в далекой области крыльев гибридного резонанса, и поэтому влияние гибридного резонанса не существенно. Отношение интенсивностей абсорбционных пиков к соответствующим эмиссионным $\approx \exp(-\hbar\omega_q/T)$. В расчете использованы оптические фононы без дисперсии. Считаем, что уровни резки и частоты монохроматичны.

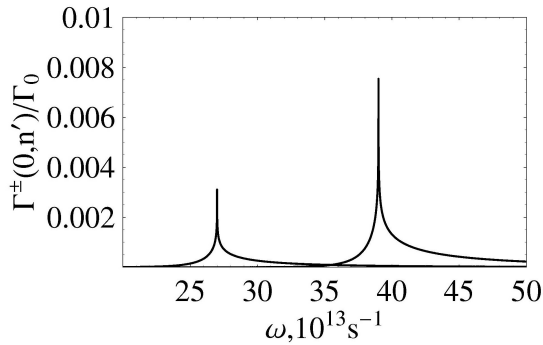


Рис. 1

Рис.1 Зависимость коэффициента поглощения от частоты электромагнитного излучения. Изображены эмиссионный и абсорбционный пики.

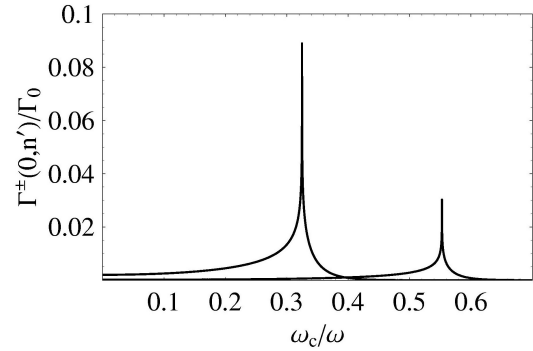


Рис. 2

Рис.2 Зависимость коэффициента поглощения от магнитного поля. Изображены эмиссионный и абсорбционный пики.

1. Басс Ф.Г., Левинсон И.Б. // ЖЭТФ.-1965.-Т.49.-С.914.
 2. Margulis V.A, Shorokhov A.V. // Phys. Rev.B. -2002.-vol.66.-P.165324.
- ГИБРИДНО-ФОНОННЫЙ РЕЗОНАНС В ПАРАБОЛИЧЕСКОМ
КВАНТОВОМ КАНАЛЕ С ПРЯМОУГОЛЬНЫМ ПОТЕНЦИАЛЬНЫМ
ПРОФИЛЕМ**

В.В. Карпунин

Мордовский государственный университет, г. Саранск

Рассмотрен коэффициент поглощения электромагнитного излучения электронами квантового канала, расположенного в квантующем магнитном поле. В данном случае в качестве удерживающего потенциала мы выбрали прямоугольную потенциальную яму. Рассмотрены электроны в основном состоянии в прямоугольной потенциальной яме. Расчет на основе теории возмущений позволяет сделать следующие выводы:

Резонансная кривая имеет тот же асимметричный вид, что и в случае 3D электронного газа в полупроводнике, то есть удерживающий потенциал не изменяет форму и положение резонансной кривой.

Причина логарифмической сингулярности пиков гибридно-фононного резонанса обусловлена корневыми сингулярностями в плотности начальных и конечных состояний.

В связи с рассеянием электронов на оптических фононах, разрешены переходы между мультигибридными уровнями с разными n, n' .

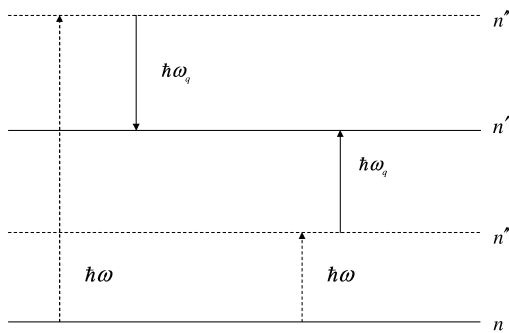


Рис. 1

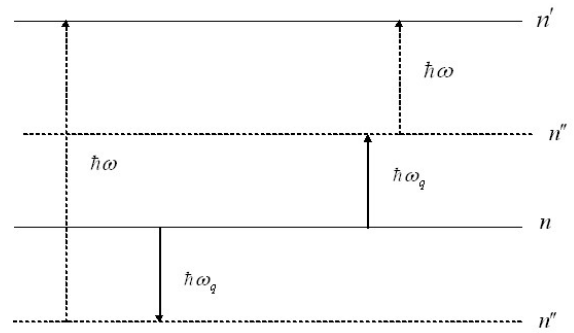


Рис. 2

Рис. 1,2. Переходы, приводящие к резонансному поглощению

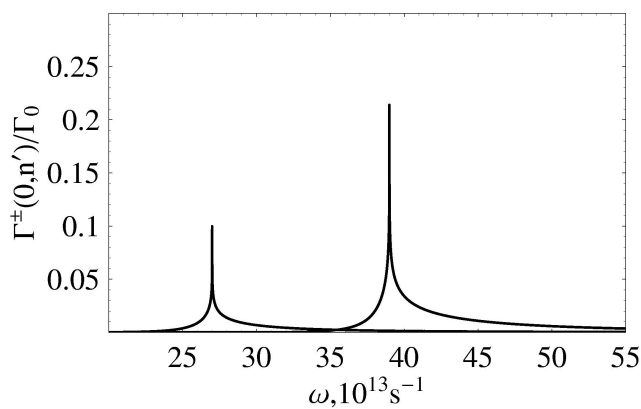


Рис. 3 Зависимость коэффициента поглощения от частоты электромагнитного излучения. Изображены эмиссионный и абсорбционный пики.

ФАЗОВЫЙ КОНТРОЛЬ ДВУХФОТОННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ НУТАЦИИ БИЭКСИТОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ С УЧЁТОМ МЕЖЧАСТИЧНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

В.В. Васильев

*Приднестровский государственный университет 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 с учётом межчастичного взаимодействия. Предполагается, что длительность импульсов намного меньше времени релаксации биэкситонов.

Учитываются только процессы вынужденного двухфотонного излучения и поглощения света с участием биэкситонов.

Используя гайзенберговские уравнения для операторов рождения фотонов и биэкситонов, мы получили 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 $\Theta_0 = \pm(2k+1)\pi/2$ ($k = 0, 1, 2, \dots$) и константе межчастичного взаимодействия $\nu = 0$ 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). В случаях, когда константа межчастичного взаимодействия $\nu \neq 0$ в системе устанавливается периодический режим эволюции биэкситонов.

Было показано, что амплитуда и период колебаний плотности биэкситонов существенно зависят от начальной разности фаз, от константы межчастичного взаимодействия, а также от расстройки резонанса. Таким образом, видно, что динамикой процесса можно управлять, меняя только лишь начальную разность фаз при сохранении остальных параметров системы.

Предсказывается возможность установления особого режима эволюции системы – режима покоя – при начальной разности $\Theta_0 = \pm k\pi$ ($k = 0, 1, 2, \dots$) и при определённом соотношении между всеми параметрами системы. 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.

ДИНАМИКА ТУННЕЛИРОВАНИЯ БОЗЕ-КОНДЕНСИРОВАННЫХ АТОМОВ В МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ЛОВУШКАХ (ЛИНЕЙНЫЙ РЕЖИМ)

О.Ф. Васильева

ПГУ им. Т. Г. Шевченко, г. Тирасполь

Первые эксперименты, в которых наблюдалась бозе-эйнштейновская конденсация (БЭК) разреженных паров щелочных металлов при сверхнизких температурах, стимулировали дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования этого явления. Результаты таких исследований представляют огромный научный интерес как с точки зрения углубления представлений о конкретном макроскопическом квантовом

явлении, так и с точки зрения проникновения в суть фундаментальных проблем квантовой механики.

Одной из важных физических проблем является динамика бозе - конденсата, изменение его параметров в пространстве и времени.

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 в каждой отдельно взятой яме.

Рассматривая эволюцию системы в линейном пределе, полагая $\nu = 0$ (без учета межатомного взаимодействия) нами показано, что временная эволюция системы в этом случае 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. Плотность атомов периодически изменяется в зависимости от начальной разности фаз атомных амплитуд в обеих ямах ψ_0 , что свидетельствует о возможности фазового контроля процесса туннелирования атомов. Максимальная амплитуда колебаний получается при $\psi_0 = (2k + 1)\pi / 2$, а минимальная – при $\psi_0 = k\pi$.

Полученные в линейном пределе результаты, демонстрируют возможность фазового управления процессом туннелирования бозе–конденсированных атомов между двумя ямами.

МАТЕРИАЛЫ

ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ

МАГНИТОПЛАСТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

А.А. Скворцов, Д.И. Белов

Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск

В данной работе речь пойдет о так называемом магнитопластическом эффекте (МПЭ), т.е. влиянии магнитных полей на различные характеристики элементарных полупроводников.

Впервые этот эффект¹ был обнаружен проф. В.И.Альшицем с сотрудниками и опубликован в 1987 году [1]. В работе описывалось весьма интересное и достаточно неожиданное явление – магнитоиндуцированное движение дислокаций в монокристаллах NaCl. Эффект наблюдался в постоянных магнитных полях ($B < 1$ Тл), при комнатной температуре и при отсутствии внешней нагрузки (рис.1).

Позднее, не только группа проф. В.И.Альшица, но и другие независимые коллективы начали активное изучение МПЭ в различных конденсированных средах [2-4].

Результаты такой активности привели к подтверждению магнитопластичности в NaCl и обнаружению подобных эффектов в других (LiF, KCl, KBr, CsI, Al, Zn, NaNO₂, C₆₀, полимерах и др.) материалах [2-4]. При этом использовались различные виды МП, практически все методики исследования микроструктуры и механических свойств, различные виды нагружения и температурные диапазоны.

Влияние МП обнаружено и на различные свойства полупроводниковых материалов. Так, в [5] проведены экспериментальные исследования долговременной релаксации постоянной решетки, температуры, дислокационной структуры и электрофизических характеристик элементарных полупроводников (Si, Ge) и соединений A^{III}B^V (InSb, InAs, GaAs). Авторами показано, что воздействие на полупроводник МП приводит к длительным (более 10 мин.) изменениям постоянной решетки, ее температуры и дислокационной структуры, следовательно, и характеристик изготовленных полупроводниковых структур. Совокупность полученных результатов позволило авторам сделать вывод о магнитоиндуцированном образовании в

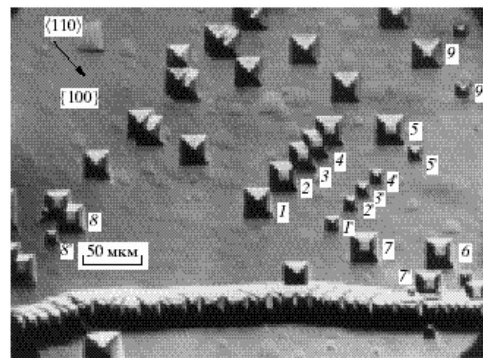


Рис.1. Перемещение дислокаций под действием постоянного магнитного поля в кристаллах NaCl. 1-9 – первоначальные положения дислокаций; 1'-9' – положения дислокаций после приложения магнитного поля 0.5 Тл в течении 2 минут [1].

¹ Предыстория обнаружения магнитопластических эффектов рассматриваться здесь не будет, она достаточно подробно описана в обзорах [2-4].

полупроводниках френкелевских дефектов решетки, их объединению в кластеры, которые по истечении сотен секунд при комнатной температуре распадаются, а френкелевские дефекты аннигилируют.

Движение дислокаций под действием постоянного МП активно исследовалось в полупроводниковых кристаллах InSb [2]. Обнаружено движение 60-градусных дислокаций в этих кристаллах в интервале температур 120-250 °С без какой-либо механической нагрузки в постоянном МП ($B < 0.7$ Тл).

В работах [6,7] обнаружено влияние слабого МП ($B \leq 7$ Тл) на состояние монокристаллов ZnS, приводящее к увеличению интенсивности их электролюминесценции. Установлено также, что МП инициирует необратимые изменения в кристаллах. Предполагается, что магнитное поле «разрешает» релаксационные процессы в подсистеме структурных метастабильных дефектов, в результате чего облегчается движение дислокаций.

Что же касается элементарных полупроводников, то работ по МПЭ в них значительно меньше [2-4]. Хотя спин зависимая рекомбинация на дислокационных оборванных связях в кремнии детально исследована [8], а о влиянии постоянного МП на динамику дислокационной структуры в Si опубликовано (по-видимому, впервые) в работе [9]. Большой интерес вызывают также результаты влияния импульсов МП и его длительного (сутки) последствия на активацию поверхности полупроводников, в том числе и кремния [10].

Таким образом, наличие магнитного поля может заметно влиять на состояние дефектов и подвижность дислокаций даже при отсутствии дополнительных внешних нагрузок (механической, электрической или тепловой природы).

Влияние постоянного магнитного поля на подвижность дислокаций в кремнии

Для опытов использовались 76 мм кремниевые пластины n-типа проводимости ($\rho = 0.01-1$ Ом·см) ориентированные в направлении $[111]$. Их скрайбированием по направлениям $[\bar{1}10]$, $[11\bar{2}]$ и $[111]$ соответственно получали образцы размером $30 \times 10 \times 0.5$ мм³. Ввод дислокаций осуществлялся по описанной ранее технологии - царапанием алмазной пирамидкой полированной поверхности кремния в направлении $[\bar{1}10]$. Для этого на всех образцах вырезанных с ближайших участков одной и той же пластины наносилось не более 2 параллельных царапин, расстояние между которыми значительно превышало максимальный пробег дислокационных полупетель. Плотность дефектов определялась по стандартной кремниевой технологии [11]. Краевые области пластины исключались из рассмотрения.

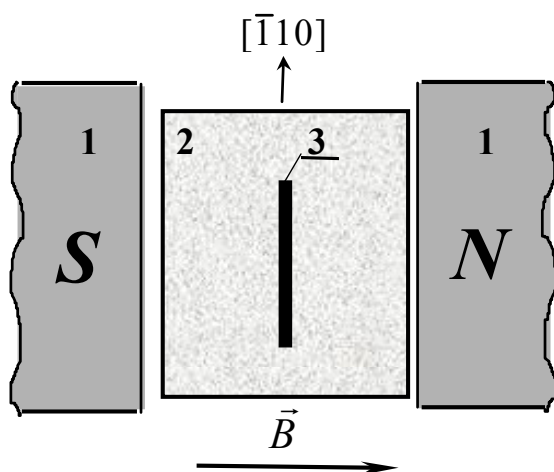
Движение дислокаций инициировалось растягивающими напряжениями до 20 МПа при 120-ти минутном изгибе вокруг оси $[11\bar{2}]$ и

осуществлялось четырехполюсным методом в диапазоне температур 850-950 К. Их смещение контролировалось методом повторного химического травления. Величина пробегов дислокационных полупетель регистрировалась при помощи микроскопа МИИ-4 с помощью окуляр-микрометра с точностью $\sim 0.5 \mu\text{m}$ и фиксировалась по $5 \cdot 10^2 - 10^3$ индивидуальным дислокациям. Характерно, что без механической нагрузки движения дислокаций обнаружено не было. К аналогичному результату приводило и многократное химическое травление поверхности исследуемых образцов. Наблюдаемый эффект указывает на незначительное влияние поверхностных стопоров на динамику перемещения дислокаций, что характерно для кристаллов с высоким значением барьера Пайерлса, к которым относится кремний ($\sim 1.3 \text{ эВ}$).

Обработка дислокационных пластин осуществлялась между полюсами постоянного электромагнита при комнатной температуре в течении 30 минут (рис.2). Направление магнитного поля ($B=0.7 \text{ Т}$) совпадало с направлением $[\bar{1}\bar{1}2]$. Время между магнитной экспозицией и механическим деформированием не превышало 3 минут.

Анализ экспериментальных результатов осуществлялся по гистограммам распределения длин пробега выявленных дислокационных полупетель, несущих информацию о наличии препятствий, преодолеваемых ими при движении. Поскольку спектр стопоров в исследуемых кристаллах весьма широк, экспериментальная гистограмма несет интегральные сведения о преодолении линейным дефектом стопоров различного типа, а также с различным типом движущихся дислокационных сегментов $[110]$.

Действительно, при стимулированном их движении в рельефе Пайерлса подвижность дислокационного сегмента зависит от времени его открепления от стопора, которое, в свою очередь, определяется



эффективной тормозящей способностью стопора в конкретной плоскости скольжения. В исследуемом образце кремния благоприятная плоскость (111). Следовательно, фиксируемые на гистограммах ярко выраженные максимумы должны быть связаны с преодолением различными дислокациями стопоров, имеющих отличную по эффективности тормозящую способность.

Рис.2. Схема расположения пластины кремния (2) с концентратором напряжений (3) между полюсами электромагнита (1). Кристаллографическая ориентация поверхности (111).

Убедительной иллюстрацией этого служат приведенные на рис.3,4 типичные гистограммы распределения дислокационных пробегов в образцах Si ($\rho=0.1$

Ом·см), выдержанных в магнитном поле (сплошная линия) и в контрольных образцах (пунктир). Очевидно, что оба максимума на приведенных гистограммах (указаны стрелками) определяются динамикой взаимодействия дислокаций с различными стопорами при механически активируемом их движении со скоростью V .

Действительно, при конечных температурах на дислокациях устанавливается равновесная концентрация перегибов. Если перегиб на дислокации совершает беспорядочное движение под действием тепловых флуктуаций, то его коэффициент диффузии имеет вид:

$$D = \beta a^2 \omega. \quad (1)$$

Здесь a - пространственный параметр (расстояние между канавками рельефа Пайерлса); β -корреляционный коэффициент; ω -частота перескоков в соответствующем направлении. Через время t дефект может переместиться на расстояние

$$x \approx \sqrt{\frac{a^2}{\tau} n} = \mu_u Ft, \quad (2)$$

где $n = \frac{t}{\tau}$ - число перескоков за время t ; τ -время оседлой жизни перегиба, зависящее от времени задержки дислокации (или ее сегмента) на стопоре; F - сила, действующая на дефект, μ_m -механическая подвижность.

При малых напряжениях перегибы направленно диффундируют в поле внешних сил, вызывая перемещение всей дислокации со скоростью:

$$V = \mu_m F. \quad (3)$$

Поэтому движение фронтальных дислокаций на переднем крае фронта характеризуется наименьшими значениями τ и лимитируется взаимодействием их с низкоэнергетическими препятствиями, обладающими малым временем задержки, концентрация которых на дислокационной линии должна быть преобладающей.

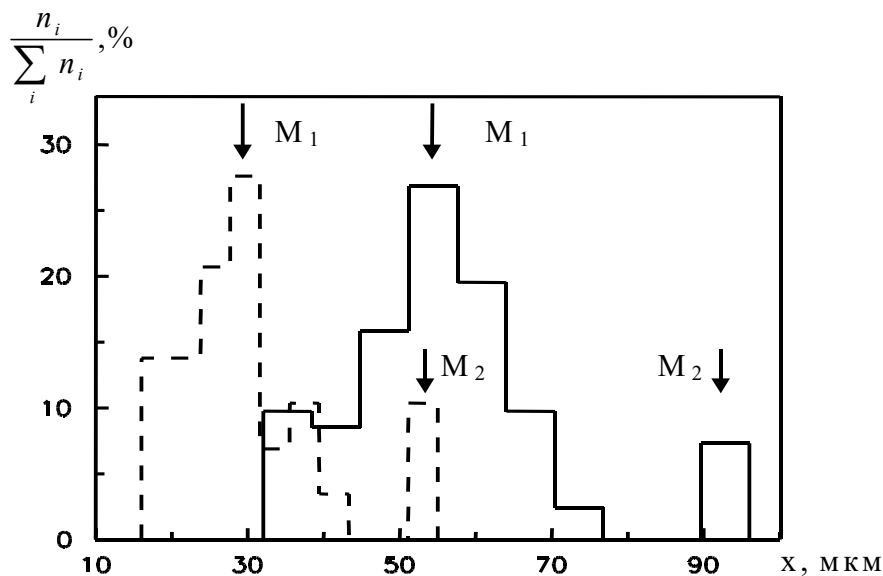


Рис.3. Гистограмма распределения длин пробегов дислокаций при растягивающих напряжениях 20 МПа и T=600 К; пунктир - до обработки в магнитном поле, непрерывная линия - после магнитной обработки при B=0.7 Тл в течении 30 минут

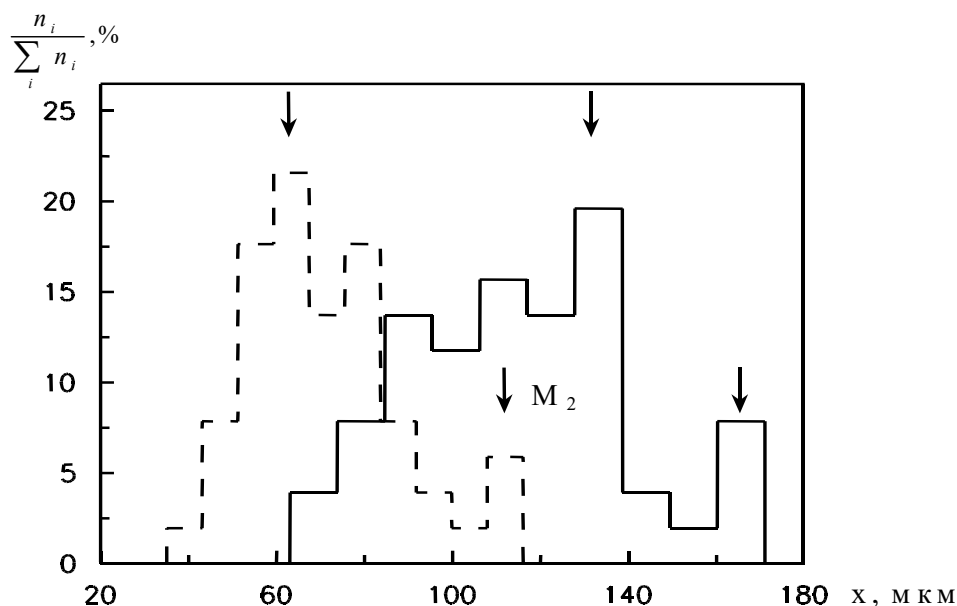


Рис.4. Гистограмма распределения длин пробегов дислокаций при растягивающих напряжениях 20 МПа и T=625 К; пунктир - до обработки в магнитном поле, непрерывная линия - после магнитной обработки при B=0.7 Тл в течении 30 минут.

Доминирование одного типа центров либо одного типа движущихся дислокационных сегментов и определяет сильное различие амплитуды максимумов экспериментальной гистограммы* (рис. 3,4). Увеличение температуры, облегчающее движение дислокаций, должно приводить к закономерному изменению скорости миграции при фиксированной механической нагрузке и, следовательно, увеличению величины пробега L .

Температурные исследования показали, что механическое деформирование необработанных в МП образцов в указанном температурном диапазоне обнаруживают четкие изменения в динамике линейных дефектов (рис.3,4). Так, изменение температуры всего на 25 К приводит к заметному увеличению пробега дислокаций во всем дислокационном ансамбле. Температурные зависимости пробегов до экспонирования в МП представлены на рис.5. Из этих зависимостей видно, что в исходных образцах, величина пробега имеет термоактивационный характер во всем рассматриваемом температурном диапазоне:

$$L = L_o \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right). \quad (4)$$

* На 15% гистограмм, снятых с различных царапин при идентичных условиях деформирования, «малый» максимум практически не проявляется, но «основной» максимум присутствует на всех гистограммах.

Здесь и далее L_o - предэкспоненциальный множитель; T - температура; E_a - кажущаяся энергия активации процесса перемещения дефектов.

Разительное отличие пробегов дислокаций в области максимумов M_1 и M_2 при фиксированной T предполагает различную природу стопоров (возможно и движущихся дислокационных сегментов), следовательно, и различие преодолеваемых ими активационных барьеров. Действительно, для M_1 и M_2 они оказались равными $E_{aL}=2.1\pm 0.1$ эВ и $E_{aS}=1.8\pm 0.1$ эВ соответственно. Полученное значение энергии активации E_{aL} хорошо согласуется с известными литературными данными для подобных экспериментов. Основную ответственность за наблюдаемые различия E_a мы возлагаем на точечные дефекты, лимитирующие динамику дислокаций в дефектном кристалле. Причем соотношение амплитуд максимумов M_1 и M_2 на гистограммах определяет концентрационное различие

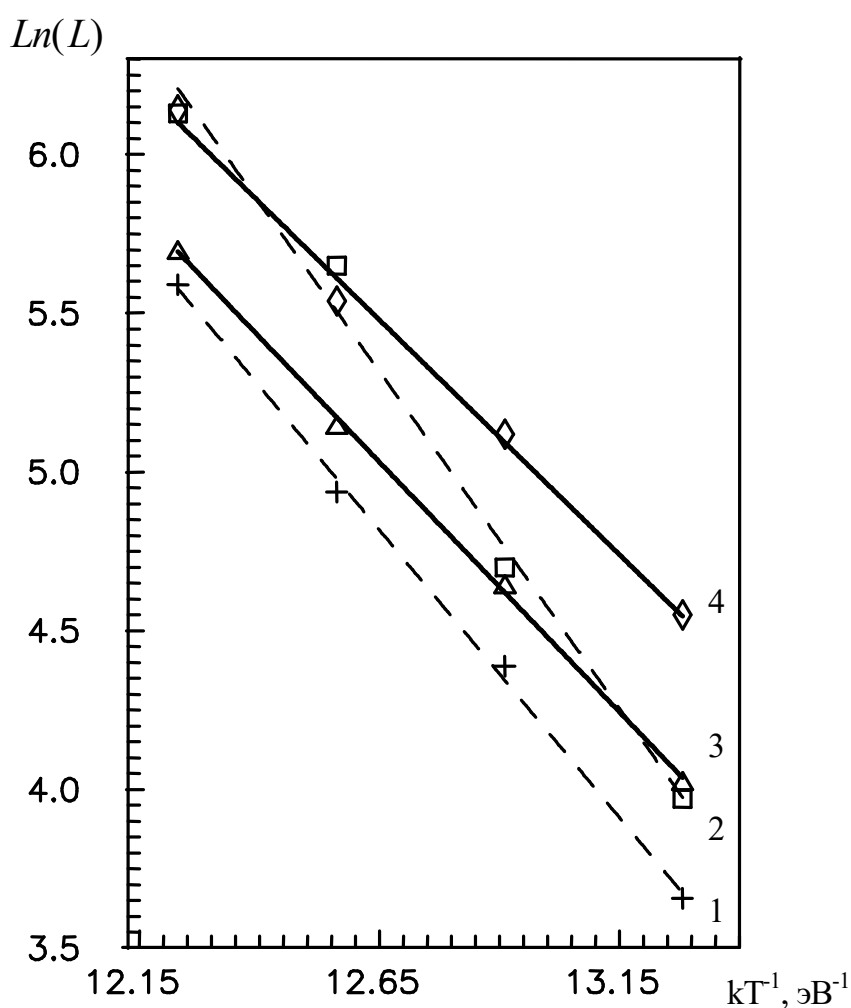


Рис.5. Активационные зависимости до (пунктир) и после (непрерывная линия) магнитной обработки. Линии 1,2-соответствуют максимуму M_1 , а 3,4- M_2 соответственно.

низкоэнергетических и высокоэнергетических стопоров, преодолеваемых дислокациями различного типа.

В другой серии опытов исследовалось влияние магнитных возмущений на движение линейных дефектов при механической нагрузке. Для этого были продублированы вышеописанные эксперименты с предварительной выдержкой образцов в МП. При этом само магнитное поле без последующего приложения

внешней нагрузки не приводило к заметному смещению дислокационных линий. Его роль проявлялась лишь при наложении механического возмущения, отражающего «магнитную» предысторию образца.

Убедительной иллюстрацией этого служат резко отличающиеся гистограммы распределения пробегов дислокаций (рис. 3,4). Видно, что как и в ионных кристаллах [2-4], дислокационная структура кремния «запоминает» факт магнитной экспозиции, что приводит к облегченному движению линейных дефектов после отключения МП. Роль магнитного поля при этом сводится к изменению энергетического состояния ядра дислокации и точечных дефектов, способствующих активизации других типов дислокаций, а также ослаблению их взаимодействия при механически активируемом движении.

Для проверки влияния магнитостимулированных переходов на энергетические барьеры движения дислокаций регистрировались температурные изменения величины их пробегов в кремнии после магнитной экспозиции. Результаты исследований показали увеличение дислокационных пробегов после магнитной обработки во всем исследуемом температурном диапазоне, что свидетельствует о влиянии МП на оба максимума. Отличительная особенность этого влияния проявляется в различной энергии активации, снятой для максимумов M_1 ($E_{aS}=1.6\pm 0.1$ эВ) и M_2 ($E_{aL}=1.4\pm 0.1$ эВ) на экспериментальных гистограммах (3,4, рис.5). Таким образом, МП способствует некоторому понижению энергетических барьеров при механически активируемом движении дефектов, что согласуется с результатами работ по деформации кристаллов LiF и InSb в постоянном МП [2,4].

Кинетика перемещения дислокаций при совместном действии температуры и магнитного поля определяется термоактивационным и магнитостимулированным вкладами. При увеличении температуры термоактивационная составляющая растет, а магнитостимулированная остается постоянной. Поэтому влияние магнитного поля на пробег дислокаций ярче проявляется в области более низких температур, а сильное различие в динамике дислокаций после магнитной обработки определяется концентрационным преобладанием стопоров встречаемых фронтальными дислокационными сегментами при движении. Повидимому, это косвенно указывает на распад сформировавшихся в МП магниточувствительных комплексов при столь высоких температурах обработки. При комнатных температурах подобные комплексы должны обладать большей стабильностью.

Таким образом, нами зафиксирован магнитопластический эффект в монокристаллическом кремнии, выражающийся в изменении пробегов дислокационных полупетель при внешнем механическом воздействии после обработки кремниевых пластин в постоянном МП.

Природа магнитопластичности диамагнитных кристаллов

Как уже отмечалось, начиная с момента обнаружения МПЭ [1,2] предпринимались попытки выяснения механизмов магнитопластичности. Первые объяснения МПЭ при помощи силы Лоренца, действующей на заряженные дислокации, вихревых электрических полей, наличия

ферромагнитных преципитатов в диамагнитном теле и т.д. (подробнее смотри обзоры [2-4]) окончились неудачно.

Первая проблема здесь связана малой величиной энергии $\mu_B B$, которая по сравнению с kT для комнатных температур и полей ≤ 10 Тл имеет порядок $\frac{\mu_B B}{kT} \sim 10^{-3}$. Очевидно, что такая «добавка», сообщаемая какому-либо структурному дефекту, не может напрямую изменить состояние как самого дефекта, так и диамагнитной матрицы.

Большие трудности существуют также и в самой теории дислокаций [4]: явная нехватка информации об атомной и электронной структуре реальных дислокаций в кристаллах (особенно в дислокационных ансамблях, движущихся от концентраторов напряжений); не всегда известна природа и характеристики взаимодействия дислокационного ядра со стопором; не ясны атомные механизмы преодоления препятствий движущимися дислокациями и т.д. Кроме того, и участок дислокации и стопор (в нашем случае это, по-видимому, примесный комплекс) представляют собой квазичастицу, состоящую из многих атомов. Поэтому необходимо допустить возможность влияния МП и на их собственную структуру еще до взаимодействия. Все это заметно затрудняет интерпретацию магнитопластических эффектов и вместе с тем делает рассматриваемую область еще более привлекательной для исследователей.

Значительно ранее обнаружения МПЭ, были описаны эффекты влияния слабого МП ($B \leq 1$ Тл) на фотоэлектрические свойства органических полупроводников при близких к комнатной температурах [2-4,12]. Обнаруженные явления принципиально отличались от известных кинетических «аномальным» поведением отклика (насыщение в магнитных полях $B < 1$ Тл, отсутствие ориентационной зависимости \vec{j} и \vec{B} и т.д.).

Все эти эффекты, а также влияние постоянного МП на радикальные реакции в растворах были интерпретированы как следствие синглет-триплетных переходов в радикальной паре [12]. Для однозначного доказательства влияния МП на спиновую подсистему были разработаны резонансные методики, напоминающие известные радиоспектроскопические. Отличие состояло лишь в том, что откликом исследуемой системы на резонанс была не поглощенная СВЧ мощность, а изменение макроскопического отклика* (фототок, интенсивность фотолюминесценции и т.д.).

* В последствии подобные методы было предложено называть Reaction Yield Detected Magnetic Resonance (RYDMR) – резонансы, регистрируемые по величине какого-либо отклика на воздействие МП [2-4].

В рамках этих представлений, магнитное поле может эффективно действовать только на неравновесные системы, проходящие через короткоживущие возбужденные состояния, в которых может быть изменена мультиплетность взаимодействующей пары. Более того, макроскопическое проявление (в виде изменения фототока, скорости пластического течения, микротвердости, электролюминесценции и т.д.) возможно лишь в случае, когда обеспечивается отвод новых реагентов, образовавшихся в условиях воздействия МП, из реакционной ячейки быстрее, чем происходит их рекомбинация и возврат к исходному состоянию. Сама же реакция должна иметь несколько альтернативных «каналов протекания». Таким образом, слабое МП может действовать на реакцию не «силовым путем», а при помощи спин-зависимого переключения «каналов протекания» реакции. При таком подходе понятно почему «малая добавка» в энергию приводит к заметным изменениям параметров системы [12].

В 1991 году В.И.Альшицем [13] и М.И.Молоцким [14] было предложено использовать подобный подход для описания природы МПЭ. Авторы конечно понимали, что условия протекания реакций между структурными дефектами в кристалле и реагентами в жидкости значительно различаются. Так, в реальном кристалле (в том числе и элементарном полупроводнике) имеется гораздо большее количество, нежели в жидкости, структурных дефектов, способных вступать между собой в реакции. Кроме того, дефекты находятся между собой на достаточно близком расстоянии. Время пребывания в реакционной ячейке двух радикалов, определяется в большей степени влиянием внешних и внутренних напряжений, нежели тепловым движением. И наконец спин-решеточная релаксация в кристалле значительно быстрее разрушает спиновые корреляции в парах. Тем не менее, несмотря на указанные трудности, этот подход достаточно прочно укрепился при анализе МПЭ в различных конденсированных средах [2-4].

Для доказательства адекватности такого подхода авторами [3,4] была использована методика радиоспектроскопии и исследованы механические характеристики образца в скрещенных постоянном и СВЧ МП в условиях электронного парамагнитного резонанса (ЭПР).

Пластичность кристаллов в условиях действия внешних МП исследовали с помощью измерения пробегов индивидуальных дислокаций (до 400 отдельных дефектов). Образцы помещались внутрь волновода H_{10} , соединенного с клистроном (9.5 ГГц), который генерировал поток излучения мощностью не более 10 мВт. Сам волновод помещался между полюсами электромагнита, который создавал постоянные МП с индукцией не более 0.8 Тл [3,4].

Результаты исследований показали, что экспозиция кристаллов в постоянном МП с одновременным действием СВЧ излучения в течении 15 минут (в конфигурации $B_1 \perp B_0$) приводила к качественному изменению зависимости $L(B_0)$. Если же постоянное и СВЧ поля были приложены в

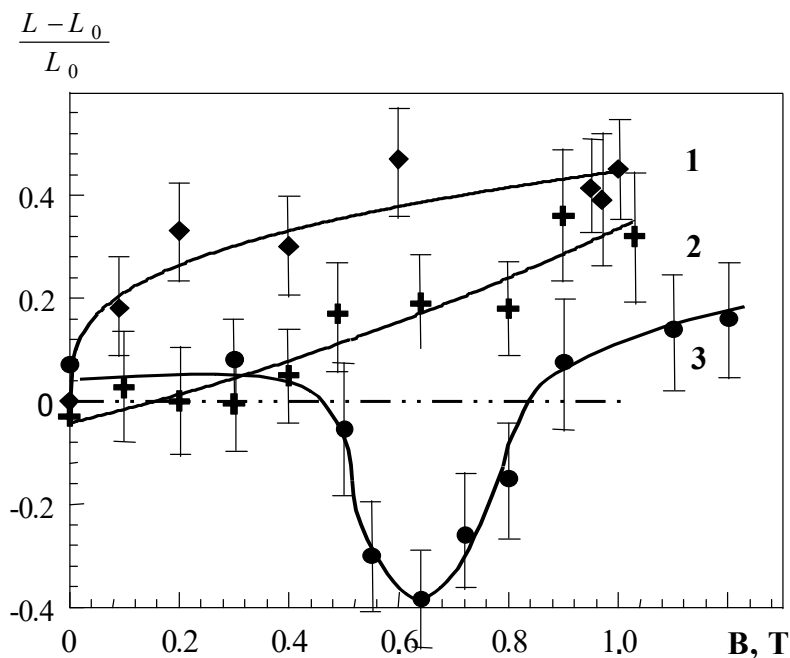


Рис.7. Зависимости относительного пробега дислокаций под действием механической нагрузки от индукции постоянного магнитного поля B_0 , прикладываемого перед нагружением: **1**- в отсутствие СВЧ поля, **2** – при совместном действии постоянного и СВЧ магнитных полей в ориентации $B_0 \parallel B_1$, **3** - при совместном действии постоянного и СВЧ магнитных полей в ориентации $B_0 \perp B_1$. Мощность СВЧ в резонаторе ~ 0.3 Вт. Во всех опытах $B_0 \parallel [100]$.

конфигурации $B_1 \parallel B_0$, пики на зависимости $L(B_0)$ исчезали, а сама зависимость становилась практически монотонной, как и в отсутствие СВЧ поля.

Экспериментально найденные величины резонансных полей $B_{res1}=0.12\pm 0.02$ Тл, $B_{res2}=0.18\pm 0.02$ Тл и $B_{res3}=0.32\pm 0.02$ Тл соответствуют

значением поля $B = h\nu / \mu_B g B_0$, при которых на используемой частоте СВЧ происходят резонансные переходы между расщепленными в постоянном МП

спиновыми подуровнями электронов с эффективными факторами спектроскопического расщепления $g_1=5.7\pm 0.7$, $g_2=3.8\pm 0.3$, $g_3=2.1\pm 0.2$.

Аналогичные опыты, проведенные нами [15] на кремнии приведены на рис.7. В отсутствие СВЧ поля рост постоянного МП, направленного вдоль $[100]$, вызывал монотонное увеличение $(L-L_0)/L_0$ (1, рис.7). Т.е. после экспозиции кристаллов в одном только постоянном МП наблюдается разупрочнение кристаллов, сходное с тем, о котором сообщалось ранее в [2-4].

Присутствие СВЧ магнитного поля мощностью $P \sim 0.3$ Вт радикально изменяет зависимость $L(B_0)$. Если магнитная компонента СВЧ поля B_1 направлена перпендикулярно вектору индукции постоянного МП $B_0 \parallel [100]$, зависимость величины $(L-L_0)/L_0$ от B_0 становится немонотонной. При $B_0 = 0.6$ Тл наблюдается ее резкое (двукратное) уменьшение по сравнению с опытами без СВЧ поля (3, рис.7).

Одно из главных отличий полученных результатов от экспериментов с ионными кристаллами [2-4] заключается в том, что в наших опытах наблюдается уменьшение пробега дислокаций под действием постоянного и микроволнового МП, а не их увеличение. Исчезновение резонансного упрочнения кристаллов при параллельной ориентации

векторов \mathbf{V}_1 и \mathbf{V}_0 и наличие упрочнения при $\mathbf{V}_1 \perp \mathbf{V}_0$ однозначно свидетельствует о том, что причиной изменения подвижности дислокаций является возбуждение электронного парамагнитного резонанса и спиновых переходов в дефектах структуры.

Значение $V_0 \sim 0.6$ Тл, при котором наблюдается резонансное упрочнение в ориентации $\mathbf{V}_0 \parallel [100]$ при $\mathbf{V}_1 \perp \mathbf{V}_0$, позволяет оценить величину эффективного g-фактора $g_{[100]} \sim 1.1$, пользуясь условием ЭПР: $g\mu_B V_0 = h\nu$, где μ_B - магнетон Бора, h – постоянная Планка. В отличие от ионных кристаллов [2-4], в наших опытах наблюдается только один резонансный пик. Это может означать, что электронные спины дефектов-компонент магниточувствительной пары равны $S_e = 1/2$. Эффективный g-

фактор в ориентации $\mathbf{V}_0 \parallel [0\bar{1}1]$ при $\mathbf{V}_1 \perp \mathbf{V}_0$ составляет $g_{[011]} \sim 2.3$.

Таким образом, обнаруженное резонансное влияние постоянного и скрещенного с ним переменного сверхвысокочастотного магнитных полей на подвижность дислокаций в монокристаллах кремния p-типа свидетельствует о том, что первичные элементарные процессы обнаруженных магнитопластических эффектов являются спин-зависимыми в монокристаллах кремния.

1. Альшиц В.И., Даринская Е.В., Перекалина Т.М., Урусовская А.А. О движении дислокаций в кристаллах NaCl под действием постоянного магнитного поля. //ФТТ. 1987. Т. 29. Вып.2. С.467-471.
2. Альшиц В.И., Даринская Е.В., Колдаева М.В., Петржик Е.А. Магнитопластический эффект: основные свойства и физические механизмы. //Кристаллография. 2003. Т.48. №5. С.838-867.
3. Головин Ю.И. Магнитопластичность твердых тел. М.:Машиностроение-1. 2003. 107 с.
4. Моргунов Р.Б. Спиновая микромеханика в физике пластичности. //УФН. 2004. Т.174. №2. С.131-153.
5. Давыдов В.Н., Лоскутова Е.А., Найден Е.Н. Запаздывающие структурные изменения в полупроводниках, стимулированные магнитным полем. //ФТП. 1989.Т.23. №9. С.1696-1599.
6. Головин Ю.И., Моргунов Р.Б. и др. Влияние магнитного поля на пластичность, фото- и электролюминесценцию монокристаллов ZnS.// ПЖЭТФ. Т.69. Вып.2. С.114-118.
7. Головин Ю.И., Моргунов Р.Б., Баскаков А.А., Шмурак С.З. Влияние магнитного поля на интенсивность электролюминесценции монокристаллов ZnS. //ФТТ. 1999. Т.41. №11. С.1944-1947.
8. Кведер В.В., Осипьян Ю.А., Шалыкин А.И. Модель спин-зависимой рекомбинация свободных носителей через дислокационные оборванные связи в магнитных полях.// ЖЭТФ. 1982. Т.85. Вып.2(8). С.699-705.

9. Солошенко И.И., Золотарев А.Ф. в кн. Механизмы внутреннего трения в полупроводниковых и металлических материалах М.: Наука. 1972. с.35.
10. Левин М.Н., Татаринцев А.В., Косцова О.А., Косцов А.М. Активация поверхности полупроводников воздействием импульсного магнитного поля. //ЖТФ. 2003. Т.73. №10. С.85-87.
11. Скворцов А.А., Орлов А.М., Гончар Л.И. Влияние слабого магнитного поля на подвижность дислокаций в кремнии. //ЖЭТФ. 2001. Т.120. Вып.1(7). С.134-138.
12. Зельдович Б.Я., Бучаченко А.Л., Франкевич Е.Л. Магнитно-спиновые эффекты в химии и молекулярной физике. //УФН. 1988. Т.155. №1. С.3-45.
13. Альшиц В.И., Даринская Е.В., Петржик Е.А. "In situ" изучение магнитопластического эффекта в кристаллах NaCl методом непрерывного травления.// ФТТ. 1991. Т.33. Вып.10. С. 3001–3010.
14. Молоцкий М.И. Возможный механизм магнитопластического эффекта. //ФТТ. 1991. Т. 33. №10. С.3112- 3115.
15. Осипьян Ю.А., Моргунов Р.Б., Баскаков А.А., Орлов А.М., Скворцов А.А. и др. Магниторезонансное упрочнение монокристаллов кремния. //Письма в ЖЭТФ. 2004. №2. С.857-864.

РЕНТГЕНСПЕКТРАЛЬНЫЙ ЭЛЕМЕНТНЫЙ АНАЛИЗ ПРИ ЭЛЕКТРОННОМ И РЕНТГЕНОВСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

М.А. Фаддеев

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

Различные проблемы нано-, микро- и оптоэлектроники, а также задачи соответствующих высоких технологий требуют, в частности, синтеза кристаллических, аморфизованных и гетеро- структур весьма сложного состава. Современные методы рентгеноструктурного анализа позволяют расшифровать атомную структуру исследуемого вещества, т.е. определить параметры элементарной ячейки, химические номера и координаты атомов. Однако с ростом сложности синтезируемых структур всё чаще возникают серьезные трудности в их расшифровке.

Во-первых, атомы химических элементов с близкими порядковыми номерами Z (особенно отличающиеся на единицу $Z \pm 1$) могут в кристаллической структуре находиться в одинаковом зарядовом состоянии. А так как интенсивность рентгеновских дифракционных максимумов (РДМ) пропорциональна локальной электронной плотности в окрестности центра атома, то такие атомы однозначно не идентифицируются на рентгенодифракционных картинах.

Другая существенная трудность рентгенодифракционной расшивки кристаллических структур обусловлена тем, что часто определенные правильные системы точек заполняются атомами различных химических элементов по исходно неизвестной статистической закономерности.

Кроме того, задача исследования атомной структуры осложняется из-за неизбежных при синтезе микронеоднородностей в приготовленных образцах, а именно: блочности, двойникования, формирования областей различных фаз и т.д.

Практика показывает, что значительное количество сложных ситуаций разрешаются параллельным проведением элементного анализа исследуемых образцов. Химический количественный элементный анализ по известным причинам имеет сравнительно малое применение в микроэлектронике и нанотехнологии. Широкое распространение получил спектральный (атомно-абсорбционный) элементный анализ. В последние годы всё более востребованным становится рентгеноспектральный элементный анализ (РСЭА) [1].

Физической основой метода РСЭА является регистрация спектров характеристического рентгеновского излучения (ХРИ). ХРИ генерируется атомом (или ионом), у которого предварительно создаются вакансии во внутренних электронных оболочках, т.е. в оболочках с малым значением главного квантового числа. Вакансия через малое время заполняется электроном, переходящим с более внешней оболочки, а разность энергий оболочек ΔE либо передается электрону Оже, либо испускается в виде фотона рентгеновского диапазона, формируя поток ХРИ. Так как набор энергетических уровней электронной подсистемы атома индивидуален для каждого химического элемента, то и спектр фотонов, генерируемых вышеописанным механизмом, является характерным для данного химического элемента [2].

Основным достоинством РСЭА полагается надежное определение относительной концентрации элемента в исследуемом образце, независимо от их характера химических связей атомов этого элемента. Однако, если заполнение вакансии происходит электроном внешней оболочки, то спектр ХРИ может несколько отличаться от соответствующего спектра изолированного атома [3].

Вторым важным достоинством РСЭА является неразрушающий характер (в отличие, например, от атомно-абсорбционного метода). Здесь также следует заметить, что мощные потоки первичного излучения, инициирующего ХРИ, иногда приводят к дегидратации образца, термическому разложению и другим химическим реакциям, которые сопровождаются потерей некоторых элементов путем дегазации.

Методы РСЭА различаются, в первую очередь, типом возбуждающего излучения. РСЭА, использующий возбуждение ХРИ потоками протонов, альфа-частиц и других легких ионов, обладает рядом неоспоримых преимуществ [4, 5]. Однако эта методика требует использования

ускорителя массивных частиц, что обуславливает громоздкость, значительное энергопотребление и высокую стоимость экспериментальных установок.

Большее распространение в современной экспериментальной физике получили установки РСЭА с фотонным (точнее, рентгеновским) и электронным возбуждением ХРИ.

Фотонное возбуждение рентгеновской флуоресценции осуществляется, чаще всего, с помощью рентгеновской трубки. Анодное напряжение в несколько десятков киловольт направляет поток электронов на мишень из тугоплавкого металла (например, родия). В экспериментальных установках, как правило, кинетическая энергия ускоренных электронов превышает энергию ионизации K -оболочки атомов анода рентгеновской трубки. Например, анодное напряжение при использовании родиевого анода рентгеновской трубки обычно устанавливается равным 30 – 40 кВ при энергии ионизации K -оболочки 23,2 кэВ. Как следствие, на непрерывную (тормозную) компоненту, образующихся первичных рентгеновских лучей, накладываются интенсивные характеристические спектральные линии. Величина перенапряжения обычно выбирается такой, что интенсивность первичного ХРИ значительно превышает интенсивность непрерывной составляющей. Поток первичных рентгеновских лучей через бериллиевое окно направляется на исследуемый образец.

Вероятность фотоионизации любой электронной оболочки резко падает с ростом энергии фотона. По этой причине фотоны K -линий первичных рентгеновских лучей, в основном, ионизируют тяжелые химические элементы, L -линий – более легкие элементы. В результате исследуемый образец становится источником спектральных линий ХРИ атомов, находящихся в нем.

Следует упомянуть, что в качестве источников первичного (возбуждающего) рентгеновского излучения также используются радиоактивные изотопы и синхротронное излучение. По понятным причинам, эти методы возбуждения рентгеновской флуоресценции имеют меньшее распространение в научной практике.

К сожалению исследователей, интенсивность спектральной линии ХРИ не прямо пропорциональна концентрации атомов, генерирующих эту линию, что объясняется совокупностью различных физических процессов, происходящих в облучаемом веществе. Пусть коллимированный поток монохроматических первичных рентгеновских лучей с длиной волны λ_0 и интенсивностью I_0 падает под нормальным углом ψ_0 на поверхность исследуемого образца толщиной d . При этом во входное окно детектора (спектрометра) попадет узкий пучок вторичных рентгеновских лучей под углом ψ_1 относительно нормали к входной поверхности образца. Тогда регистрируемая интенсивность I_λ определенной спектральной линии ХРИ

с длиной волны λ связывается с концентрацией искомых атомов n_Z следующим соотношением

$$I_\lambda = I_0 n_Z \frac{s_0}{4\pi R^2} \sigma_k \omega_k p_{kj} \frac{\lambda_0}{\lambda} \frac{1 - \exp\left\{-\left[\frac{\mu_0}{\cos(\psi_0)} + \frac{\mu_1}{\cos(\psi_1)}\right]d\right\}}{\frac{\mu_0}{\cos(\psi_0)} + \frac{\mu_1}{\cos(\psi_1)}} \quad (1)$$

где s_0 – площадь поперечного сечения пучка первичных рентгеновских лучей, R – расстояние от места падения первичного пучка до входного окна детектора, σ_k – сечение ионизации k -оболочки анализируемого химического элемента, ω_k – соответствующий выход флуоресценции, p_{kj} – вероятность заполнения образованной вакансии путем радиационного перехода с испусканием регистрируемой спектральной линии k -серии ХРИ. Величины μ_0 и μ_1 представляют собой линейные коэффициенты ослабления вещества исследуемого образца для рентгеновских лучей с длиной волны λ_0 и λ соответственно. Коэффициенты μ_0 и μ_1 выражаются суммами вида:

$$\sum_{i=1}^N n_i \sigma_i^{(t)}, \quad (2)$$

где n_i – концентрации атомов отдельных химических элементов, $\sigma_i^{(t)}$ – полные сечения взаимодействия рентгеновских фотонов с этими элементами, N – количество различных химических элементов в исследуемом образце. Таким образом, зависимость интенсивности спектральной линии рентгеновской флуоресценции от концентрации анализируемого химического элемента является существенно нелинейной.

Сечения поглощения инициирующего рентгеновского излучения и генерируемых линий ХРИ существенно зависят от взаиморасположения длины волны и краев поглощения электронных оболочек атомов исследуемого вещества. При этом сильное поглощение некоторых спектральных линий вызывает значительную вторичную флуоресценцию, что может существенно исказить результаты элементного анализа. Характерным является пример измерения процентного содержания мышьяка в ураносодержащих минералах, которое измеряется по интенсивности спектральной линии K_α мышьяка. Существенно, что фотоны спектральной линии L_α ХРИ урана имеют энергию 13,5 кэВ, т.е. немного выше энергии ионизации K -оболочки атома мышьяка, равной 11,9 кэВ. Так как сечение фотоионизации достигает максимума вблизи края поглощения, то ХРИ урана инициирует дополнительный поток фотоны спектральных линий K -серии ХРИ мышьяка, что значительно искажает

зависимость интенсивности спектральной линии K_{α} мышьяка от его концентрации.

При фотоионизации определенной электронной оболочки атомов произвольного химического элемента, очевидно, параллельно происходит ионизация всех более внешних оболочек этих атомов. Следовательно, на K -серии ХРИ всегда накладывается L -серия и ещё более длинноволновые. Кроме того, заполнение вакансий в низкоэнергетических электронных оболочках со значительной вероятностью происходит каскадным путем, что увеличивает вклад в интенсивность генерируемого излучения длинноволновых спектральных серий ХРИ. Такие эффекты часто мешают проведению рентгеноспектрального элементного анализа, так как длинноволновые спектральные линии ХРИ тяжелых элементов иногда почти точно накладываются на коротковолновые спектральные линии ХРИ легких элементов.

В результате фотоионизации электронных оболочек атомов часто образуются электроны с энергией, достаточной для дополнительной ионизации, что приводит к увеличению интенсивности некоторых спектральных линий ХРИ. Расчет такого дополнительного вклада в интенсивность рентгеновской флуоресценции весьма сложен.

Выход флуоресценции для легких химических элементов довольно мал. Это обуславливает не только малую интенсивность характеристических спектральных линий, но и инициирует интенсивные потоки электронов Оже, которые вызывают дополнительную ионизацию электронных оболочек, что также приводит к искажению спектров ХРИ.

Для получения надежных результатов методом РСЭА требуется использование эталонов, которые исследователям часто приходится готовить самостоятельно. Нелинейный вид зависимости интенсивности линий ХРИ от концентрации атомов исследуемого элемента вызывает необходимость построения градуировочной кривой по нескольким эталонам. При этом концентрация в эталонах прочих химических элементов должна быть близкой к концентрации этих элементов в исследуемых образцах. В таких ситуациях сопутствующие процессы, происходящие в веществе, дают минимальное искажение результата элементного анализа.

В задачах, где требуется определять относительное содержание двух химических элементов, можно готовить серию эталонов, использовать прессованную смесь порошков окислов (или гидроокислов) этих элементов. Если интересующие нас элементы имеют химические номера $Z > 10$, то присутствие в эталонах произвольного количества кислорода практически не окажет влияния на точность измерения концентрации анализируемых элементов.

РСЭА с электронным возбуждением ХРИ обладает рядом несомненных достоинств [6]. Источником первичных электронов является электронная пушка с ускоряющим напряжением до нескольких десятков киловольт.

При расчете рентгеновской флуоресценции следует учитывать, что ускоренные электроны, попадая в облучаемый образец, тормозятся, двигаясь по очень извилистым траекториям, и инициируют сложную цепь взаимосвязанных процессов, в результате которых образуются рентгеновские и оптические фотоны, рассеянные, вторичные и Оже-электроны, формируются локальные электрические токи, происходит перегрев области облучения и т.д. По этим причинам механизм рентгеновской флуоресценции при электронном возбуждении описывается весьма сложными уравнениями. Часто используется выражение для интенсивности генерирования определенной спектральной линии ХРИ, основанное на теории торможения электронов в веществе, разработанной Бете [1]:

$$\frac{g_k b_{zk}}{4\pi Z E_k} \left\{ U - 1 - \frac{\ln(X)}{X} [Li(XU) - Li(X)] \right\} \omega_k p_{kj} \quad (3)$$

где Z – порядковый номер анализируемого химического элемента, E_k – энергия ионизации k -оболочки, g_k – количество электронов на этой оболочке, b_{zk} – безразмерный параметр ионизации k -оболочки анализируемого элемента, определяемый экспериментально, Li – интегральная логарифмическая функция. Безразмерный параметр X выражается формулой

$$X = \frac{A_1 E_k}{J} \quad (4)$$

где J – средняя энергия возбуждения атома данного химического элемента, A_1 – константа. Параметр U равен отношению начальной кинетической энергии электрона E_0 к энергии ионизации k -оболочки.

Заметим, что в формуле (3) не учтен процесс обратного рассеяния электронов. В результате многократных актов рассеяния такие электроны выходят из облучаемого образца и не участвуют в ионизации внутренних электронных оболочек атомов, что приводит к снижению интенсивности рентгеновской флуоресценции, относительно рассчитанной по формуле (3). Кроме того, в выражении (3) не учитывается ослабление интенсивности потока ХРИ при выходе изнутри облучаемого образца. Приближенная оценка этого эффекта дается умножением величины (3) на фактор Филибера [1]:

$$\frac{1}{\left(1 + \frac{\chi}{\tau}\right) \left(1 + \frac{\beta \chi}{1 + \beta \tau}\right)} \quad (5)$$

Параметры формулы (5) задаются следующими выражениями.

$$\chi = \frac{\mu_1}{\rho \cos(\psi_1)}, \quad \tau = \frac{A_2}{Z^2}, \quad \beta = \frac{A_3}{E_0^{5/3} - E_k^{5/3}} \quad (6)$$

где ρ – плотность вещества образца, A_2 и A_3 – константы.

В исследовательских установках фокусировка с помощью электромагнитных линз позволяет формировать мощный и узкий пучок электронов диаметром до 3 нм. По этой причине возможен локальный элементный анализ исследуемого вещества с высоким поверхностным разрешением. Как правило, такие установки рентгеноспектрального микроанализа сопрягаются с электронными растровыми микроскопами большого увеличения.

На практике возможен РСЭА областей размером от десятых долей до нескольких микрон. Размер анализируемой области, имеющей характерную «грушевидную» форму, определяется, прежде всего, атомным номером вещества, его массовой плотностью и кинетической энергией первичных электронов.

Для сравнения заметим, что при фотонном возбуждении ХРИ используются пучки первичного излучения диаметром несколько миллиметров или сантиметров.

Кроме того, к.п.д. генерирования ХРИ в образце электронным пучком гораздо выше по сравнению с рентгеновским возбуждением.

РСЭА с электронным возбуждением весьма удобен для исследования металлов и других хороших проводников электрического тока. Широко проводятся прецизионные исследования микрозернистой структуры металлов и межзеренных границ.

Напротив, при облучении электронами диэлектрических кристаллов или стекол на внешней поверхности образца накапливается электрический заряд, который, в конечном счете, приводит к значительному искажению результатов элементного анализа. Для проведения РСЭА с помощью электронного микроанализатора используется предварительное покрытие внешней поверхности образца тонкой пленкой электропроводящего вещества с малым химическим номером. Бериллий практически не применяется из-за своей дороговизны и токсичности. Напыление углеродной пленки должно проводиться в вакууме, что исключает возможность исследования некоторых классов веществ. Кроме того, покрытие такой пленкой делает невозможным элементный анализ на углерод и затрудняет анализ других легких элементов.

Независимо от способа возбуждения ХРИ для практической реализации РСЭА необходимы методики спектрометрии рентгеновского излучения с малой погрешностью измерения длины волны или энергии регистрируемых спектральных линий. В зависимости от диапазона длин волн применяются полупроводниковые, сцинтилляционные и газонаполненные детекторы. В настоящее время наиболее широко

используются два различных метода спектрометрии ХРИ, получившие название энергодисперсионного и волнодисперсионного.

В первом из них, регистрация спектров ХРИ проводится полупроводниковым детектором (чаще всего, германиево-литиевым) с азотным охлаждением. Рентгеновский фотон, попав в рабочую область детектора, претерпевает, вообще говоря, несколько актов взаимодействия и в результате поглощается. При этом в полупроводнике образуется несколько пар электронов проводимости и дырок, электрический заряд которых пропорционален энергии ε поглощенного фотона. Сбор зарядов электрическим полем приводит к формированию на выходе детектора импульса пропорционального энергии ε . В полученном аппаратном спектре каждой линии ХРИ соответствует пик, полуширина которого на полувысоте определяет энергетическое разрешение регистрирующей системы, равное по порядку величины 100 эВ.

В волнодисперсионных системах перед детектором ХРИ устанавливается высокосовершенный кристалл-анализатор, на который падает анализируемое рентгеновское излучение. В кристалле-анализаторе формируются дифрагированные пучки, направление каждого зависит от длины волны в соответствии с уравнением Вульфа-Брэгга. При этом детектор работает в режиме счета попавших в него частиц (рентгеновских фотонов). Для регистрации спектра в широком диапазоне кристалл-анализатор и детектор согласовано перемещаются по окружности Роуланда. Современные волнодисперсионные системы, как правило, снабжаются набором кристаллов-анализаторов с различным периодом кристаллической решетки для спектрометрии разных поддиапазонов рентгеновского излучения.

В волнодисперсионных системах энергетическое разрешение определяется, в первую очередь, точностью установки углов гониометра и совершенством кристалла-анализатора. Как следствие, в качестве детекторов могут использоваться сцинтилляционные и газонаполненные счетчики частиц, не требующие азотного охлаждения. При этом энергетическое разрешение отдельных пиков спектральных линии ХРИ может быть доведено до ~ 10 эВ. Существенным недостатком волнодисперсионных спектрометров является сравнительно долгое время регистрации спектра, что влечет жесткие требования к контролю дрейфа аппаратных параметров системы.

1. Павлинский Г.В. Основы физики рентгеновского излучения. М.: Физматлит. 2007.
2. Фаддеев М.А., Чупрунов Е.В. Физика атомов и молекул. Н.Новгород. Изд.ННГУ. 2007.
3. Мазалов Л.Н. Рентгеновские спектры и химическая связь. Новосибирск. Наука. 1982.

4. Коляда В.М., Зайченко А.К., Дмитриенко Р.В. Рентгеноспектральный анализ с ионным возбуждением. М.: Атомиздат. 1978.
5. Вольдсет Р. Прикладная спектрометрия рентгеновского излучения. М.: Атомиздат. 1977.
6. Гоулдстейн Дж. и др. Растровая электронная микроскопия и рентгеновский микроанализ. М.: Мир. 1984

ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРОВ СПЕКТРОВ ЭПР ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ И КОНЦЕНТРАЦИИ КАТАЛИЗАТРА В СШИТОМ ПОЛИЭТИЛЕНЕ

А.М. Зюзин, В.В. Радайкин, С.Н. Сабеев

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

Целью данной работы является исследование влияния концентрации катализатора и температуры на основные параметры спектра ЭПР в сшитом полиэтилене, определение зависимости концентрации парамагнитных центров от концентрации катализатора, нахождение числа поперечных связей, приходящихся на одну макромолекулу в сшитом полиэтилене.

В процессе сшивки полиэтилена катализатор распределяется неравномерно, поэтому число связей, приходящиеся на макромолекулы, имеют среднестатистическое значение, а не являются константой.

В ходе экспериментальных

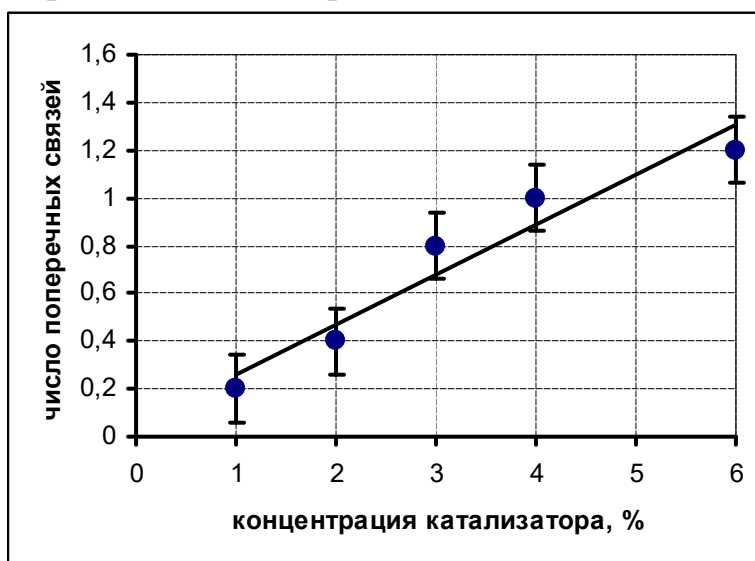


Рис. 1. Зависимость числа поперечных связей в сшитом полиэтилене, приходящиеся на две макромолекулы, от концентрации катализатора в сшитом полиэтилене.

исследований обнаружено (рис. 1), что наблюдается прямая зависимость числа поперечных связей в сшитом полиэтилене от концентрации катализатора в диапазоне концентраций 1% - 6%. Обнаружено, что в спектрах ЭПР сшитого полиэтилена с катализатором наблюдается одиночный пик поглощения, обусловленный парамагнитными центрами – вероятнее всего свободными радикалами. Также установлено, что площадь под кривой поглощения сшитого полиэтилена прямо пропорциональна концентрации катализатора. Это свидетельствует о том, что концентрация парамагнитных центров прямо связана с концентрацией катализатора.

В работе показано, что параметры релаксации парамагнитных центров сшитого полиэтилена практически не зависят от температуры вплоть до температуры плавления.

ВЛИЯНИЕ СОСТАВА ЛЮМИНОФОРОВ НА ЭПР И ОПТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ

А.М. Зюзин, Д.А. Салкин, П.А. Рябочкина

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

В настоящей работе исследованы спектры ЭПР и спектры люминесценции люминофоров различного состава, активированных двухвалентным и трехвалентным европием.

В спектрах ЭПР люминофора состава $(\text{Sr},\text{Ba})_4(\text{PO}_4)_2\text{Cl}_2:\text{Eu}^{2+}$ зарегистрированы 4 линии поглощения с значениями g фактора 2,03; 2,9; 4,07; 6,4 соответственно. Для люминофора с алюминатным основанием $(\text{Ba},\text{Eu})\text{Mg}_2\text{Al}_{16}\text{O}_{27}$ в спектре ЭПР также наблюдались 4 линии, но с другими значениями g -фактора ($g_1 = 2,06$, $g_2 = 2,27$, $g_3 = 4,8$, $g_4 = 7,05$).

При исследовании методом ЭПР люминофоров со структурой Y_2O_3 , активированных Eu^{3+} обнаружена сверхтонкая структура из шести близкорасположенных линий. В спектре ЭПР структуры $\text{YVO}_4:\text{Eu}^{3+}$ появляется выраженная линия со значением $g = 1,99$.

При исследовании люминесценции люминофоров состава $(\text{Ba},\text{Eu})\text{Mg}_2\text{Al}_{16}\text{O}_{27}$ при возбуждении ртутным разрядом высокого давления наблюдается полоса с максимумом $\lambda=456$ нм. Для люминофора $(\text{Sr},\text{Ba})_4(\text{PO}_4)_2\text{Cl}_2:\text{Eu}$ спектр люминесценции видоизменяется. Как видно из рис. 1 он характеризуется наличием дополнительной полосы. Для люминофора $\text{YVO}_4:\text{Eu}$ обнаружены полосы люминесценции с максимумами $\lambda=616$ нм $\lambda=620$ нм, а для $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{Eu}$ полоса с максимумом $\lambda=611$ нм.

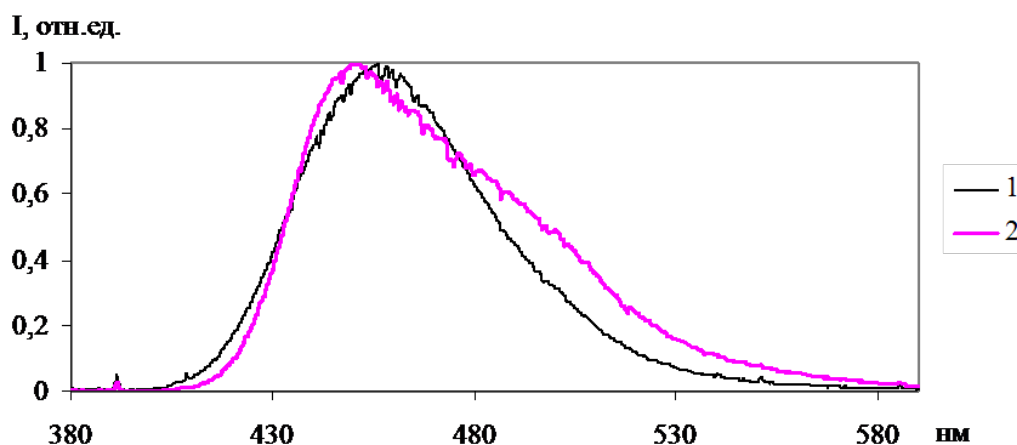


Рис.1 Спектры люминесценции люминофоров 1-(Ba,Eu)Mg₂Al₁₆O₂₇
2-(Sr,Ba)₄(PO₄)₂Cl₂:Eu

Результаты проведенных исследований свидетельствуют о том, что химический состав основания люминофора влияет на спектры ЭПР и оптические спектры люминесценции.

ДИНАМИКА ДОМЕННОЙ СТЕНКИ В ДВУХСЛОЙНОЙ СИЛЬНОАНИЗОТРОПНОЙ МАГНИТООДНООСНОЙ ПЛЕНКЕ С РАЗЛИЧНЫМ ГИРОМАГНИТНЫМ ОТНОШЕНИЕМ СЛОЕВ

А.А. Мاستин, Н.Н. Сысоев

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

Одним из интересных объектов для исследования динамики доменной стенки (ДС) являются пленки феррит-гранатов. Их получают методом жидкофазной эпитаксии [1]. Этот процесс сопровождается образованием поверхностных слоев пленки, отличающихся от основного объема пленки по химическому составу и магнитным параметрам (намагниченности насыщения, эффективного поля анизотропии, коэффициентом затухания и т.д.). Выяснение влияния слоистости на движение доменной стенки вызывает большие трудности. Целью настоящей работы являлось численное исследование влияния слоистости пленки на динамику доменной стенки в двухслойной пленке с различным гиромангнитным отношением слоев. Динамика ДС в пленках феррит-гранатов достаточно хорошо описывается системой уравнений Слончевского [2]. Поля рассеяния ДС учитывались в статическом приближении [3]. Динамика ДС в двухслойной пленке с различным гиромангнитным отношением слоев интересна тем, что, изменяя знак гиромангнитного отношения слоев пленки, возможно, значительно увеличивать поле и скорость срыва стационарного движения ДС, за счет сильного скручивания ДС. Разность между значениями угла выхода

намагниченности на поверхности пленки в некоторых случаях достигало 50л при общей толщине пленки 1 мкм. Исследовалось влияние толщины слоев пленки с различным гиромангнитным отношением на зависимость скорости ДС от величины внешнего магнитного поля, также исследовалось влияние толщины и значения гиромангнитного отношения слоев пленки на поле и скорость срыва стационарного движения ДС. Параметры слоев были выбраны: $A=3.7 \times 10^{-7}$ эрг/см, $K=10^4$ эрг/см³, $4\pi M=300$ Гс, $\Delta=0.06$ мкм, $\alpha=0.3$. Показано, что, в рамках принятой модели, в двухслойной пленке с различным гиромангнитным отношением слоев, возможно, неограниченно увеличивать поле и скорость срыва стационарного движения ДС.

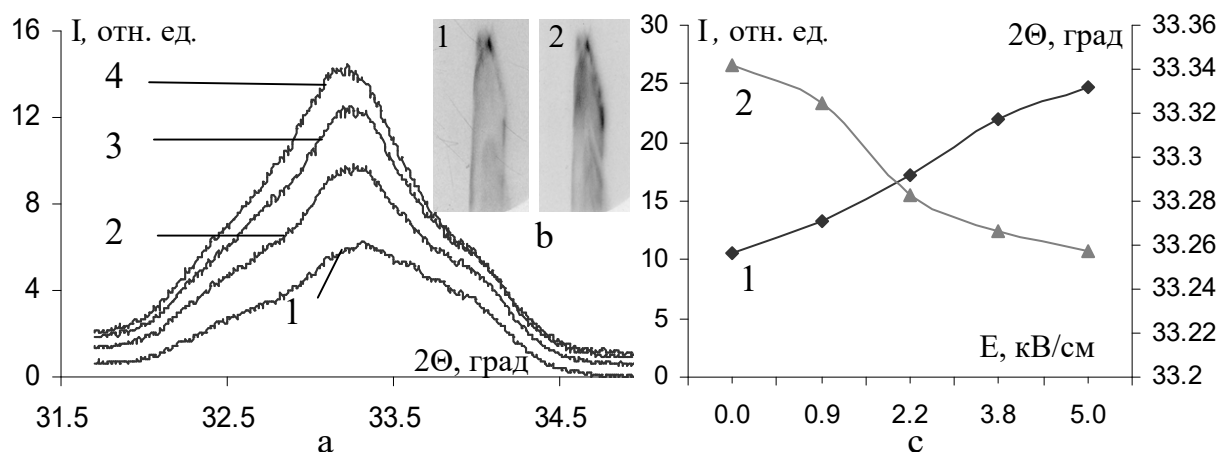
1. Балбашов А.М., Червоненкис А.Я. Магнитные материалы для микроэлектроники, М.: Энергия, 1979. 216с.
2. Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами, М.: Мир, 1982. 386с.
3. Л.И. Антонов, А.С. Жукарев, П.А. Поляков, Д.Г. Скачков. ЖТФ, 74, В.3, с.83-84., (2004).

ИЗМЕНЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ДИФРАКЦИОННОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ КРИСТАЛЛОВ ADP ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НА НЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

А.В. Марков, В.Н. Трушин, Е.Л. Ким, Е.В. Чупрунов.

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

В работе исследуется изменение интенсивности дифракционных максимумов (ДМ) кристаллов ADP ($\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$) при воздействии на них постоянным электрическим полем. Кристаллы выращивались в кристаллизаторе из раствора с $\text{pH} = 4.7 \pm 0.1$. Форма образцов представляла собой комбинацию тетрагональной призмы и тетрагональной бипирамиды. На грани призмы (100) с помощью токопроводящей серебряной пасты наносились тонкие электроды, на которые подавалось постоянное напряжение. На рис. 1а показаны кривые 1,2,3,4 дифракционного отражения (060), записанные от одного из исследуемых кристаллов (размерами порядка $10 \times 10 \times 3$ мм³) при напряженностях поля 0, 2.2, 3.8 и 5 кВ/см соответственно. На рис. 1б показаны снятые по Лауэ



топограммы того же кристалла (ДМ (060)). Топограмма 1 снималась без поля и соответствует режиму записи кривой а1, топограмма 2 снималась при напряжённости электрического поля 3.8 кВ/см (режим записи кривой а3). По мере увеличения напряжённости поля в кристалле наблюдается изменение интенсивности и сдвиг углового положения ДМ (рис. 1 а, с), а также появление темных участков на топограммах (рис.1 b2).

Рис. 1. Изменение параметров ДМ (060) кристалла ADP при приложении к нему постоянного электрического поля.

а – кривые дифракционного отражения 1, 2, 3, 4, полученные при напряжённостях поля 0, 2.2, 3.8 и 5 кВ/см соответственно. **б** 1, 2 – топограммы кристалла, снятые при напряжённостях поля 0 и 3.8 кВ/см. **с** – зависимости интегральной интенсивности I (кривая 1, левая ось) и углового положения ДМ (кривая 2, правая ось), соответственно, от напряжённости поля E , подаваемого на образец.

ЭЛЕКТРОМИГРАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В СИСТЕМЕ МЕТАЛЛ-ПОЛУПРОВОДНИК

А.А. Скворцов, В.Е. Мурадов, Е.А. Каштанова

Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск

В работе рассматривается влияние длительного (6-8 часов) электроотжига ($j < 4 \cdot 10^6$ А/м²) на образование и миграцию расплавленных зон в системе металл-полупроводник (Al – Si) при температурах выше эвтектической.

Известно, что транспорт включений в подобных системах спровоцирован двумя конкурирующими механизмами: температурными изменениями на межфазных границах под воздействием теплоты Пельтье и силами электропереноса, приводящими к перераспределению компонентов с учетом их эффективных зарядов в расплаве. Это приводит к растворению матрицы на «передней» стенке включения и кристаллизации на «задней».

Цель настоящей работы – провести экспериментальное изучение процессов формирования и миграции расплавленных зон Al-Si в поликристаллическом алюминии.

Для этого первоначально проведен расчет плотности тока во включении и в матрице. Показано, что для рассматриваемых поликристаллов алюминия (средний размер зерна 80 мкм) с расплавленными включениями Al-Si (при температуре 620 °С) плотность тока во включении на два порядка меньше, чем в матрице.

Тем не менее, экспериментально установлено образование и миграции жидкой фазы к отрицательному электроду (рис).

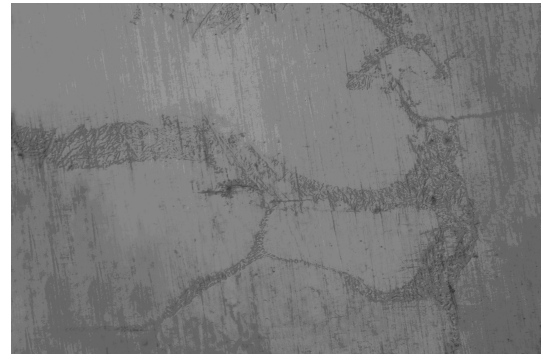


Рис. Вид включений Al-Si после электроотжига поликристаллов алюминия при температуре 620°C , $j=1,6 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$ (направление миграции слева направо).

Работа выполнена при поддержке грантом президента РФ для ученых молодых докторов наук №МД-2675.2007.8.

РАСЧЕТ СПЕКТРОВ СВР В ДВУХСЛОЙНОЙ ОБМЕННО-СВЯЗАННОЙ СТРУКТУРЕ

А.М. Зюзин, М.А. Бакулин, Н.В. Янцен

Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарева

В большом количестве работ [1-3] теоретические модели расчета спектров СВР основаны на представлении о поверхностной анизотропии, где степень закрепления спинов описывается с помощью трудно измеряемой и плохо контролируемой феноменологической характеристики – константы поверхностной анизотропии, являющейся интегральной функцией нескольких параметров (толщины, намагниченности и поля анизотропии) поверхностного слоя. Это во многих случаях приводит к расхождению экспериментальных и расчетных результатов.

В настоящей работе расчет спектров СВР в двухслойных пленках, основан на получении выражения для ВЧ-восприимчивости и описания закрепления не с помощью константы поверхностной анизотропии, а обменных граничных условий на свободной и межслойной границах двухслойной пленки.

Поглощаемую пленкой мощность линейно-поляризованного высокочастотного поля можно выразить через антиэрмитову часть одной из диагональных компонент ВЧ-восприимчивости $P \sim \chi''_{xx}$. Расчетная зависимость $\frac{d\chi''_{xx}}{dH}(H)$, в виде которой чаще всего производится

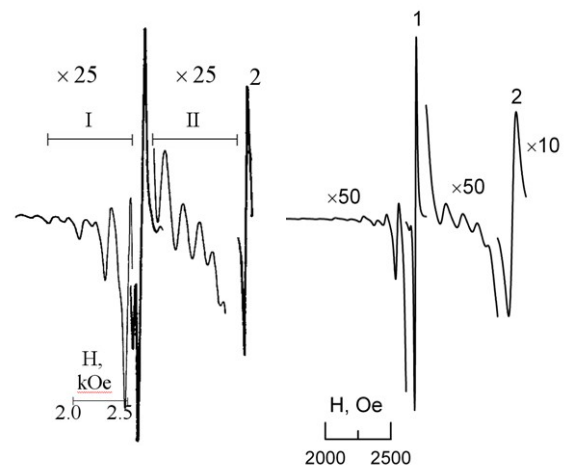


Рис. 1. Экспериментальный и расчетный спектры СВР.

регистрация спектров СВР, а также экспериментальный спектр СВР, представлены на рис. 1.

Видно, что в целом характер расчетного спектра, а именно резонансные поля СВ-мод, их относительная интенсивность и ширина соответствуют экспериментальным значениям.

Показано, что метод расчета, основанный на полученном выражении для ВЧ-восприимчивости и учете обменных граничных условий, позволяет определять вид спектров СВР и его основные параметры при различных параметрах слоев двухслойной пленки.

1. Василевская Т.М., Семенцов Д. И., ФТТ, 2007, том 49, вып. 10
2. Сукстанский А.Л., Ямпольская Г. И., ФТТ. 2000. том 42. вып. 5
3. Носов Р.Н., Семенцов Д.И. ФТТ. 2000. т. 42. вып. 8. с 1430-1436.

ВЛИЯНИЕ СИММЕТРИИ ЗАКРЕПЛЕНИЯ СПИНОВ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ЛИНИЙ МОД СПИН-ВОЛНОВОГО РЕЗОНАНСА.

А.М. Зюзин, А.Г. Бажанов, М.А. Бакулин
Мордовский госуниверситет им. Н.П. Огарева, Саранск

Целью настоящей работы являлось исследование влияния симметрии закрепления спинов на интенсивность линий мод спин-волнового резонанса (СВР). Изменение симметрии закрепления в трехслойной пленке осуществлялось постепенным уменьшением толщины h_3 верхнего слоя закрепления путем послойного стравливания. По мере уменьшения толщины вплоть до значений $h_3 \approx 0.1$ мкм на зависимостях относительной интенсивности $\ln(I_n/I_0)$ от толщины h_3 при параллельной ориентации наблюдается близкое к периодическому изменение величины $\ln(I_n/I_0)$ для всех спин-волновых мод (СВ-мод) кроме нулевой. При $h_3 < 0.1$ мкм наблюдается резкое уменьшение интенсивностей спин-волновых мод и затем при $h_3 \leq 0.05$ мкм величины относительных интенсивностей СВ-мод $\ln(I_n/I_0)$ вновь возрастают до значений примерно в 1.5 раза меньших исходных величин. При дальнейшем уменьшении h_3 значения $\ln(I_n/I_0)$ монотонно уменьшаются. Проведенный в настоящей работе расчет

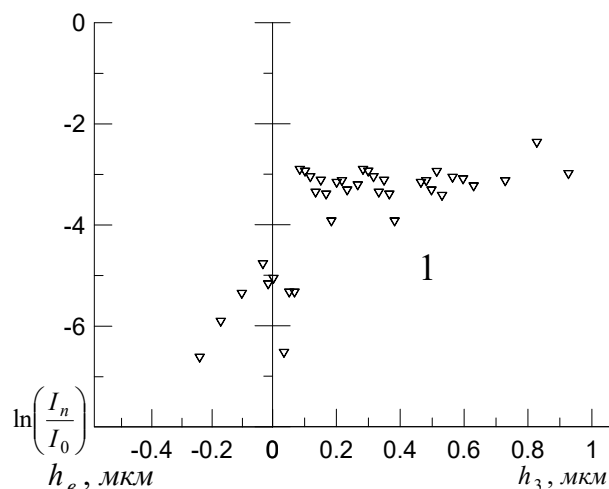


Рис.1. Зависимости интенсивности линий СВ-мод от толщины слоя закрепления h_3 для параллельной ориентации. Цифры у кривых – номера СВ-мод. Сплошные линии – расчет

показал, что наблюдаемое изменение величины $\ln(I_n/I_0)$ связано с тем, что при толщинах h_z сравнимых с длиной затухающей спиновой волны в слое закрепления существенное влияние на значение фазы волны на межслойной границе начинает оказывать состояние спиновых колебаний на свободной границе. Значение фазы, в свою очередь, в значительной степени влияет на величину интеграла возбуждения, определяющего интенсивность линий СВ-мод. Установлено, что отличие значений $\ln(I_n/I_0)$ при $h_z = 0$ мкм для параллельной ориентации примерно в 1.5 раза по сравнению с исходными значениями связано с тем, что исходные моды с нечетным числом длин полуволн переходят в соответствующие моды с нечетным числом четвертей длин волн. В результате величина переменного магнитного момента уменьшается примерно в 2 раза и соответственно уменьшается значение $\ln(I_n/I_0)$. Дальнейшее монотонное уменьшение значений $\ln(I_n/I_0)$ связано с тем, что далее происходит уменьшение толщины слоя возбуждения h_e и величина переменного магнитного момента СВ-мод в слое возбуждения монотонно уменьшается.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ СПЕКТРОВ СВР В НЕОДНОРОДНЫХ ПЛЕНКАХ С ОРТОРОМБИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

В.В. Радайкин, А.М. Зюзин

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

В работе проведен расчет распределения переменной намагниченности $\vec{m}(z)$ в случае неоднородности компонент одноосной и ромбической анизотропии. Решение уравнения Ландау-Лифшица проводилось с использованием метода эффективных размагничивающих факторов. Изменение полей одноосной и ромбической компонент анизотропии с толщиной пленки предполагалось линейным. Исходная система дифференциальных уравнений после проецирования уравнения движения намагниченности на оси координат, где ось OZ совпадает с направлением вектора постоянной намагниченности \vec{M}_0 , имеет вид:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2}{\partial z^2} m_x - a(z) \cdot m_x + i \cdot \frac{\omega}{\eta} \cdot m_y = -\frac{\gamma \cdot M_0}{\eta} \cdot h_x \\ \frac{\partial^2}{\partial z^2} m_y - b(z) \cdot m_y - i \cdot \frac{\omega}{\eta} \cdot m_x = -\frac{\gamma \cdot M_0}{\eta} \cdot h_y \end{cases}, \quad (1)$$

где $\eta = \gamma \cdot q \cdot M_0$, $a(z) = \frac{\gamma}{\eta} \cdot (H_0 + M_0 \cdot (N_{11}^{eff}(z) - N_{33}^{eff}(z)))$,

$b(z) = \frac{\gamma}{\eta} \cdot (H_0 + M_0 \cdot (N_{22}^{eff}(z) - N_{33}^{eff}(z)))$, \vec{H}_0 - вектор постоянного внешнего магнитного поля, \vec{h} - вектор высокочастотного магнитного поля, $N_{ij}^{eff}(z)$ -

компоненты тензора эффективных размагничивающих факторов. Для решения системы (1) использовались граничные условия в виде:

$$\left. \frac{\partial \vec{m}}{\partial z} \right|_{z=0} = 0, \quad \vec{m}|_{z=0} = 0.$$

Проведенный расчет показал, что дисперсионная зависимость $\omega(k)$ в случае линейного распределения полей орторомбической анизотропии перестает быть квадратичной и будет близка к линейной.

ТОЛЩИНА ПОКРЫТИЙ, ПОЛУЧЕННЫХ НА УСТАНОВКЕ ННВ 6.6.И4 МЕТОДОМ КОНДЕНСАЦИИ С ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКОЙ: ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ФОКУСИРУЮЩЕЙ КАТУШКИ

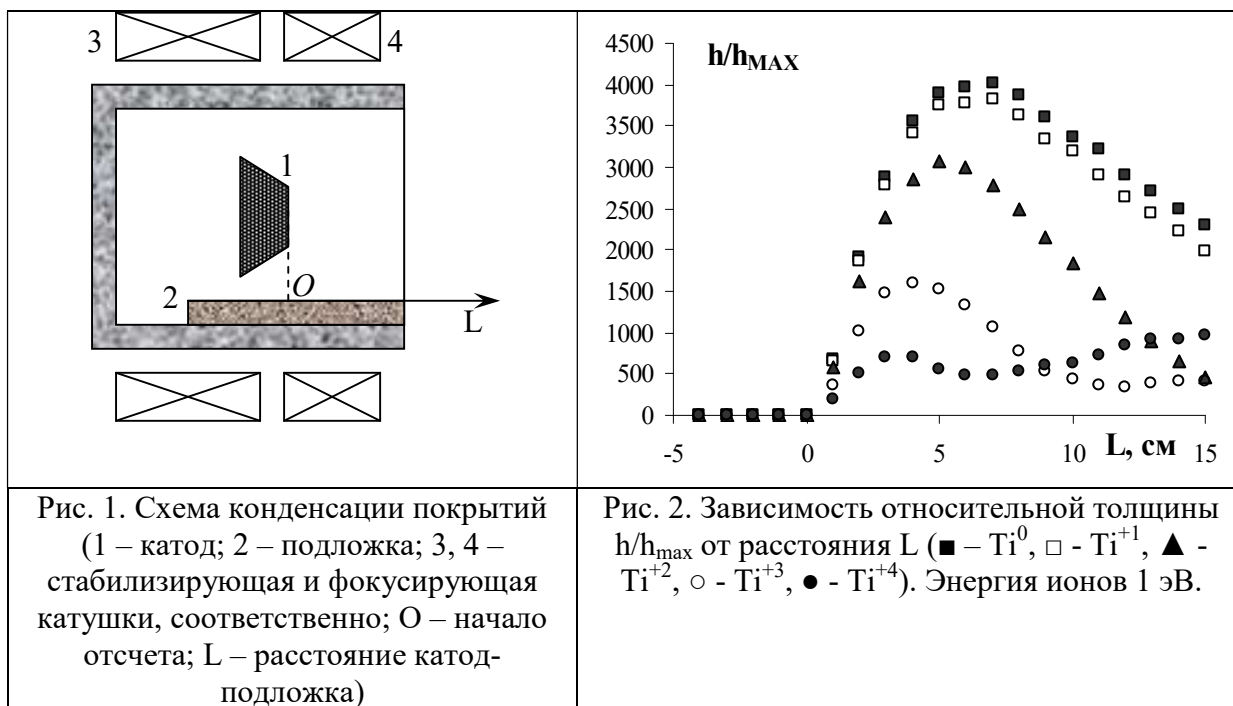
Н.А. Панькин, Н.А. Смоланов

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

В большинстве работ по расчету распределения толщины покрытий при нанесении ионно-плазменными методами не учитывается влияние внешнего магнитного поля (даже если оно предусмотрено технологией конденсации).

Цель настоящей работы: расчет и экспериментальное определение зависимости толщины покрытий от геометрии размещения образцов вблизи титанового катода.

Исследуемые покрытия наносили на стальные подложки при конденсации ионно-плазменного потока на установке ННВ-6.6И4. Образцы в вакуумной камере располагались в вакуумной камере согласно схеме, представленной на рис. 1. Расчет траектории движения ионов и атомов титана в магнитном поле сложной конфигурации проводили методом молекулярной динамики с использованием алгоритма Верлета в скоростной форме.



Получены распределения относительной толщины (рис. 2), кинетической энергии и угла падения ионов на подложку (мишень) от геометрии расположения образцов в вакуумной камере. Заряд ионов изменялся от нейтрального до $+4e$ (e – заряд электрона). Энергия частиц варьировалась в диапазоне от 0.1 до 10 эВ.

ТРИБОЛОГИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ КРЕМНИЯ НА САПФИРЕ

*Н.О. Кривулин, Е.В. Коротков, Д.А. Павлов, П.А. Шиляев
Нижегородский государственный университет им. Н. И.
Лобачевского, г. Н. Новгород*

Развивающееся в последнее время направление нанотехнологии по разработке микро- и нано-электромеханических систем требует изучения механических свойств материалов в нанометровых масштабах.

В данной работе исследовались трибологические свойства эпитаксиальных слоев кремния на сапфире разной толщины, выращенных методом МЛЭ при температурах роста 500-800 С. Время роста различных слоев кремния составляло от 1 до 60 минут. Полученные слои кремния на сапфире были исследованы на сканирующем зондовом микроскопе Spena-A. Были использованы режимы: латеральных сил (LFM) и Z – модуляции.

В режиме латеральных сил наблюдаются существенные отличия сигналов на кремнии и сапфире. Разность сигналов от кремния и сапфира в данном режиме присутствует на образцах с любой толщиной слоя кремния в интервале 30-1000 нм, и почти не зависит от толщины кремниевой пленки, что говорит об однородности трибологических свойств кремниевых слоев различной толщины.

На начальных стадиях МЛЭ присутствует эффект самоорганизации кремния, который проявляется в образовании однородных по размерам и форме островков на поверхности. Режим LFM не показал какого-либо контраста между островками кремния и межостровковым пространством, что объясняется однородностью их трибологических свойств. Режим LFM также позволил обнаружить микродвойники на поверхности кремния.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТРЕЩИНОСТОЙКОСТИ И ХРУПКОСТИ КЕРАМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ МЕТОДОМ МИКРОИНДЕНТИРОВАНИЯ

С.В. Шотин, М.Ю. Грязнов, В.Н. Чувильдеев

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

Метод микроиндентирования может быть использован как для измерения микротвердости – характеристики, коррелирующей с прочностными характеристиками твердых тел, так и для оценки трещиностойкости и хрупкости материалов. В частности, метод Эванса позволяет определить сопротивление материала разрушению по измерению длины радиальных микротрещин, зарождающихся в поверхностном слое образца при микроиндентировании. Объектами исследования являлись объемные керамические материалы на основе ZnO, Al₂O₃, MgO и TiO₂, полученные при использовании различных технологий спекания. Исследования механических свойств и обработка полученных данных были проведены на микротвердомере «Duramin-5» «Struers» с использованием специально разработанного программного обеспечения «Microhardnesstest 9MP».

В ходе исследований получены следующие результаты:

1. Предложен новый подход к исследованию физико-механических характеристик структурно-неоднородных и высокопрочных материалов методом микроиндентирования. Метод позволяет определять микротвердость, коэффициент трещиностойкости, энергию разрушения, вязкость, анизотропию материала и др.
2. Показано, что керамика на основе TiO₂ обладает низким значением коэффициента трещиностойкости (1,5 МПа×м^{1/2}) и высокой микротвердостью (10 ГПа). Керамика на основе ZnO имеет большую энергию разрушения (30 Н/м) и низкое значение трещиностойкости (1 МПа×м^{1/2}). В керамике на основе Al₂O₃ наблюдаются как высокие прочностные характеристики, так и высокий коэффициент трещиностойкости (5-6 МПа×м^{1/2}) и низкое значение хрупкости.
3. Для каждой группы керамик определены режимы спекания материалов, обеспечивающие оптимальное соотношение механических характеристик, в частности, соотношение «прочность - трещиностойкость».

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 06-08-01119 и 08-02-99047-р_офи) и Программы "Фундаментальные исследования и высшее образование" (BRHE) Министерства образования и науки РФ и Фонда CRDF (грант RUX0-001-NN-06, №BP3C0).

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА СОСТОЯНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ В КРЕМНИИ

Скворцов А.А., Белов Д.И., Каризин А.В.

Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск

При анализе влияния магнитного поля (МП) на механические свойства кремния, практически не изучен вопрос о динамике взаимодействия дислокаций со стопорами после обработки кристалла в МП. В данной работе предпринята попытка изучения взаимодействия колеблющейся дислокационной линии с различными типами стопоров после выдержки дислокационного кремния в МП методом дислокационного ангармонизма [1].

С этой целью нами акустическим методом регистрировался нелинейный модуль упругости 4 порядка β [1], пропорциональный плотности N_d дислокаций и длине колеблющегося дислокационного сегмента L^4 : $\beta \sim N_d L^4$.

Поскольку обработка дислокационного кремния в МП при комнатной температуре не меняет величину N_d , то наблюдаемая на рисунке зависимость $\beta(t)$ позволяет оценить изменение длины колеблющегося дислокационного сегмента и, следовательно, концентрации стопоров.

Обнаружено, что обработка дислокационных (средняя плотность дислокаций $\sim 5 \cdot 10^6$ $1/\text{см}^2$) монокристаллов кремния р-типа (бор, $1 \text{ Ом} \cdot \text{см}$) в постоянном МП приводит к увеличению L на 30 %.

Работа выполнена при поддержке грантом президента РФ для ученых-молодых докторов наук №МД-2675.2007.8.

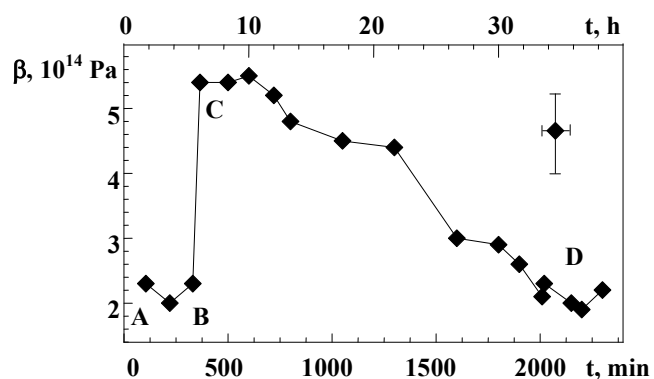


Рис. Эволюция нелинейного модуля β в процессе хранения образцов в естественных условиях: **AB**- до обработки в МП; **CD** - после 30 минутной обработки в магнитном поле $B=1$ Т при комнатной температуре.

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

ОСОБЕННОСТИ ДЕГРАДАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В СИСТЕМАХ МЕТАЛЛИЗАЦИИ В УСЛОВИЯХ ТЕРМОУДАРА

*Скворцов А.А., Рыбин В.В., Зуев С.М., Капитанова Е.А.
Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск*

В работе рассматриваются особенности развития деградационных процессов в системах металлизации на кремнии при прохождении через них одиночных импульсов тока повышенных плотностей ($j > 5 \cdot 10^{10}$ А/м²). Основные механизмы разрушения связаны с формированием расплавленных зон, последующей их миграцией под действием тока и разрывом токопроводящей дорожки.

Экспериментальное исследование тепловых режимов осуществлялась как на бинарной системе Si-Al, так и на системе с различными подслоями. В роли подслоев использовались пленки SiO₂, Si₃N₄, Ti, толщиной 100 нм. Для регистрации температурных изменений на поверхности кремния формировалась тестовая структура, через которую пропускались прямоугольные импульсы тока. По осциллограммам включения, снятым в процессе прохождения импульса тока, регистрировалось начало деградационных процессов.

Кроме того, исследование приповерхностной области монокристаллов кремния показали образование дислокационных полупетель даже после одиночного термоудара на поверхности полупроводниковой пластины.

Выявление дислокационной структуры производилось стандартными методами химического травления с последующим контролем оптической микроскопией. Обнаружено, что дефектообразование в Si может начинаться при прохождении через структуру одиночных токовых импульсов длительностью $\tau \sim 100$ мкс и амплитудой $j \geq 5 \cdot 10^{10}$ А/м².

Проведен расчет термоупругих напряжений в кремниевой пластине, создаваемой прямоугольными токовыми импульсами ($\tau < 500$ мкс, $j_{\max} > 5 \cdot 10^{10}$ А/м²). Показана возможность образования линейных дефектов вблизи источника термоудара, реализуемого в наших экспериментах.

Работа выполнена при поддержке грантом президента РФ для ученых молодых докторов наук №МД-2675.2007.8.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НАПРЯЖЕНИЙ НА ИНКУБАЦИОННЫЙ ПЕРИОД КОРРОЗИОННОГО РАСТРЕСКИВАНИЯ ПОД НАПРЯЖЕНИЕМ МАЛОУГЛЕРОДИСТЫХ СТАЛЕЙ

*М.С.Болдин, М.К. Чегуров, А.В. Нохрин, В.Н. Чувильдеев
Нижегородского государственного университета им. Н.И.Лобачевского
г. Нижний Новгород*

Коррозионное растрескивание под напряжением (КРН) — явление разрушения материала при одновременном воздействии внешних растягивающих напряжений и коррозионной среды. Целью работы является исследование влияния структурных факторов на процесс зарождения трещин КРН в металлах и сплавах.

Объектами исследования являлись малоуглеродистые низколегированные стали различного химического и фазового состава. Структура сталей формировалась методами горячей прокатки, нормализации и контролируемой прокатки. Испытания плоских образцов проводились по схеме «трехточечный изгиб» в 1% - ном водном растворе H_2SO_4 ($pH = 1.1$). В процессе эксперимента фиксировалось время инкубационного периода до появления первой трещины КРН ($\tau_{инк}$), а также время дорастания трещины до заданного критического размера (τ_5), при различных уровнях растягивающих напряжений (σ).

Проведенные экспериментальные исследования позволили установить, что зависимость $\tau_{инк}(\sigma)$ имеет монотонно спадающий характер. Зависимость $\tau_5(\sigma)$ имеет немонотонный трехстадийный характер. На первой стадии, при напряжениях меньше предела макроупругости ($\sigma < \sigma_0$), наблюдается монотонное уменьшение τ_5 . На второй стадии, в сравнительно узком интервале напряжений от предела макроупругости до предела текучести, наблюдается резкое увеличение τ_5 . При дальнейшем увеличении напряжений ($\sigma > \sigma_T$) вновь наблюдается монотонное уменьшение времени дорастания трещины τ_5 с увеличением прикладываемых напряжений.

Показано, что отметить, что масштаб изменения величин $\tau_{инк}$ и τ_5 на каждой из стадий зависит от параметров химического и фазового состава сталей. Установлено, что увеличение объемной доли карбидов, выделяющихся по границам зерен феррита и создающих дополнительные микрогальванические пары «феррит – цементит», приводит к снижению времен $\tau_{инк}$ и τ_5 .

Для объяснения наблюдаемых закономерностей в работе предложена качественная модель зарождения и роста коррозионной трещины в тонких образцах малоуглеродистых сталей. На основе предложенной модели проведен анализ влияния параметров структуры на склонность стали к зарождению и росту стресс – коррозионных трещин.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ КОРРОЗИОННО-УСТАЛОСТНОГО РАЗРУШЕНИЯ МАЛОУГЛЕРОДИСТЫХ НИЗКОЛЕГИРОВАННЫХ СТАЛЕЙ

Е.Н. Бутусова, А.В. Нохрин, В.Н. Чувильдеев
Нижегородский государственный университет им. Н.И.
Лобачевского, г. Н. Новгород

В настоящее время проблема исследования механизмов зарождения и распространения коррозионных трещин является одной из актуальных задач физического материаловедения. Особую актуальность эта задача приобретает в связи с необходимостью разработок методик исследования коррозионно-усталостных свойств сталей труб длительно эксплуатирующихся газо- и нефтепроводов. В связи с этим целью настоящей работы является исследование влияния структуры на механизмы коррозионно-усталостного разрушения металлов и сплавов.

В качестве объектов исследования выступали низколегированные малоуглеродистые стали различного химического и фазового состава. Коррозионно-усталостные испытания проводилось по схеме “консольный изгиб” в 3%-ном водном растворе NaCl. Испытания проводились в интервале амплитуд напряжений до предела текучести. В ходе экспериментов определялось число циклов нагружения до зарождения трещины (N_0), зависимость скорости роста трещины от напряжения $V_{тр}(\sigma)$.

Показано, что число циклов N_0 и скорость роста трещины существенно зависит от параметров структуры стали – концентрации углерода в твердом растворе феррита и объемной доли частиц структурно-свободного цементита, выделяющегося по границам зерен феррита. Исследования сталей, находящихся в различных структурных состояниях, показали, что увеличение объемной доли частиц карбидов приводит к уменьшению числа циклов до зарождения трещины и увеличению скорости ее роста.

Исследование процесса зарождения и роста коррозионно-усталостных трещин показало, что увеличение амплитуды прикладываемого напряжения σ приводит к снижению числа циклов N_0 и увеличению скорости роста трещины $V_{тр}$. Следует отметить, что зависимость скорости роста трещины от величины σ имеет нелинейный, близкий к экспоненциальному, характер. Показано, что угол наклона зависимость $V_{тр}(\sigma)$ в полулогарифмических координатах зависит от химического и фазового состава стали.

Для объяснения наблюдаемых зависимостей предложена модель зарождения и распространения трещины, основанная на современных представлениях физики металлов и механики сплошных сред. На основе разработанной модели проведен анализ влияния структурных факторов на число циклов N_0 . Результаты расчетов сопоставлены с экспериментальными данными.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ РОСТА ТРЕЩИН КОРРОЗИОННОГО РАСТРЕСКИВАНИЯ ПОД НАПРЯЖЕНИЕМ В НИЗКОЛЕГИРОВАННЫХ СТАЛЯХ

Д.А. Коньчев, Д.Н. Котков, Е.Е. Бутусова, А.В. Нохрин, В.Н. Чувильдеев
Научно-исследовательский физико-технический институт

В работе описаны результаты экспериментальных исследований процесса роста трещин коррозионного растрескивания под напряжением (КРН) в низколегированных малоуглеродистых трубных сталях.

В качестве объектов исследования выступали образцы малоуглеродистых сталей различного химического и фазового состава, структура которых была сформирована методами нормализации и контролируемой прокатки.

Испытания образцов $7.5 \times 10 \times 60$ мм с V-образным концентратором глубиной 0.5 мм на КРН проводились по схеме «консольный изгиб». Предварительно в вершине концентратора выращивалась усталостная трещина длиной 2.5 мм. Амплитуда напряжения, соответствующая проращиванию трещины, не превышала предела выносливости (база испытаний для проращивания трещины составляла 10^6 циклов). Испытания проводились в 3%-ном водном растворе NaCl в интервале напряжений до предела текучести. В процессе эксперимента методами металлографического анализа и измерения электросопротивления определялась зависимость длины трещины от времени испытания. На основе полученных результатов рассчитывалась зависимость средней скорости роста трещины от величины приложенных напряжений.

Проведенные исследования показали, что зависимость длины трещины от времени испытаний носит двухстадийный характер, обусловленный протеканием процессов коррозионного растрескивания под напряжением и локальной коррозии вблизи вершины трещины. Проведена оценка скорости роста трещины на каждой из стадий. Показано, что при больших временах выдержки процессы локальной коррозии, приводящие к увеличению радиуса закругления трещины, существенно снижают скорость роста коррозионной трещины.

В работе предложена модель роста трещины КРН в малоуглеродистых сталях. Показано, что процесс роста трещины контролируется процессом пластической деформации, скорость которого лимитируется скоростью движения дислокаций в поле равномерно распределенных точечных препятствий. Проведена оценка энергии активации пластической деформации в сталях различного химического и фазового состава. Рассчитанные значения сопоставлены с табличными. На основе предложенной модели проанализировано влияние параметров структуры сталей на скорость роста трещин КРН.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ СПЕКАНИЯ НАНОРАЗМЕРНЫХ И УЛЬТРАДИСПЕРСНЫХ ПОРОШКОВ ВОЛЬФРАМОВЫХ СПЛАВОВ СИСТЕМЫ W-Ni-Fe

Г.В. Баранов, В.Ю. Белов, А.В. Нохрин, Ю.Г. Лопатин,

Н.В. Мелехин, В.Н. Чувильдеев
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
г. Н.Новгород

В работе описаны результаты исследований процессов спекания механоактивированных порошков вольфрамового сплава W-3.5%Ni-1.0%Fe-0.5Co. Механоактивация порошков длительностью от 2 до 10 часов проводилась в шаровой мельнице в среде аргона. Спекание образцов проводилось в среде водорода в интервале температур от 1300 °С до 1500 °С. Для исследования плотности спеченных образцов использовался метод гидростатического взвешивания. Исследование механических свойств образцов проводилось с использованием методики релаксационных испытаний, позволяющей определять значения предела макроупругости (σ_0) и предела текучести (σ_T). Исследование структуры сплавов проводилось с использованием методов металлографии и рентгеноструктурного анализа.

Проведенные экспериментальные исследования показали, что зависимость плотности сплава от температуры спекания имеет немонотонный характер: в интервале температур спекания от 1300 до $T_{\text{опт}}$ наблюдается увеличение плотности сплава от ~ 17.0 до 18.05 г/см³, а при дальнейшем увеличении температуры спекания до 1500 °С в зависимости от времени механоактивации наблюдается уменьшение плотности образцов до $16.5 \div 17.8$ г/см³. Показано, что оптимальная температура спекания $T_{\text{опт}}$ существенно зависит от времени механоактивации порошка – с увеличением времени механоактивации от 2 до 10 часов величина $T_{\text{опт}}$ смещается от значений 1450-1500 °С до температуры менее 1300 °С.

Показано, что с увеличением времени механоактивации наблюдается монотонное увеличение механических свойств сплавов. Зависимости σ_0 и σ_T от температуры спекания имеют немонотонный характер, зависящий от механизма спекания сплавов – в области твердофазного спекания ($T \leq 1450$ °С) наблюдается монотонное уменьшение механических свойств сплавов; при дальнейшем увеличении температуры спекания наблюдается увеличение σ_0 и σ_T , обусловленное насыщением вольфрамом Ni-Fe-фазы.

В работе описана качественная модель процессов эволюции структуры при механоактивации и спекании порошков W-Ni-Fe-сплавов, а также модель процесса микропластической деформации W-сплавов.

Авторы выражают признательность за финансовую поддержку РФФИ (№06-08-01119а, 08-08-99142-р_офи, 08-02-99047-р_офи), НОЦ ФТНС ННГУ им. Н.И. Лобачевского, программе BRNE фонда U.S. CRDF и Минобразования РФ (грант №RUX0-001-NN-06/BR3C01).

АНАЛИЗ ОПТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ПЛАЗМЫ ПРИ ПОЛУЧЕНИИ ПОКРЫТИЙ Ti(N,C)

Н.А. Панькин, Н.А. Смоланов, О.Ф. Четвертакова

Покрyтия Ti(N,C) осаждались на образцы из стали 08X18H10T при двух режимах конденсации. Они отличались тем, что в первом режиме потенциал смещения равен нулю, во-втором – 250 В, ток фокусирующей катушки 0.6 и 0 А, соответственно.

Рентгенографическое исследование структуры получаемых покрытий проводили на дифрактометре ДРОН-6 в медном фильтрованном излучении. Система регистрации оптического спектра плазмы включает в себя: спектрометр ИСП-51; многоканальный регистратор МОРС-1/2048/USB/FTDI на базе ПЗС-линейки LX511 (Toshiba) и персональный компьютер. Исследуемый диапазон – 360-950 нм с точностью не хуже 0.1 нм. Время записи изменялось от 0.01 до 10 с. Для обработки данных использовали программу MORS (ООО «МОРС», г. Троицк).

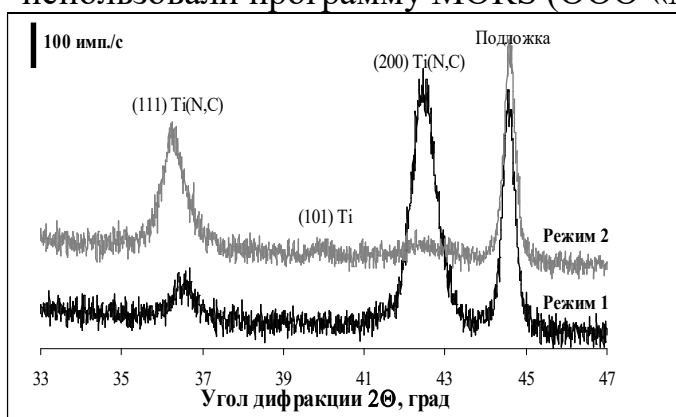


Рис. 1. Участки рентгеновской дифракционной картины TiN-покрытий

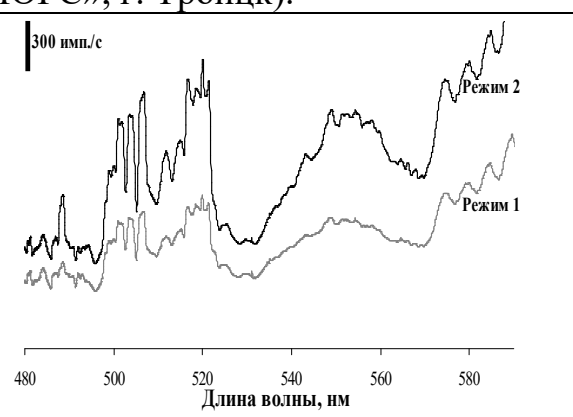


Рис. 2. Спектр излучения плазмы при конденсации Ti(N,C)-покрытий

Пленки, полученные при конденсации без подачи потенциала смещения на подложку, характеризуются наличием лишь одной фазы (помимо линий подложки) - Ti(N,C) с ГЦК решеткой типа NaCl (рис. 1). Для пленок, конденсированных без фокусирующего магнитного поля, помимо вышеуказанной фазы наблюдается присутствие рефлексов отражения от α-фазы чистого титана (ГПУ-решетка). Их появление связано с наличием в покрытии макрочастиц и частиц капельной фазы, которые приобретают положительный поверхностный заряд.

При конденсации покрытий согласно режиму 2 наблюдается увеличение интенсивности непрерывного спектра и дискретных линий в несколько раз (рис. 2). Это является следствием роста количества частиц вблизи области регистрации, вследствие вытягивания ионов и заряженных частиц (макрочастиц, частиц капельной фазы, кластеров и т.д.) электрическим полем.

ВЛИЯНИЕ ВРАЩАЮЩИХСЯ ПОТОКОВ ПЛАЗМЫ НА СТРУКТУРУ И СВОЙСТВА КОНДЕНСАТА ПРИКАТОДНОЙ ОБЛАСТИ

Целью настоящей работы являлось исследование микротвердости и остаточных макронапряжений конденсата, полученного вблизи титанового катода при нанесении покрытий нитрида титана методом конденсации с ионной бомбардировкой.

Исследуемый конденсат был получен на установке ННВ-6.6И4 при следующем режиме осаждения: ток дуги 75 А, потенциал смещения 250 В, парциальное давление азота 0.05 Па, время осаждения 15 мин, расстояние L изменялось от -40 до 60 мм.

Величину остаточных напряжений в конденсате определяли наклонными съемками по методу $\sin^2\psi$. Микротвердость по Виккерсу измеряли на микротвердомере ПМТ-3М при нагрузке на индентор – 100 г.

Кроме линий δ -фазы нитрида титана обнаружено присутствие линий, соответствующих α -фазе титана и, возможно, интерметаллоида Fe_2Ti . Вследствие этого, суммарная интенсивность рефлексов отражения от титана может служить количественной характеристикой содержания капельной фазы, макрочастиц и непрореагировавшего титана в получаемом конденсате.

Макронапряжения носят сжимающий характер. Как показывает анализ дифракционных картин, полученных при различных углах поворота образца относительно оси гониометра, δ -фаза нитрида титана и α -фаза титана находятся в различных напряженных состояниях.

Микротвердость конденсата $H(L)$ изменяется от 1.8 до 6.0 ГПа и достигает максимума при расстоянии $L=10$ мм от границы катода до подложки. Это расстояние соответствует максимальным значениям величины остаточных напряжений, максимальной толщине и наибольшему содержанию макрочастиц, капельной фазы и непрореагировавшего титана в материале покрытия.

Сравнение зависимостей $H(L)$ и $\sigma(L)$ указывает на корреляцию между микротвердостью и величиной остаточных напряжений в ионно-плазменном конденсате. Связь между ними достаточно хорошо описывается линейной зависимостью, что указывает на существенный вклад дефектной структуры в конечное значение твердости

О ПРИРОДЕ КАТОДНОГО ПЯТНА ДУГОВОГО ИСПАРИТЕЛЯ

Многочисленными экспериментами установлено, что свойства вакуумной дуги практически целиком определяются процессами в небольшой области на катоде, посредством которой осуществляется

токоперенос между катодом и межэлектродным промежутком - катодное пятно. Оно включает в себя активную часть поверхности катода, нагретую до температур, намного превышающих температуру плавления, и прикатодную плазму, образующуюся в результате испарения активной части. Катодные пятна находятся в постоянном движении, однако это движение кажущееся, реально происходит отмирание одних пятен и рождение других.

Различают катодные пятна первого и второго типа. Пятна первого типа появляются на катодах с диэлектрическими пленками и включениями. На хорошо очищенных и обезгаженных поверхностях функционируют пятна второго типа (наибольший интерес представляют пятна этого типа).

Одним из наиболее интересных физических эффектов, сопровождающих функционирование дугового разряда в вакууме – наличие в плазме этого разряда ионов, движущихся преимущественно в противоположном, согласно законам электричества, направлении – от катода к аноду. Энергии этих ионов существенно превосходят энергию, соответствующую приложенной к межэлектродному промежутку разности потенциалов.

В плазме вакуумной дуги в большом количестве присутствуют многозарядные положительные ионы. При этом, зарядовый состав дуговой плазмы напрямую связан с величиной энергии, необходимой для поддержания разряда и внешним магнитным полем, которое приводит к резкому снижению доли одно- и двухзарядных ионов при одновременном повышении многозарядного компонента.

Широкое распространение для объяснения процессов, происходящих в катодном пятне, получила эктонная модель:

В её лежит джоулев разогрев под действием протекающего тока. Интенсивное энерговыделение приводит к взрыву микрообъема катода, сопровождаемому взрывной электронной эмиссией. С течением времени взрывного процесса происходит увеличение зоны эмиссии, падает плотность тока, становится существенным отвод тепла за счет теплопроводности, унос энергии за счет выброса плазмы и нагретого жидкого металла. Поэтому ток взрывной эмиссии прекращается, образуя кратковременную порцию электронов - □эктон.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РОСТА КРИСТАЛЛА ПРИ ПЕРИОДИЧЕСКОМ ИЗМЕНЕНИИ ВНЕШНИХ УСЛОВИЙ

С. С. Гуськов, Е. В. Чупрунов
Нижегородский государственный университет
им. Н. И. Лобачевского, Н. Новгород

Для ряда естественных минералов, а также для синтетических монокристаллов, выращенных из расплава или раствора, характерен дефект, известный как зонарная микроструктура, полосчатость или слоистость. Этот дефект проявляется в виде чередующихся слоев неодинакового качества, параллельных фронту кристаллизации. Считается, что различие физических характеристик отдельных слоёв обусловлено неравномерным распределением примеси. Причины и механизмы такого распределения примеси изучены слабо. Согласно современным представлениям, зонарная микроструктура образуется либо вследствие внутренних процессов роста кристалла, т.е. путём самоорганизации, либо из-за колебаний внешних условий роста кристалла за счёт конвекционных потоков.

Первый вариант объяснения формирования зонарной структуры рассматривался нами ранее. В данной работе проверяется второй вариант. С помощью модели роста двухкомпонентного (основное вещество и примесь) кристалла [1] исследовано поведение растущего кристалла при периодических изменениях внешних условий роста. К таким изменениям относятся колебания отклонения от равновесия σ и средней концентрации примеси в маточной среде C_0 .

Рост при периодически изменяющейся во времени средней концентрации примеси в маточной среде C_0 приводит к соответствующим синхронным колебаниям концентрации примеси в приповерхностном слое среды и периодическому распределению примеси в кристалле. Периодическое изменение σ оказывает на распределение примеси в кристалле принципиально иное влияние. Характеристики максимумов концентрации примеси в кристалле связаны с абсолютным значением C_0 и величиной изменения (т. е. производной по времени) σ .

Таким образом, если допускается изменение концентрации примеси в приповерхностном слое по сравнению с концентрацией в среде кристаллизации вдали от растущей грани, то формирование неравномерного распределения примеси в кристалле может быть связано с изменениями средней концентрации примеси в маточной среде C_0 и, в меньшей степени, с изменениями отклонения от равновесия σ .

Гуськов С.С., Фаддеев М.А., Чупрунов Е.В. Моделирование роста двухкомпонентного кристалла со слоистым распределением примеси // Известия ВУЗов. Поволжский регион. Физ.-мат. науки. № 1 2007 – Пенза, ПГУ, 2007, с. 80 – 88.

ФОРМИРОВАНИЕ РЕНТГЕНОВСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ПРИ ДИФРАКЦИИ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ ОТ ПОВЕРХНОСТИ КРИСТАЛЛВ, ИМЕЮЩИХ КОЛОНЧАТУЮ СТРУКТУРУ

А.С. Маркелов, В.Н. Трушин, Е.В. Чупрунов

В работе [1] была показана возможность формирования пространственно неоднородных по интенсивности рентгеновских пучков (рентгеновских изображений (РИ)), формирующихся за счет локального рассогласования брэгговских отражений, вызванных неоднородными температурными деформациями, распределение которых функционально связано с пространственной структурой проецируемого на поверхность кристалла оптического изображения. К числу недостатков данного способа формирования РИ относится их малая разрешающая способность (РС), которая определяется теплопроводностью кристаллов.

В данной работе нами исследуется возможность повышения РС РИ посредством изменения геометрии структуры поверхности кристалла. При моделировании поверхность кристалла разбивается на ячейки, пространство между которыми углубляется, в результате поверхность кристалла представляет собой колончатую структуру (КС) Поверхность такой структуры можно представить в виде светоприёмника, состоящего из «пикселей-колонок», на которые проецируется оптическое изображение, формирующее в них тепловое поле, структура которого функционально связана с оптическим изображением. По аналогии с тем, что при попадании квантов света на пиксель матрицы с зарядовой связью (ПЗС – матрицы) в нём образуется заряд, величина которого пропорциональна числу упавших квантов, в случае КС повышается температура «пикселя-колонки», изменяющая параметры решетки кристалла. Считываемая информация с поверхности такой «матрицы» содержится в дифрагированном пучке, в виде пространственно модулированного по интенсивности рентгеновского излучения.

Расчеты показали, что РС РИ в этом случае фактически определяется геометрическими параметрами колонок, и теоретически может составлять более 50 линий/мм. Практически РС ограничивается способами получения таких структур и их совершенством.

1. Трушин В.Н., Маркелов А.С. Чупрунов Е.В., Жолудев А.А. Формирование рентгеновских изображений с помощью теплового воздействия света на поверхность дифрагирующего кристалла //Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтронные исслед. 2007. №.2, стр.44-48.

РЕЗОНАНСНЫЕ СВОЙСТВА МАГНИТО- И ЭЛЕКТРО-АНИЗОТРОПНЫХ ДИСПЕРСНЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

Т.М. Василевская, Д.И. Семенцов

Исследуется влияние на спектр ферромагнитного резонанса достаточно тонких ($2L \leq 50$ нм) металлических магнитных пленок угловой дисперсии магнитной и электрической анизотропии. Особенностью подобных пленок является их блочная структура. Каждый блок можно считать монокристаллическим образованием с кубической анизотропией. Ввиду больших полей рассеяния для пленок пермаллоидного класса ($4\pi M_0 \approx 10^4$ Гс), намагниченность блока лежит в плоскости пленки и плоскостную анизотропию можно считать двуосной с двумя перпендикулярными «легкими» осями $\mathbf{n}_1 \perp \mathbf{n}_2$. Дисперсность пленки выражается в плоскостной разориентации указанных «легких» осей в блоках и определяется угловой дисперсией Δ .

Для описания динамики намагниченности \mathbf{M} отдельного блока используем уравнение Ландау-Лифшица. Ненулевые компоненты тензора кристаллографической анизотропии \hat{N}^a , входящего в определение эффективного магнитного поля, имеют вид $N_{xx}^a = -K_1(2 - \sin^2 2\varphi_m)/M_0^2$, $N_{yy}^a = -3K_1 \sin^2 2\varphi_m / M_0^2$. При этом ненулевые плоскостные компоненты тензора электрической проводимости $\hat{\sigma}$ определяются выражениями $\sigma_{xx} = \sigma_0 + \Delta\sigma \cos 2\varphi_e$, $\sigma_{yy} = \sigma_0 - \Delta\sigma \cos 2\varphi_e$, $\sigma_{xy} = \sigma_{yx} = \Delta\sigma \sin 2\varphi_e$, где φ_m , φ_e – углы разориентации магнитной и электрической осей по отношению к приложенному подмагничивающему полю.

Решение динамического уравнения для высокочастотной намагниченности имеет вид $\mathbf{m} = \hat{\chi}\mathbf{h}$, где \mathbf{h} – амплитуда СВЧ-поля, а усредненный по толщине пленки тензор высокочастотной восприимчивости

$$\hat{\chi}(\omega, H) = \frac{1 - \exp(-2ikL)}{2ikL} \frac{\gamma M_0}{\Omega_1 \Omega_2 - \omega^2} \begin{pmatrix} \Omega_1 & i\omega \\ -i\omega & \Omega_2 \end{pmatrix}.$$

Здесь $\Omega_j = \gamma(H_j + \alpha k^2 M_0) - i\xi\omega$, а характерные поля имеют вид

$$H_1 = 4\pi M_0 + H + K_1(2 - \sin^2 2\varphi_m)/M_0, \quad H_2 = H + 2K_1 \cos 4\varphi_m / M_0.$$

Поглощаемая блоком мощность СВЧ-поля определяется мнимой частью восприимчивости $\hat{\chi}''$, а именно $P = \omega \mathbf{h}(\hat{\chi}''\mathbf{h})/2$. Углы φ_m и φ_e в ансамбле блоков распределены в плоскости пленки по гауссовому закону

$$F(\varphi_{m,e}, \Delta_{m,e}) = \exp\left\{-\frac{(\varphi_{m,e} - \bar{\varphi}_{m,e})^2}{2\Delta_{m,e}^2}\right\} / \sqrt{2\pi}\Delta_{m,e},$$

где $\Delta_{m,e}$ – среднеквадратичное отклонение $\varphi_{m,e}$ от среднего значения $\bar{\varphi}_{m,e}$.

В докладе будет дан анализ особенностей спектра ФМР и угловых зависимостей резонансных полей и ширины линии, связанных с наличием электрической и магнитной анизотропии и угловой дисперсии.

ТЕХНОЛОГИЯ ВЫРАЩИВАНИЯ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУР МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КАРБИДА КРЕМНИЯ

В.В. Чибиркин¹, Е.В. Гейфман¹, Н.М. Давыдова^{1,2}

ЗАО НПК «Электровыпрямитель», г. Саранск

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

С начала XXI века происходит всё более широкое внедрение в мировую полупроводниковую промышленность карбида кремния (SiC), обладающего уникальными физическими, химическими и электронными свойствами, которые определяют его исключительную перспективность в современной силовой электронике и энергетике. Полупроводниковые приборы из монокристаллического карбида кремния (SiC) изготавливаются на основе эпитаксиальных слоев SiC, выращенных на подложках SiC.

С каждым годом появляется все большее число работ по эпитаксиальному росту, характеризующихся разнообразием предлагаемых методов и их всевозможных модификаций. В настоящее время наиболее совершенным (по сути единственным) методом создания таких слоёв приборного качества является метод высокотемпературного газофазного осаждения SiC - CVD-метод (Chemical Vapor Deposition). Преимуществами CVD-метода, в сравнении с другими методами, является возможность проведения процесса при атмосферном давлении газа-носителя, и, кроме того, использование жидких источников для легирования акцепторными примесями.

Для эпитаксиального роста SiC из газовой фазы наиболее широкое распространение получила система $C_3H_8 - SiH_4 - H_2$. В качестве газ-носителя, в потоке которого подаются газы-реагенты, чаще всего используется водород (H_2), реже аргон (Ar) или смесь $H_2 + Ar$. Разложение газов на подложке и их осаждение осуществляется при температурах ~ 1500 °C. В качестве легирующих примесей n – типа обычно вводится азот N_2 , а p-типа – Al (CH_3)₃, Al, реже TBP (PH_3-P). Одним из основных параметров CVD-технологии является соотношение между активными компонентами газовой фазы Si/C, поставляемых в реактор. Это соотношение определяет концентрацию носителя в SiC, а в некоторых вариантах CVD определяет и тип проводимости выращиваемых слоев.

Исключительно важное значение имеет подложечный материал. Кроме того, при CVD-росте предъявляются достаточно высокие требования по чистоте газов-носителей, теплоизоляции, материала подложкодержателя

Анализ научных публикаций и патентов свидетельствует о том, что в настоящее время ряд зарубежных фирм и университетов проводят активные исследования в области разработок технологических процессов промышленного выращивания эпитаксиальных структур карбида кремния, основными направлениями которых является: увеличение размеров

эпитаксиальных структур карбида кремния до 6 дюймов и более; снижение плотности дефектов и дислокаций; увеличение скорости роста эпитаксиальных структур SiC.

До настоящего времени в России не было ни одной современной установки для выращивания эпитаксиальных пленок большой площади приборного качества. Однако в 2008 г. ОАО «Электровыпрямитель» (г. Саранск) закупает последнюю модификацию установки VP508GFR у фирмы Aixtron (Германия). ЗАО НПК «Электровыпрямитель» в 2008-2009 г.г. совместно с ОАО «Электровыпрямитель» освоит на ней производство эпитаксиальных структур, что позволит с 2009 г. проводить в России разработки и начать производство приборов на основе SiC на эпитаксиальных структурах отечественного производства.

ВЫБОР МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ ПЛЁНОЧНЫХ НАКЛОННОКОНДЕНСИРОВАННЫХ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

А.Б. Опаричев

Московский энергетический институт, г. Москва

Эффективность работы плёночных наклонноконденсированных термоэлектрических преобразователей как измерителей излучения, использующих поперечную термоэдс зависит от рационального выбора и свойства материалов.

Основными факторами при выборе материалов для наклонноконденсированных плёнок, преобразующих мощность принимаемого плёнкой излучения в электрическую мощность, являются: собственная анизотропия коэффициента термоэдс («кристаллографический вклад» кристаллитов в плёнку); способность образовывать волокнистую микроструктуру («формразмерный вклад» кристаллитов в плёнку при собственной изотропности, но и несовершенстве контакта между кристаллитами). Отмеченные факторы являются необходимыми и достаточными для возникновения в наклонноконденсированных плёнках анизотропии свойств и поперечной термоэдс, т.е. являются условиями их пригодности.

Однако помимо способности к приобретению той или иной текстуры при наклонной конденсации важными являются и сами свойства материалов. Поэтому при выборе материалов приходится, прежде всего, ориентироваться на их свойства и в каждом конкретном случае такие, которые определяют наиболее важные для применения параметры. При этом параметры наклонноконденсированных термопреобразователей,

также как и других термоэлектрических преобразователей зависит не от одного свойства, но и от соотношений двух-трёх свойств материалов – α_0/κ_0 , $\alpha_0^2/\rho_0\kappa_0^2$, c_0/κ_0 , α_0/c_0 . Эти соотношения можно использовать в качестве критериев предпочтительности материалов для плёночных наклонноконденсированных термоэлектрических преобразователей как измерителей непрерывного излучения. Помимо этих показателей эффективности при выборе материалов следует принимать во внимание возможность получения их плёнок.

Среди материалов, обладающих собственной анизотропией коэффициента термоэдс, можно выделить Вi и Те. Из изотропных материалов для изготовления плёночных наклоннотекстурированных термоэлектрических преобразователей перспективны d-металлы (Cr, Ni, Co, Та). Несомненно, перспективны термоэлектродные медно-никелевые сплавы типа МНМц 43-0,5 (копель). Они обладают самыми высокими критериями эффективности в ряду типичных металлов и сплавов, температуро- и коррозиоустойчивы, имеют малый температурный коэффициент электросопротивления.

МАТЕРИАЛЫ ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ И ЛАЗЕРНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

ЛАЗЕРЫ НА КРИСТАЛЛАХ С ЦЕНТРАМИ ОКРАСКИ

П.Г.Зверев

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

Кристаллы с центрами окраски (ЦО) являются основой многих перестраиваемых лазеров, работающих в видимой, ближней и средней инфракрасной спектральных областях. В докладе рассмотрены основные виды центров окраски в кристаллах, представлены их основные физико-химические и спектрально-оптические свойства. Обсуждается технология создания ЦО и методы их стабилизации [1].

Рассмотрены основные схемные решения резонаторов перестраиваемых лазеров на кристаллах LiF с ЦО, позволяющие получать одночастотное, многочастотное и сверхширокополосное излучение. Обсуждаются возможности использования неодимовых и иттербиевых лазеров, а также диодных лазеров в качестве источников накачки лазеров на ЦО, пути повышения эффективности генерации лазеров на ЦО.

Для создания мощного одночастотного перестраиваемого лазерного излучения использовалась схема, включающая задающий генератор и мощный усилитель. В задающем лазере на кристалле LiF с F_2^- ЦО с селективным резонатором, включающим дифракционную решетку и эталон Фабри-Перо, была получена одночастотная плавно и непрерывно перестраиваемая генерация в диапазоне $1.1 \div 1.23$ мкм со спектральной шириной менее 0.015 см^{-1} . Для усиления использовались одно- и многопроходные усилители на кристаллах LiF с ЦО. В двухпроходном усилителе достигнут коэффициент усиления 300 с эффективностью преобразования до 45% в режиме насыщения.

Использование специального селективного резонатора с внутрирезонаторной линзой позволило создать широкополосный лазер на кристалле LiF с F_2^- и F_2^+ ЦО, дающий одновременную лазерную генерацию в спектральном диапазоне $1.1 \div 1.23$ мкм и $0.9 \div 1.02$ мкм со спектральной шириной свыше 1300 см^{-1} . Показана возможность получения многочастотного излучения со спектральным кодированием путем пространственной модуляции возбуждающего излучения [2]. С использованием нелинейных кристаллов LiIO₃ и ВВО получено одновременное нелинейное преобразование широкополосного и многочастотного излучения во вторую и четвертую гармоники.

1. Т. Т. Basiev, P. G. Zverev, S. B. Mirov, "Color Center Lasers", in Handbook of Laser Technology and Applications, C.E. Webb and J.D.C. Jones (eds.), Taylor & Francis Group, CRC Press, chapter B1.8, 499-522 (2003).
2. В. В. Федоров, П. Г. Зверев, Т. Т. Басиев, «Широкополосная генерация и нелинейное преобразование излучения лазеров на кристаллах LiF с F_2^+ и F_2^- центрами окраски», Квантовая электроника, т.31, 285-290 (2001).

ЛАЗЕРНО-ЭМИССИОННЫЕ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ В ЭЛЕКТРОНИКЕ

Е.Л. Сурменко

Саратовский государственный технический университет, г.Саратов

Современная наука и техника не могут обходиться без знания состава веществ, которые являются объектами деятельности человека. Основные требования, предъявляемые к методам анализа материалов, — это точность, воспроизводимость и быстрота выполнения. Поскольку чисто химические методы не всегда отвечают этим требованиям, широкое внедрение получили физические и физико-химические методы, в частности, различные методы лазерной спектроскопии.

Среди этих методов одно из главных мест занимает лазерный микроспектральный анализ (ЛМА), точнее, прямой атомный эмиссионный оптический микроспектральный анализ. Благодаря высокой степени локальности пробоотбора большинство лазерных методов анализа позволяют исследовать малые количества вещества, поэтому лазерный спектральный анализ принято называть микроспектральным. Термины «оптический» и «эмиссионный» описывают характер спектров, являющихся объектами изучения. «Атомный» - поскольку высокая температура, создаваемая лазерным источником, приводит к распаду молекул большинства веществ на атомы, и именно атомные спектры исследуются методом. Термин «прямой» указывает на отсутствие дополнительных систем довозбуждения плазмы. В иностранных источниках принято обозначать описываемый метод LIBS (laser induced breakdown spectroscopy).

В задачу ЛМА входит получение спектра пробы анализируемого вещества, определение качественного состава пробы с помощью атласов и таблиц, количественная оценка содержания обнаруженных элементов по градуировочным графикам, построенным по спектрам эталонных образцов с известным содержанием этих элементов.

В области электронной техники повышение степени миниатюризации и интеграции приборов делает лазерный пробоотбор единственным бесконтактным методом возбуждения спектров. ЛМА состава деталей приборов производится практически без их разрушения и специальной подготовки. Кроме того, ЛМА может обеспечить необходимую локальность пробоотбора, исследовать мельчайшие включения в объект. Благодаря высокой воспроизводимости результатов возможен послойный анализ состава сложных покрытий и напылений.

В докладе будут рассмотрены основные характеристики метода и примеры применения ЛМА для исследования состава материалов электроники, специальных покрытий и случайных напылений на электронных приборах и компонентах, микровключений в детали.

ЛАЗЕРНАЯ ДИАГНОСТИКА МИКРОПОТОКОВ

Б.С. Ринкевичюс

*Московский энергетический институт (технический университет),
г. Москва*

Лекция посвящена рассмотрению физических основ лазерно-информационной технологии определения параметров микропотоков с помощью когерентного излучения и компьютерных систем обработки сигналов и изображений.

1. Принципы лазерной диагностики микропотоков

Суть лазерной диагностики потоков состоит в том, что исследуемый поток зондируется лазерным пучком, а затем измеряются параметры либо прошедшего, либо рассеянного излучения [1]. Так как лазерный пучок характеризуется совокупностью параметров: мощностью, поляризацией, длиной волны, частотой, фазой и направлением распространения, то по изменению этих параметров можно судить о процессах, происходящих в исследуемом потоке.

Отличительной особенностью лазерного излучения является высокая пространственная и временная когерентность, что позволяет получать спектральную плотность мощности излучения, превосходящую в 10^{10} раз спектральную плотность некогерентных источников излучения. Узкая направленность лазерного пучка позволяет создавать простые оптические схемы измерительных систем, надежных и простых в эксплуатации. Благодаря большой мощности лазерного излучения можно регистрировать малые размеры частиц, малая длительность излучения – быстропротекающие процессы. Высокая монохроматичность лазерного излучения позволяет создавать методы, где информативным параметром является частота.

На рис.1 показана принципиальная оптическая схема диагностики потоков при помощи лазерного излучения. Излучение от лазера 1 проходит через оптическую систему формирования пучка 2 и направляется в исследуемый поток 3, заключенный в прозрачном канале. Прошедший пучок направляется в измерительный блок 4, где регистрируются его параметры. По изменению параметров прошедшего излучения по сравнению с параметрами зондирующего излучения определяются параметры исследуемого потока.

В другом варианте анализируются параметры рассеянного излучения при помощи измерительного блока 5 и сравниваются с параметрами зондирующего излучения. Методы диагностики первого типа являются интегральными, так как изменение параметров прошедшего излучения обусловлено характеристиками потока на всем пути распространения лазерного пучка. Методы второй группы позволяют определять параметры потока в малой области пространства, заданной поперечными

размерами лазерного пучка и глубиной резкости оптической системы, регистрирующей рассеянное излучение.

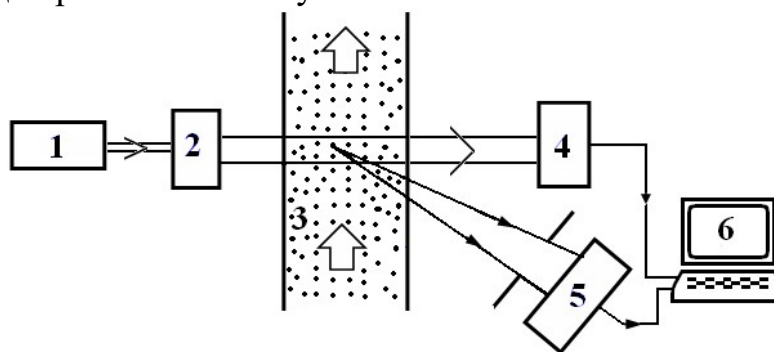


Рис. 1. Схема лазерной диагностики микропотоков: 1 – лазер, 2 – оптическая система, 3 – исследуемый микропоток, 4,5 – измерительные блоки, 6 - ПК.

Таким образом, прямая задача лазерной диагностики потоков состоит в том, чтобы при известных параметрах зондирующего излучения и известных оптических параметрах потока найти параметры прошедшего излучения. Очевидно, что это возможно сделать при условии, что известны связи между физическими параметрами потока (температурой, скоростью, концентрацией и размером частиц, плотностью, давлением, соленостью и т.д.) и его оптическими характеристиками (комплексным показателем преломления, градиентом показателя преломления, матрицей рассеяния и т.д.). К сожалению, это не всегда осуществимо.

Обратная задача состоит в нахождении параметров потока по измеренным параметрам лазерного излучения. Как хорошо известно, обратные задачи не всегда однозначны и математически корректны. Поэтому при их решении необходимо привлекать и дополнительную информацию о потоке, полученную другими неоптическими методами.

В чем достоинства лазерных методов диагностики микропотоков? Прежде всего, лазерные методы являются бесконтактными, а поэтому практически не вносят возмущений в исследуемый поток в отличие от зондовых методов, которые в данном случае вообще неприменимы. Во-вторых, лазерный пучок можно рассматривать как многопараметрический зонд. Поэтому с помощью такого зонда можно создавать многоканальную измерительную систему, когда одновременно регистрируются многие параметры потока. В-третьих, лазерные методы диагностики являются в общем случае полевыми методами, т.е. с их помощью определяются распределения параметров потока в пространстве за короткий промежуток времени.

2. Оптические явления, используемые в лазерной диагностике микропотоков [2].

2.1. *Распространение лазерного пучка в среде.* Простейшей моделью микропотока является линейная, стационарная, изотропная и однородная среда, характеризующаяся комплексным показателем преломления,

который зависит от свойств и параметров среды и длины волны лазера, что и положено в основу методов лазерной диагностики потоков.

Показатель преломления среды может изменяться за счет внешних воздействий, например колебаний температуры, давления, состава среды, электрических и магнитных полей.

Если среда прозрачная, то при распространении в ней лазерного излучения изменяется только его фаза, причем в данной точке пространства она зависит от оптического пути, т.е. и от показателя преломления среды. В оптическом диапазоне измерение фазы волны существенно затруднено, поэтому в экспериментах измеряется разность фаз, которая для однородной среды однозначно определяется изменением показателя преломления. Это изменение положено в основу рефракционных, интерференционных и голографических методов измерения параметров потоков.

2.2. Отражение и преломление на границе раздела двух сред. Если среда является слоистой, т.е. состоит из частей с различными показателями преломления, то на границе раздела двух сред происходит отражение и преломление лазерного пучка, причем угол отражения равен углу падения, а угол преломления связан с углом падения законом Снелиуса (заметим, что для метасред эти условия выполняются не всегда). Параметры отраженного и преломленного пучков определяются относительным показателем преломления двух сред и положены в основу рефракционных и поляризационных методов исследования потоков. Особенно следует отметить явление полного внутреннего отражения (ПВО), которое очень чувствительно к изменению показателя преломления в тонком пограничном слое толщиной в сотни нанометров.

2.3. Распространение пучка в оптически неоднородной среде. Оптически однородный поток становится оптически неоднородным из-за зависимости показателя преломления среды от температуры, давления, солености и т.д. Если показатель преломления среды изменяется в пространстве плавно, то траектория распространения лазерного пучка плавно изменяется. Это явление положено в основу теневых, рефракционных и рефрактографических методов диагностики потоков.

2.4. Рассеяние света. Многие методы диагностики микропотоков основаны на анализе характеристик рассеянного излучения на оптических неоднородностях. Такими неоднородностями могут быть флуктуации показателя преломления исследуемого потока либо инородные частицы, показатель преломления которых отличается от показателя преломления окружающей среды. Поскольку в последнем случае интенсивность рассеянного излучения значительно больше, то именно этот тип рассеяния и нашел наибольшее распространение в лазерных методах диагностики. Обычно частицы в потоке присутствуют естественным образом (двухфазные потоки) либо их вводят искусственно. Рассеяние излучения на частицах с размерами меньше длины волны называется рэлеевским рассеянием, а на частицах больше длины волны рассеянием Ми. Такие

частицы рассеивают излучение в основном вперед (лазерный пучок хорошо виден, если смотреть навстречу пучку).

2.5. *Эффект Доплера.* При движении источника или приемника излучения происходит изменение регистрируемой частоты излучения. Этот эффект был установлен австрийским физиком Х.Доплером еще в 1842 году.

Одним из основных параметров потока является его скорость; наиболее чувствительным к скорости движения объекта параметром лазерного пучка является его частота, точнее изменение частоты рассеянной волны по сравнению с частотой падающего пучка, обусловленное эффектом Доплера. Это связано с тем, что в оптическом диапазоне в отличие от радио- и акустического диапазонов, пока нет возможности непосредственно измерять частоту оптического излучения, однако это не накладывает ограничения на возможность измерения скорости потока на основе эффекта Доплера. Только после создания лазеров появилась возможность измерять разность частот двух волн: опорной и сигнальной. Современные методы регистрации оптического излучения позволяют измерять очень малые разности частот, вплоть до 0,005 Гц, что при абсолютной частоте лазерного пучка видимого диапазона 5×10^{14} Гц дает относительное изменение частоты 10^{-17} . Это означает, что по эффекту Доплера можно обнаружить скорость движения частицы в потоке, которая составляет 10^{-17} часть от скорости света, т.е. 3 нм/с! Безусловно, это очень малая величина.

3. Лазерные методы диагностики микропотоков

3.1. *Лазерная доплеровская анемометрия [1].* Наиболее совершенным оптическим методом измерения скорости микропотоков является доплеровский метод, в котором полностью реализуются преимущества лазерного излучения перед излучением обычных источников света. Высокая временная и пространственная когерентность лазерного излучения позволила создать новый метод измерения скорости потока, в котором информативным параметром, характеризующим скорость, является разность частот двух волн: рассеянной и опорной (схема с опорным пучком) или двух рассеянных (дифференциальная схема). В настоящее время создано наибольшее распространение получила дифференциальная схема, на основе которой разработаны лазерные доплеровские анемометры (ЛДА), позволяющая измерять одну, две и три проекции вектора скорости частиц, характеризующих скорость потока.

Пояснить принцип работы ЛДА с дифференциальной оптической схемой можно на основе интерференционной модели. В области пересечения двух одинаковых по мощности и размерам лазерных пучков образуется изменяющееся во времени интерференционное поле, плотность мощности которого описывается выражением

$$F = 2 F_0 [1 + \cos(\Omega t - \mathbf{K}r)], \quad (1)$$

где F_0 – огибающая плотности мощности, Ω – разность круговых частот зондирующих пучков, \mathbf{K} – разностный волновой вектор (вектор

чувствительности), r – радиус вектор точки пространства, где пересекаются лазерные пучки.

Таким образом, интерференционное поле представляет собой периодическое распределение плотности мощности, изменяющееся во времени, эквивалентное бегущей световой решетке. Направление движения ее определяется разностным волновым вектором, а частота чередования светлых и темных полос – разностью частот двух интерферирующих пучков.

Движение малой частицы через такое интерференционное поле приводит к изменению мощности рассеянного излучения: когда частица находится в темной полосе мощность минимальна, когда в светлой полосе – максимальна. Поэтому при регистрации рассеянного излучения ток фотоприемника меняется во времени

$$i(t) = i_0[1 + m \cos(\Omega - \mathbf{K}\mathbf{u})t], \quad (2)$$

где i_0 - огибающая импульса фототока от одной частицы, m - коэффициент модуляции фототока, учитывающий неравенство мощностей рассеянного излучения от двух зондирующих пучков.

Полный фототок от совокупности частиц представляет собой последовательность импульсов со случайными амплитудами, частотами и моментами появления частиц. Сигнал с фотоприемника поступает в электронный процессор, который выдает информацию о скорости потока.

Доплеровский метод обеспечивает большую локальность измерений, так как лазерные пучки можно сфокусировать в пятно, размеры которого составляют единицы микрометра. В настоящее время лазерные доплеровские анемометры выпускаются серийно с большим разнообразием конструкций, измеряемых параметров потока, областей применения.

На рис. 2 показан блок-схема ЛДА, где излучение от лазера 1 через световод 2 направляется в приемопередающий зонд 3, где формируются два пучка с различными частотами. Рассеянное назад излучение попадает в зонд 3 и преобразуется в электрический сигнал, который направляется в компьютерную систему обработки информации 5, которая выдает временные параметры потока.

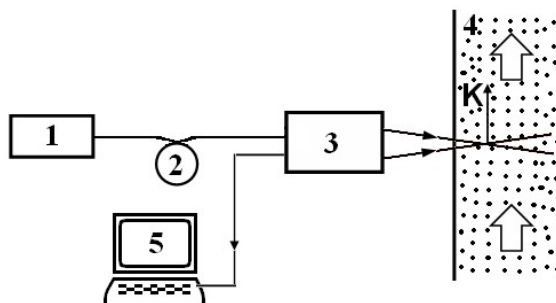


Рис.2. Блок-схема лазерного доплеровского анемометра: 1 – лазер, 2 – световод, 3 – приемопередающий зонд, 4 – исследуемый микропоток, 5 – электронная система обработки информации.

3.2. *Лазерная анемометрия по изображениям частиц (PIV-метод).* В отличие от локального доплеровского метода лазерная анемометрия по изображениям частиц является полевым методом, позволяющим получить информацию о потоке в выбранном сечении. Суть данного метода заключается в следующем (рис.3). Исследуемый поток 4, содержащий частицы, зондируется не узким лазерным пучком, а лазерной плоскостью 3, т.е. астигматическим пучком, у которого ширина существенно превосходит его толщину. Такой пучок получается с помощью специальной оптической системы. Лазер 1 работает в двухимпульсном режиме, интервал между короткими импульсами может варьироваться. Рассеянное частицами излучение 5 регистрируется с помощью матричного фотоприемника 6, сигнал с которого подается в компьютер 7. Используются специальные корреляционные алгоритмы обработки двух оптических изображений потока с частицами, которые позволяют получить информацию о поле скоростей.

Такие PIV-измерительные системы выпускаются зарубежными фирмами серийно. Разработаны варианты систем для исследования микропотоков: micro-PIV.

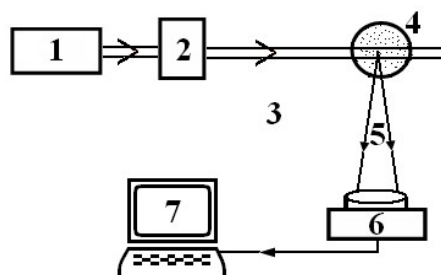


Рис.3. Блок-схема PIV-системы: 1 - двухимпульсный лазер, 2 - оптическая система, 3 - лазерная плоскость, 4 - исследуемый микропоток, 5 - рассеянное излучение, 6 - ПЗС фотоприемник, 7 - компьютер.

3.3. *Лазерная модуляционная интерферометрия.* Интерферометрический метод измерения параметров потоков газа и жидкости известен давно, однако только использование лазеров в качестве источников излучения позволило создать большое многообразие интерферометрических систем, которые в настоящее время широко используются в диагностике потоков жидкости и газа. Применительно к исследованию микропотоков используются в основном модуляционные интерферометрические системы, имеющие большую чувствительность к изменению разности фаз, что позволяет измерять сверхмалые изменения толщины миллиметровой водяной пленки или ее показателя преломления.

3.4. *Лазерная рефрактография[3].* Лазерная рефрактография – это новая информационная технология количественной визуализации оптически неоднородных потоков. В ее основе лежит идея применения пространственно структурированного лазерного излучения совместно с цифровой регистрацией и компьютерными методами дифференциальной обработки рефракционных изображений.

Принципиально новыми возможностями метода являются: адаптация к форме исследуемой поверхности, возможность получения трехмерного изображения, одновременность измерений в различных пространственных областях (что существенно для исследования нестационарных процессов), количественная диагностика неоднородности, возможность непосредственной информативной визуализации в процессе мониторинга процесса. Существенным достоинством лазерной рефрактографии является возможность *количественной диагностики* параметров микропотоков и восстановление профиля неоднородности на основе сравнения экспериментальных и расчетных рефрактограмм.

Лазерная рефрактография используется для исследования стационарных и нестационарных быстропротекающих процессов, в том числе тепловых процессов в жидкости, газе и плазме, естественной конвекции в жидкости около нагретых или охлажденных тел, количественной диагностики температурных полей в пограничном слое при использовании технологий охлаждения и нагрева, процессов перемешивания различных жидкостей в аппаратах химической технологии, диагностики акустических полей и полей других физических величин, влияющих на значения показателя преломления.

Лазерная рефрактография может использоваться для исследования таких фундаментальных явлений, как появление особых точек конвективной неустойчивости, краевые эффекты на кромках тел, образование микро- и наноструктур при специальных режимах нагрева и т.д.

На рис.4 показан процесс получения рефрактограммы на экране 3 от конического пучка 1, прошедшего вблизи нагретого шара 2, помещенного в холодную воду. Обработка такой рефрактограммы позволяет получить распределение температуры в тонком пограничном слое воды, толщиной меньше долей миллиметра.

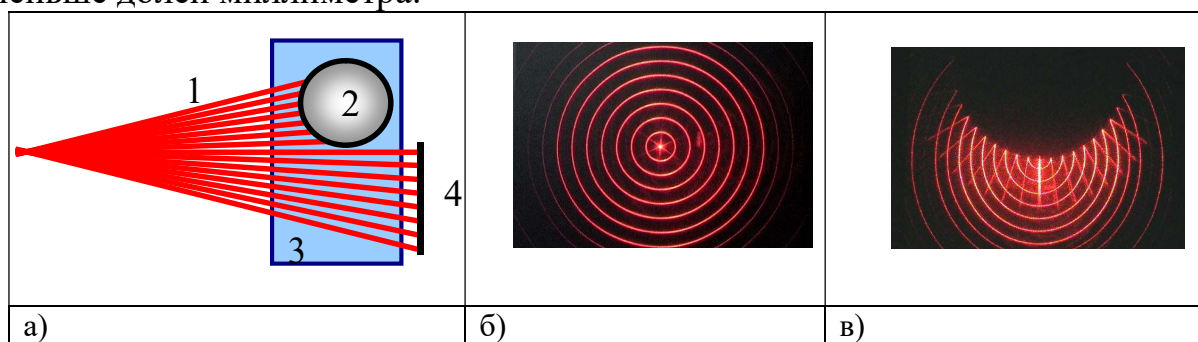


Рис.4. Рефрактограммы пограничного слоя около нагретого шара на основе СЛИ в виде совокупности конусных пучков: а – схема эксперимента, б – рефрактограмма в отсутствие шара, в – рефрактограмма в присутствии нагретого шара в холодной воде, 1– конусные пучки, 2 – шар, 3 –экран

4. Заключение

Современный этап развития оптоэлектроники, связанный разработкой полупроводниковых лазеров с улучшенными метрологическими

характеристиками и новых оптоэлектронных элементов, позволяет создавать новые лазерно-информационные измерительные системы.

В настоящее время ЛДП является быстро развивающейся областью научных исследований и технических разработок, в которой используются последние достижения оптоэлектроники: лазерной техники, в особенности в области разработки полупроводниковых лазеров видимого диапазона, волоконной оптики (миниатюрные датчики и сенсоры), компьютерной оптики (миниатюрные дифракционные оптические элементы), матричных фотоприемников (приборов с зарядовой связью), быстродействующих компьютеров с большой оперативной и постоянной памятью, эффективными программами цифровой обработки оптических изображений.

1. Ринкевичюс Б.С. Лазерная диагностика потоков. – М.: Издательство МЭИ, 1990. 287 с.

2. Евтихийев Н.Н., Евтихьева О.А., Компанец И.Н., Краснов А.Е., Кульчин Ю.Н., Одинокоев С.Б., Ринкевичюс Б.С. Информационная оптика / Под ред. Н.Н.Евтихьева. Издательство МЭИ, 2000, - 612 с.

3. Расковская И. Л., Ринкевичюс Б. С., Толкачѳв А. В. Лазерная рефрактография оптически неоднородных сред. // Квантовая электроника, 2007, №12, С. 1176 – 1180.

ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕРХЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ИОНОВ В КРИСТАЛЛАХ СО СТРУКТУРОЙ ГРАНАТА

П.А. Рябочкина

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

Кристаллы, активированные ионами с незаполненной d- или f-оболочкой, находят широкое практическое применение. Например, большинство активированных лазерных кристаллов представляют собой диамагнитные ионные кристаллы, содержащие в качестве примеси парамагнитные ионы группы железа или редких земель. Исследование оптических спектров этих кристаллов наряду с практической значимостью представляет большой научный интерес для физики твердого тела, кристаллографии, кристаллохимии, позволяя определить валентное состояние примесного центра, его локальную симметрию, дефектность в месте нахождения этого центра и т.д..

Важнейшей характеристикой оптических спектров примесных центров в кристаллах и стеклах является интенсивность спектральных линий. Интенсивности в спектрах излучения связаны с энергией, излучаемой возбужденными частицами, а в спектрах поглощения связаны с коэффициентами поглощения исследуемого вещества, которые в свою очередь зависят от энергии, поглощаемой частицами этого вещества.

Проанализировав и обобщив результаты экспериментальных исследований интенсивностей переходов редкоземельных (РЗ) ионов в кристаллах, Ван Флек [1] рассмотрел три возможных механизма переходов между энергетическими уровнями этих ионов, основанных на вынужденном электродипольном (ed), магнитодипольном (md) и квадрупольном (qd) излучениях. Электродипольные переходы между состояниями $4f^n$ -конфигурации запрещены правилами отбора по четности [2]. Ван Флеком показано [1], что этот запрет в той или иной степени может сниматься за счет нецентросимметричных взаимодействий РЗ ионов с окружением, которые вызывают перемешивание состояний противоположной четности. В качестве таких взаимодействий в кристалле могут быть как статические (нечетные члены в разложении по сферическим гармоникам потенциала кристаллического поля), так и динамические (колебания решетки, обуславливающие нарушения инверсной симметрии) части потенциала кристаллического поля.

Для расчета интенсивностей вынужденных дипольных переходов необходимо знание всех энергий и собственных функций конфигураций $4f^{n-1}$ примесных ионов, а также нечетной части потенциала кристаллического поля, что представляет собой крайне сложную задачу. Применяя методы тензорной алгебры Рака, Джадд [3] и Офельт [4] решили данную проблему следующим образом. В их теории вынужденных дипольных переходов использованы три феноменологических параметра Ω_t , с помощью которых можно выразить интегральный коэффициент поглощения между начальным уровнем L, S, J и уровнем L', S', J' , а также вероятность спонтанного перехода с возбужденного уровня L_1, S_1, J_1 на уровень L'_1, S'_1, J'_1 :

$$k([L, S]J; [L', S']J') = \frac{8\pi^3 e^2 N}{3h\nu(2J+1)} \left(\frac{n^2+2}{9n} \right)^2 \sum_{t=2,4,6} \Omega_t [U^{(t)}([LS]J; [L'S']J')]^2, \quad (1)$$

$$A([L, S]J; [L', S']J') = \frac{64\pi^4 e^2 \nu^3}{3hc^3(2J+1)} \left(\frac{n(n^2+2)^2}{9} \right) \sum_{t=2,4,6} \Omega_t [U^{(t)}([L_1 S_1]J_1; [L'_1 S'_1]J'_1)]^2, \quad (2)$$

где n -показатель преломления среды, N -концентрация РЗ ионов, $U^{(t)}$ - матричные элементы угловых моментов неприводимых тензорных операторов ранга t , которые затабулированы для всех редкоземельных ионов в приближении нормальной и для многих РЗ ионов в приближении промежуточной связи [5]. Параметры интенсивности Ω_t определяются следующим выражением:

$$\Omega_t = (2t+1) \sum_{k,m} |A_{k,m}|^2 Z^2(k,t)/(2k+1). \quad (3)$$

В выражении (3) $Z(k, t)$ – величина, пропорциональная матричным элементам различных степеней радиуса, вычисленного с помощью радиальных частей волновых функций состояний, принадлежащих основной и возбужденной конфигурациям противоположной четности и

обратно пропорциональная энергетическому зазору между ними, A_{km} - нечетный параметр кристаллического поля.

В начале 60-х годов в результате экспериментальных исследований оптических спектров поглощения РЗ ионов в растворах и твердых телах было установлено [6-8], что силы осцилляторов для ряда переходов между энергетическими уровнями РЗ ионов очень чувствительны к смене лигандов. Это характерно для переходов, удовлетворяющих следующим условиям: 1) переходы удовлетворяют правилам отбора $\Delta J \leq 2$; 2) матричный элемент для этих переходов $U_2 \neq 0$, при этом значения $(U_2)^2$ достаточно велики по сравнению с $(U_4)^2$ и $(U_6)^2$. Явление зависимости сил осцилляторов для переходов РЗ ионов от особенностей кристаллической структуры и лигандного окружения в растворах и твердых телах получило название «сверхчувствительности», а сами переходы были названы «сверхчувствительными». Следует также заметить, что от особенностей кристаллической структуры и лигандного окружения в растворах и твердых телах зависит также значение параметра интенсивности Ω_2 .

Возможные механизмы увеличения сил осцилляторов для сверхчувствительных переходов РЗ ионов и чувствительности параметра Ω_2 к смене окружения примесного иона в кристаллах, стеклах и растворах приводятся в работах [9, 10]. Теория, объясняющая причину сверхчувствительности отдельных переходов РЗ иона, развитая в [9] получила название теории «неоднородного диэлектрика», а в работе [10] соответственно - теории «поляризации лигандов». Несмотря на то, что теории формально отличаются, как отмечают авторы [11] они одинаковы с точки зрения физического механизма. Суть данного механизма заключается в следующем. Дипольные компоненты поля излучения индуцируют совокупность переменных электрических диполей лигандов, окружающих РЗ ион, которые могут обеспечить смешивание 4f-электронных состояний через электростатическое квадруполь-дипольное взаимодействие (РЗ ион-лиганд). В нецентросимметричных системах, а также центросимметричных системах при учете колебаний решетки, это индуцированное квадруполь-дипольное взаимодействие может значительным образом увеличивать вероятность электрквадрупольных переходов между энергетическими уровнями 4f оболочки РЗ иона. При этом наблюдаемые спектральные переходы не являются чисто квадрупольными, так как в целом процесс взаимодействия излучение-ион, является дипольным. Вследствие этого сверхчувствительные переходы получили название «псевдоквадрупольных».

Объяснение закономерностей изменения параметров интенсивности Ω_t для ионов Pr^{3+} , Nd^{3+} , Er^{3+} , Tm^{3+} в кристаллах Y_2O_3 по отношению к аналогичным параметрам в кристаллах LaF_3 , активированных соответствующими ионами, дается в работе [12] с учетом предположения Джадда [13] о том, что причиной «сверхчувствительности» отдельных переходов РЗ ионов является особенность локального окружения и, соответственно, тип точечной симметрии РЗ иона в

кристаллической матрице. Выражения для статической части параметров интенсивности можно представить в виде:

$$\Omega_2 = (5/3)|A_{10}|^2 \Xi^2(1,2) + (5/7) \sum_p |A_{3p}|^2 \Xi^2(3,2)$$

$$\Omega_4 = (9/7)|A_{3p}|^2 \Xi^2(3,4) + (9/11) \sum_p |A_{5p}|^2 \Xi^2(5,4)$$

$$\Omega_6 = (13/11)|A_{5p}|^2 \Xi^2(5,6) + (13/15) \sum_p |A_{7p}|^2 \Xi^2(7,6).$$

Интенсивность «сверхчувствительных» переходов выше, а параметр Ω_2 больше по величине, если точечная симметрия РЗ иона такова, что член $|A_{10}|$ в разложении потенциала кристаллического поля отличен от нуля. «Сверхчувствительные» переходы менее интенсивны, если в разложении потенциала кристаллического поля этот член равен нулю. Авторы [12] отмечают, что точечная симметрия C_2 предполагает наличие отличного от нуля члена $|A_{10}|$, поэтому «сверхчувствительный» переход ${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4G_{5/2}$ ионов Nd^{3+} имеет значительную интенсивность в Y_2O_3 . Для точечной симметрии D_{3h} , характерной для иона Nd^{3+} в кристаллах LaF_3 , член $|A_{10}|=0$, поэтому интенсивность перехода ${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4G_{5/2}$ ионов Nd^{3+} в этих кристаллах значительно меньше по сравнению с Y_2O_3 .

Нами проведены исследования интенсивностей межмультиплетных f-f переходов ионов Nd^{3+} , Er^{3+} , Tm^{3+} в кристаллах кальций-ниобий галлиевого граната (КНГГ) [14] и выполнен сравнительный анализ значений сил осцилляторов для сверхчувствительных переходов и параметров интенсивности Ω_t ($t=2,4,6$) в этих кристаллах и кристаллах других гранатов и ряде оксидных кристаллов. Кристаллы КНГГ, активированные РЗ ионами представляют интерес для лазерной физики. Их характерной особенностью является более низкая ($1460^\circ C$) температура плавления по сравнению с кристаллами ИАГ, ГСАГ, ГСГГ. Это позволяет применять для их синтеза безиридиевую технологию, что в значительной степени упрощает процесс выращивания. Другой особенностью этих кристаллов является значительное разупорядочение кристаллической структуры, вследствие чего спектры поглощения и люминесценции РЗ ионов в них являются неоднородно уширенными.

Кристаллы КНГГ-Nd, КНГГ-Er, КНГГ-Tm были выращены методом Чохральского. Концентрация РЗ ионов в кристаллах определялась с помощью рентгеноспектрального микроанализатора «Camebax».

Из спектров поглощения кристаллов КНГГ-Nd были определены интегральные коэффициенты поглощения для переходов с основного мультиплета ${}^4I_{9/2}$ ионов Nd^{3+} на возбужденные мультиплеты ${}^4F_{3/2}$, ${}^4F_{5/2}+{}^2H_{9/2}$, ${}^4F_{7/2}+{}^4S_{3/2}$, ${}^4F_{9/2}$, ${}^2H_{11/2}$, ${}^4G_{5/2}+{}^2G_{7/2}$, ${}^2K_{13/2}+{}^4G_{7/2}$, ${}^4G_{9/2}$, ${}^4K_{15/2}+{}^2G_{9/2}+{}^2D_{3/2}$, ${}^4G_{11/2}$, ${}^2P_{1/2}+{}^2D_{5/2}$. Затем из интегральных коэффициентов поглощения были рассчитаны экспериментальные значения сил осцилляторов ионов Nd^{3+} в кристаллах КНГГ-Nd. Аналогичным образом были определены значения сил осцилляторов для переходов с уровня ${}^4I_{15/2}$

на возбужденные мультиплеты $^4I_{13/2}$, $^4I_{11/2}$, $^4I_{9/2}$, $^4S_{3/2}$, $^2H_{11/2}$, $^4F_{7/2}$, $^4F_{5/2} + ^4F_{3/2}$, $^2H_{9/2}$ ионов Er^{3+} в кристаллах КНГГ-Er, а также силы осцилляторов переходов из основного состояния 3H_6 ионов Tm^{3+} на возбужденные мультиплеты: 3F_4 , 3H_5 , 3H_4 , $^3F_3 + ^3F_2$, 1G_4 в кристаллах КНГГ-Tm. Далее, по методу Джадда-Офельта были найдены значения параметров интенсивности Ω_t ($t=2,4,6$) ионов Nd, Er, Tm, при которых в кристаллах КНГГ-Nd, КНГГ-Er, КНГГ-Tm согласие экспериментальных и теоретических значений сил осцилляторов наилучшее. Для вычислений использовались численные значения матричных элементов единичных тензоров $U^{(t)}$ для ионов Nd^{3+} , Er^{3+} и Tm^{3+} , которые были взяты из [15]. Значения n для кристаллов КНГГ взяты из работы [16].

Как отмечалось ранее, спектральные линии РЗ ионов в спектрах поглощения кристаллов КНГГ, активированных этими ионами являются неоднородноширенными, что обусловлено наличием нескольких оптических центров РЗ ионов в этих кристаллах. Каждый тип оптических центров в исследованных многоцентровых кристаллах имеет свой собственный набор спектроскопических параметров. Это означает, что для точного анализа спектров поглощения кристаллов в соответствии с теорией Джадда-Офельта необходимо знать точный спектр поглощения каждого из типов оптических центров в отдельности и их абсолютную концентрацию. Из-за большой сложности такого вида анализа в вычислениях использовались интегральный спектр поглощения и полная концентрация РЗ ионов. Поэтому определенные в настоящей работе параметры интенсивности ионов Nd^{3+} , Er^{3+} , Tm^{3+} либо определяются преобладающим в данном кристалле типом центров, либо соответствуют некоторому интегральному квазицентру активатора.

Экспериментальные и теоретические значения сил линий и сил осцилляторов для некоторых переходов ионов Nd^{3+} для кристаллов КНГГ-Nd приведены в таблице 1. Для сравнения в таблице 1 приведены соответствующие значения сил линий для кристаллов смешанного гадолиний – скандий - галлиевого граната ГСГГ-Nd, полученные авторами [17].

Таблица 1.

Экспериментальные и рассчитанные значения сил линий и сил осцилляторов для переходов из основного состояния $^4I_{9/2}$ ионов Nd^{3+} в кристаллах ГСГГ-Nd [17] и КНГГ-Nd.

Конечный мультиплет перехода $^4I_{9/2} \rightarrow J'$	Кристалл					
	ГСГГ-Nd [17]		КНГГ-Nd			
	$S_{exp} \cdot 10^{-20}$, cm ²	$S_{cal} \cdot 10^{-20}$, cm ²	$S_{exp} \cdot 10^{-20}$, cm ²	$S_{cal} \cdot 10^{-20}$, cm ²	$f_{exp} \cdot 10^{-6}$	$f_{cal} \cdot 10^{-6}$
$^2P_{1/2} + ^2D_{5/2}$	0.07	0.09	0.08	0.13	0.40	0.64
$^4G_{11/2}$	0.15	0.13	0.13	0.04	0.61	0.18
$^4K_{15/2} + ^2G_{9/2} + ^2D_{3/2}$	0.21	0.14	0.18	0.20	0.80	0.88

${}^4G_{9/2}$	0.51	0.27	0.69	0.31	2.92	1.33
${}^2K_{13/2}+{}^4G_{7/2}$	0.78	0.68	0.87	0.95	3.58	3.88
${}^4G_{5/2}+{}^2G_{7/2}$	1.92	1.93	5.69	5.68	21.29	21.26
${}^2H_{11/2}$	0.003	0.04	0.03	0.03	0.12	0.12
${}^4F_{9/2}$	0.18	0.15	0.17	0.13	0.52	0.42
${}^4F_{7/2}+{}^4S_{3/2}$	2.09	2.23	1.77	1.85	5.13	5.35
${}^4F_{5/2}+{}^2H_{9/2}$	2.41	2.23	2.21	2.14	6.01	5.81
${}^4F_{3/2}$	0.58	0.72	0.64	0.87	2.58	2.14

Из таблицы 1 следует, что отношение значений сил линий для переходов между энергетическими уровнями ионов Nd^{3+} в кристаллах ГСГГ и КНГГ не превышает 1.4, за исключением переходов ${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4G_{5/2} + {}^2G_{7/2}$, где подобное отношение примерно равно 3. В таблице 2 приведены значения параметров интенсивности для кристаллов КНГГ-Nd, а также параметров интенсивности в кристаллах ряда гранатов и некоторых других оксидных и фторидных кристаллах. Из таблицы 2 видно, что параметр Ω_2 в кристаллах КНГГ-Nd отличается от аналогичного параметра в кристаллах других гранатов более чем на порядок. При этом значения параметров Ω_4 и Ω_6 в кристаллах КНГГ-Nd в меньшей степени отличаются от аналогичных параметров для других гранатов.

Таблица 2.

Сравнительная таблица значений Ω_t для ионов Nd^{3+} в кристаллах.

Кристалл	Тип симметрии окружения РЗ иона	Параметры Джадда-Офельта		
		$\Omega_2 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$	$\Omega_4 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$	$\Omega_6 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$
$Y_3Al_5O_{12}$ [18]	D_2 [19]	0.37	2.29	5.97
$Lu_3Sc_2Al_3O_{12}$ [18]	D_2 [19]	0.22	3.07	5.27
$Gd_3Ga_5O_{12}$ [20]	D_2 [19]	0.05	3.25	3.66
$Gd_3(GaSc)_5O_{12}$ [17]	D_2 [19]	0.35	2.35	3.23
$Ca_3Ga_2Ge_3O_{12}$ [21]	D_2, C_2, C_{2v} [22]	0.35	3.83	4.46
$Ca_3(NbGa)_5O_{12}$ [14]	C_2, C_{2v} [23]	3.74 ± 0.28	3.15 ± 0.36	2.58 ± 0.12
Y_2O_3 [12]	C_2, C_{3i} [12]	8.55 ± 0.43	5.25 ± 0.80	2.89 ± 0.61
$YAlO_3$ [24]	C_{2h} [19]	1.24	4.68	5.85
$ZrO_2-Y_2O_3$ [18]	–	0.23	1.2	1.36
LaF_3 [12]	D_{3h} [12]	0.35 ± 0.14	2.57 ± 0.36	2.50 ± 0.33
BaF_2-CeF_3 [18]	–	0.43	2.3	4.5
BaF_2-LuF_3 [18]	–	0.67	2.46	4.58

Экспериментальные и расчетные значения сил осцилляторов и сил линий для некоторых переходов ионов Er^{3+} , полученные в результате описанных выше вычислений для кристаллов КНГГ-Er, приведены в таблице 3.

Таблица 3.
Экспериментальные и рассчитанные значения сил линий и сил осцилляторов для переходов ионов Er^{3+} с основного состояния $^4\text{I}_{15/2}$ в кристаллах ИАГ-Er [25] и КНГГ-Er.

Конечный мультиплет перехода $^4\text{I}_{15/2} \rightarrow \text{J}'$	Кристалл					
	ИАГ-Er [25]		КНГГ-Er			
	$f_{\text{exp}} \cdot 10^{-6}$	$f_{\text{cal}} \cdot 10^{-6}$	$f_{\text{exp}} \cdot 10^{-6}$	$f_{\text{cal}} \cdot 10^{-6}$	$s_{20}^{\text{exp}} \cdot 10^{-7}$, cm^2	$s_{\text{cal}} \cdot 10^{-20}$, cm^2
$^4\text{I}_{13/2}$	0.77	0.88	1.58	$1.04^{\text{ed}} + 0.61^{\text{md}}$	1.88	$1.23^{\text{ed}} + 0.71^{\text{md}}$
$^4\text{I}_{11/2}$	0.50	0.36	0.55	0.49	0.42	0.38
$^4\text{I}_{9/2}$	0.22	0.22	0.31	0.23	0.19	0.14
$^4\text{F}_{9/2}$	1.48	1.41	1.84	1.77	0.90	0.86
$^4\text{S}_{3/2}$	0.35	0.34	0.59	0.42	0.24	0.17
$^2\text{H}_{11/2}$	1.89	1.93	7.26	7.26	2.77	2.76
$^4\text{F}_{7/2}$	1.27	1.31	1.31	1.67	0.46	0.59
$^4\text{F}_{5/2} + ^4\text{F}_{3/2}$	0.63	0.66	0.66	0.77	0.21	0.25
$^2\text{H}_{9/2}$	0.58	0.51	0.62	0.68	0.18	0.20

При сравнении значений сил осцилляторов, определенных из интегральных коэффициентов поглощения для переходов из основного состояния $^4\text{I}_{15/2}$ на возбужденные мультиплеты $^4\text{F}_{5/2}$, $^4\text{F}_{3/2}$, $^4\text{F}_{7/2}$, $^2\text{H}_{11/2}$, $^4\text{S}_{3/2}$, $^4\text{F}_{9/2}$, $^4\text{I}_{9/2}$, $^4\text{I}_{11/2}$, $^4\text{I}_{13/2}$ ионов Er^{3+} в кристаллах КНГГ-Er, приведенных в таблице 3 настоящей работы, с аналогичными значениями в кристалле ИАГ-Er, а также кристаллах других гранатов, активированных ионами Er^{3+} [25-29], установлено, что соответствующие значения сил осцилляторов для переходов $^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{F}_{5/2} + ^4\text{F}_{3/2}$, $^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^2\text{H}_{9/2}$, $^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{F}_{7/2}$, $^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{S}_{3/2}$, $^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{F}_{9/2}$, $^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{I}_{9/2}$, $^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}$, $^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{I}_{13/2}$ отличаются не более чем в 2 раза по отношению к кристаллам КНГГ-Er. В то же время сила осциллятора для перехода $^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^2\text{H}_{11/2}$ в кристаллах КНГГ более чем в 4 раза превышает соответствующее значение в кристаллах других гранатов.

В таблице 4, наряду с полученными нами значениями параметров интенсивности Ω_2 , Ω_4 и Ω_6 для кристаллов КНГГ-Er, приведены соответствующие значения параметров интенсивности для других кристаллов.

Таблица 4.

Сравнительная таблица значений Ω_i для ионов Er^{3+} в кристаллах.

Кристалл	Тип симметрии окружения РЗ иона	Параметры Джадда-Офельта		
		$\Omega_2 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$	$\Omega_4 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$	$\Omega_6 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$
$\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ [25]	D_2 [19]	0.66 ± 0.13	0.80 ± 0.14	0.71 ± 0.05
$\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ [26]	D_2 [19]	0.68	1.02	0.94
$\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ [27]	D_2 [19]	0.45	0.98	0.62
$\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ [28]	D_2 [19]	0.39	0.69	0.55
$\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ [29]	D_2 [19]	0.74	0.33	1.02
$\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ [27]	D_2 [19]	0.46	1.06	0.72
$\text{Y}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ [17]	D_2 [19]	0.63	0.49	0.63
$\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ [29]	D_2 [19]	0.70	0.37	0.86
$\text{Y}_3(\text{ScGa})_5\text{O}_{12}$ [29]	D_2 [19]	0.92	0.48	0.87
$\text{Ca}_3(\text{NbGa})_5\text{O}_{12}$ [14]	C_2, C_{2v} [23]	3.29 ± 0.25	0.92 ± 0.28	0.73 ± 0.15
Y_2O_3 [12]	C_2, C_{3i} [12]	4.59 ± 0.25	1.21 ± 0.21	0.48 ± 0.33
YAlO_3 [18]	C_{1h} [19]	1.06	2.63	0.78
PbMoO_4 [30]	S_4 [19]	4.10	0.51	0.20
$\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ [31]	S_4 [19]	8.90	0.96	0.82
YVO_4 [28]	D_{2d} [19]	9.42	1.90	1.69

Из таблицы 4 видно, что значение параметра Ω_2 в кристаллах КНГГ-Ег также как и в кристаллах КНГГ-Nd выше аналогичного в других гранатах, активированных Er^{3+} . При этом параметры интенсивности Ω_4 и Ω_6 для КНГГ-Ег в меньшей степени отличаются от аналогичных в ряду других гранатов.

Нами также проведены исследования оптических спектров поглощения ионов Tm^{3+} в кристаллах КНГГ-Tm: определены значения сил осцилляторов для ряда переходов ионов Tm^{3+} с основного состояния на возбужденные мультиплеты, определены параметры интенсивности Ω_i [32, 14]. Следует заметить, что значения сил осцилляторов для сверхчувствительного перехода ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$ в кристаллах КНГГ-Tm и ИАГ-Tm в меньшей степени отличаются друг от друга, нежели соответствующие значения сил осцилляторов сверхчувствительных переходов ионов Nd^{3+} и Er^{3+} в кристаллах КНГГ и ИАГ соответственно. Однако для кристалла КНГГ-Tm также как и для кристаллов КНГГ-Nd и КНГГ-Ег сохраняется тенденция увеличения параметра Ω_2 по сравнению с аналогичным параметром в кристаллах ИАГ-Tm.

Полученные в ходе настоящего исследования результаты, а именно: увеличение значений сил осцилляторов и сил линий для сверхчувствительных переходов ионов Nd^{3+} , Er^{3+} и Tm^{3+} , а также

увеличение параметра интенсивности Ω_2 для этих ионов в кристаллах КНГГ по отношению к аналогичному параметру в кристаллах других гранатов обусловлены наличием в кристаллах КНГГ оптических центров с симметрией ниже D_2 . К ним могут относиться центры состава $TR^{3+}+3Nb^{5+}+Ga^{3+}$ и $TR^{3+}+2Nb^{5+}+2Ga^{3+}$ [33], которые характеризуются нарушением регулярности в основном в октаэдрической катионной подрешетке. Вследствие этого искажение кристаллического поля в этих гранатах является более существенным по сравнению с кристаллами других смешанных галлиевых гранатов, например, ГСГГ, что приводит к измеряемому интегральному увеличению сил осцилляторов оптических переходов. Данные результаты согласуются с результатами исследований поляризованной люминесценции ионов Eu в кристаллах со структурой граната [22, 23], а также исследований спектров поглощения, люминесценции и кинетики затухания люминесценции с уровня ${}^2F_{5/2}$ кристаллов КНГГ-Yb [33].

Исследования, результаты которых использованы в лекции, поддержаны РФФИ (№ проекта 07-02-00055).

1. Van Vleck J. H., J. Phys. Chem., 1937, 41, 67.
2. Кондон Е., Шортли Г., Теория атомных спектров. М., 1949.
3. B.R. Judd. Phys. Rev. 127. 750 (1961).
4. G.S Ofelt. J. Chem. Phys. 37. 511. (1962).
5. C.W. Nielson, G.F. Koster Spectroscopic Coefficients for p^n , d^n and f^n Configuration, The M.I.T. Press, Cambridge, Masschusetz. (1963).
6. W.T. Carnall, D.M. Gruen and McBeth J. Phys. Chem. V.66. P. 159 (1962).
7. W.T. Carnall J. Phys. Chem V.67. P. 1206 (1963).
8. T. Meller and W.F. Ulrich J. Inorg. Chem. V.2, P.164 (1956).
9. C.K. Jorgensen and B.R. Judd . Mol. Phys.. 8. 281. (1964).
10. S.F. Mason, R.D. Peacock, B Stewart . Mol. Phys. 30.1829. (1975).
11. Scott A. Davis and F.S. Richardson. Inorg. Chem. 23. 1461. (1984).
12. W. Krupke, Phy. Rev. V.145, №1, P.325 (1966).
13. J. Chem Phys. V.44. P. 839 (1966).
14. И.А. Белова, Ф.А. Большиков, Ю.К. Воронько, А.В. Малов, А.В. Попов, П.А. Рябочкина, А.А. Соболев, С.Н. Ушаков. ФТТ. 50. 9. (2008).
15. W.T Carnall, P.R. Fields and B.G. Wybourne. J. Chem Phys. 42. 3797. (1965).
16. Н.А. Еськов, В.В. Осико, А.А. Соболев, М.И. Тимошечкин, Т.И. Бутаева, Чан Нгок, А.А. Каминский. Изв. АН СССР. Неорг. матер. 14. 2254. (1978).
17. Krupke W.F., Shinn M.D., Marion J.E. //J. Opt. Soc. Am. B/V. 3, N.1 1986.

18. А.А. Каминский, Л. Ли В сб.: Спектроскопия кристаллов Наука. Л. (1978).
19. А.А. Каминский Лазерные кристаллы. М.: Наука, 1975. 256 с.
20. W.F. Krupke. Opt. Commun. 12. 210. (1974).
21. J. J. Romero, D. Jaque, F. Ramos-Lara, G. Boulon, Y. Guyot, U. Caldino, J. Garcia Sole . J. of Appl. Phys. 91. 4. (2002).
22. Ю.К. Воронько, Н.А. Еськов, Л.М. Ершова, А.А. Соболев, С.Н. Ушаков. Оптика и спектроскопия 70. 1038. (1991).
23. Ю.К. Воронько, Н.А. Еськов, С.В. Королев, А.А. Соболев, С.Н. Ушаков. Неорган. материалы 30. 104. (1994).
24. Weber M.J., Varitimos T.E., Matsinger B.H. Phys. Rev. 8. 47. (1973).
25. Б.М. Антипенко, Ю.В. Томашевич. Опт. и спектр. 44. 272. (1978).
26. S. Geogescu, C. Ionescu, I. Voicu, V.I. Zhekov. Rev. Roum. Phys. 30. 256. (1985).
27. А.А. Каминский, А.Г. Петросян, Г.А. Денисенко, Т.И. Бутаева, В.А. Федоров, С.Е. Саркисов. Phys. Status Solidi (a). 71. 291. (1982).
28. P. Boulanger, J.-L. Doualan, S. Girard, J. Margerie, R. Moncorge. Phys. Rev. B. 60. 11380. (1999).
29. D.K. Sardar, W.M. Bradley, J.J. Perez, J.B. Gruber, B. Zandi, A.J. Hutchinson, C.W. Trussel, M.R. Kokta. J. Appl. Phys. 93. 2602. (2003).
30. Н.Р. Агамалян, Р.Б. Костанян, Т.В. Санамян. Опт. и спектр. 90. 920. (2001).
31. M.C. Pujol, M. Rico, C. Zaldo, R. Sole, V. Nikolov, X. Solans, M. Aguilo., F. J. Diaz J. Appl. Phys. B. 68. 187. (1999).
32. Ф.А. Большиков, Ю.К. Воронько, А.В. Малов, А.В. Попов, П.А. Рябочкина, А.А. Соболев, С.Н. Ушаков, М.Н. Хромов. Вестник Нижегородского университета. 3. С.49-55. (2007)
33. Ю.К. Воронько, А.В. Попов, А.А. Соболев, С.Н. Ушаков. Неорган. материалы. 42. 1. (2006).

РЕФРАКЦИЯ БЕССЕЛЕВА ПУЧКА В СФЕРИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ

И.Л. Расковская, Е.С. Ширинская

*Московский энергетический институт (технический университет),
г. Москва*

Лазерная рефрактография – новый метод лазерной диагностики оптически неоднородных сред, в частности, потоков жидкости, газов и плазмы [1]. Лазерная рефрактография основана на рефракции структурированного лазерного излучения в оптически неоднородных средах и цифровой регистрации рефракционной картины. Определение параметров неоднородности проводится путём сравнения экспериментальных и теоретических рефракционных картин. В [2] экспериментально изучалась рефракция бесселева пучка в сферической неоднородности. Существует необходимость теоретического расчёта результатов рефракции для различных параметров среды и различных типов излучения.

Исследуется рефракция бесселева пучка в сферически-неоднородной среде. Рассматриваются основные формулы для расчёта траектории лучей в слоисто-неоднородных средах, а также формулы для расчёта рефракционных картин. На основании полученных формул был разработан алгоритм программы для расчёта рефракции бесселева пучка в сферически-неоднородной среде. В среде MathCAD проведён теоретический расчёт рефракционных картин для ряда параметров. Проведён эксперимент по рефракции бесселева пучка в сферически-неоднородной среде, созданной нагретым шаром в воде. Результаты эксперимента обработаны и проведено сравнение с теоретически рассчитанными рефракционными картинками, получено хорошее совпадение. Лазерная рефрактография расширяет возможности классических лазерных методов диагностики потоков жидкости и газа[3].

1. Расковская И. Л., Ринкевичюс Б. С., Толкачёв А. В. Лазерная рефрактография оптически неоднородных сред // Квантовая электроника, 2007, №12, с. 1176 – 1180.

2. Евтихиева О. А., Ринкевичюс Б. С., Толкачев А. В. Визуализация нестационарной конвекции в жидкости около нагретых тел с помощью структурированного лазерного излучения // Вестник МЭИ, 2007, №1, с. 65 – 75.

3. Ринкевичюс Б.С. Лазерная диагностика потоков. - М.: Издательство МЭИ, 1990. 287 с.

ПОСТРОЕНИЕ 3D-РЕФРАКТОГРАММ ЛАЗЕРНОЙ ПЛОСКОСТИ В СФЕРИЧЕСКОМ СЛОЕ

В.Т. Нгуен, Б.С. Ринкевичюс

*Московский энергетический институт (технический университет),
г. Москва*

Лазерная рефрактография является новым методом диагностики оптически неоднородных сред, основанным на рефракции структурированного лазерного излучения в оптически неоднородных средах и цифровой регистрации и обработке рефракционных картин [1].

Работа посвящена разработке алгоритма и созданию программы для расчета рефрактограммы лазерной плоскости, проходящей в пограничном слое жидкости около нагретого шара. Распределение показателя преломления жидкости в данном случае описывается формулой:

$$n(r) = n_0 - 0,000051 \left[T_0 + \Delta T \exp \left(- (r - R_0 + \Delta R)^2 / a^2 \right) \right]$$

где $n(r)$ – показатель преломления жидкости на расстояния r ; r – расстояние от центра шара до рассматриваемой точки; n_0 , T_0 – показатель преломления и температура жидкости без шара соответственно; R_0 – радиус шара; ΔT , ΔR , a – параметры пограничного слоя.

На основе (1) создана программа, позволяющая построение 2D и 3D-рефрактограмм. На рис.1 показана 3D-рефрактограмма для случая нагретого шара в холодной воде. Видно, что под действием пограничного слоя лазерная плоскость прогибается. Линии перпендикулярны оси Oz являются изображением лазерной плоскости на экране, а линии параллельны оси Oz выражают траекторию лазерного луча в неоднородной среде. По 3D-рефрактограмме легко определяются области, в которых $\text{grad}n$ изменяется слабо, и области, где $\text{grad}n$ изменяются сильно.

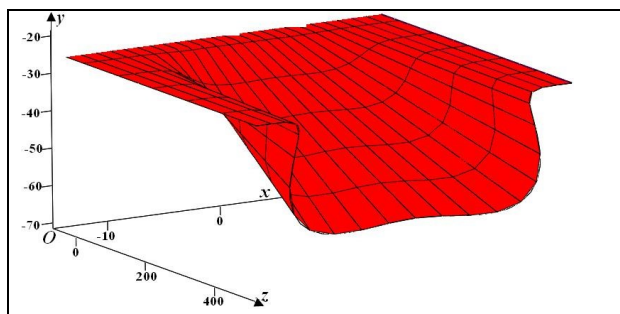


Рис.1. 3D-рефрактограмма лазерной плоскости в сферически неоднородной среде:
 $\Delta T=50^{\circ}\text{C}$, $\Delta R=0$, $a=1$ мм,
 $R_0=24,5$ мм, $T_0=19^{\circ}\text{C}$, $n_0=1,33$.

1. Расковская И. Л., Ринкевичюс Б. С., Толкачѳв А. В. Лазерная рефрактография оптически неоднородных сред // Квантовая электроника, 2007, №12, с. 1176 – 1180.

КРИСТАЛЛЫ ДВОЙНЫХ МОЛИБДАТОВ, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ Tm^{3+} , КАК АКТИВНЫЕ СРЕДЫ ДЛЯ ЛАЗЕРОВ ДВУХМИКРОННОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Ф.А. Большиков¹, Ю.К. Воронько², Е.В. Жариков^{2,3}, Д.А. Лис², А.В. Попов², П.А. Рябочкина¹, К.А. Субботин²

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

г. Саранск,

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

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

Кристаллы двойных молибдатов, активированных редкоземельными (РЗ) ионами находят применение в лазерной физике. Вследствие разупорядоченности кристаллической структуры линии поглощения и люминесценции РЗ ионов в этих кристаллах значительно неоднородно уширены. Широкие полосы поглощения РЗ ионов в этих кристаллах обеспечивают лучшее согласование со спектром излучения диодов накачки. Широкие полосы люминесценции РЗ ионов предполагают возможность получения перестраиваемой лазерной генерации и получение коротких импульсов генерации в режиме синхронизации мод.

В настоящей работе приводятся результаты исследования оптических, термооптических и спектрально-люминесцентных свойств кристаллов смешанных двойных молибдатов, активированных ионами Tm^{3+} . Методом призмы измерены показатели преломления кристаллов $NaLa_{0.33}Gd_{0.66}(MoO_4)_2-Tm$, $NaLa_{0.5}Gd_{0.5}(MoO_4)_2-Tm$, соответствующие длинам волн в видимом диапазоне спектра излучения ртутной лампы ПРК-4. Из дисперсионных кривых $n_o(\lambda)$ и $n_e(\lambda)$ для этих кристаллов определены основные оптические константы: $n_{осн}$, $D_{осн}$, $\nu_{осн}$.

Следует заметить, что для кристалла $NaLa_{0.66}Gd_{0.33}(MoO_4)_2-Tm$ в фокальной плоскости зрительной трубы гониометра для каждой длины волны в спектре излучения ртутной лампы вместо двух линий, соответствующих обыкновенной и необыкновенной волнам, наблюдались по две группы линий, представляющих периодическую структуру. Подобная картина наблюдалась авторами [1] при исследовании оптических характеристик монокристаллов молибдата лантана-натрия, а также наблюдалась нами ранее при исследовании оптических свойств кристалла $NaGd(WO_4)_2-Yb^{3+}$.

В работе приводятся результаты исследования термооптических свойств кристаллов $NaLa_{0.33}Gd_{0.66}(MoO_4)_2-Tm$, $NaLa_{0.5}Gd_{0.5}(MoO_4)_2-Tm$ в области температур от 293 до 373 К. Из графиков зависимости $n_o(T)$ и $n_e(T)$ определены значения термооптических констант β_o и β_e .

По результатам исследований проведен сравнительный анализ спектрально-люминесцентных свойств кристаллов $NaLa_{0.33}Gd_{0.66}(MoO_4)_2-$

Tm, NaLa_{0.5}Gd_{0.5}(MoO₄)₂-Tm, NaLa_{0.66}Gd_{0.33}(MoO₄)₂-Tm с кристаллами NaLa(MoO₄)₂-Tm.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 07-02-00055, 06-02-16747).

1. Бахишева Г.Ф., Карапетян В.Е., Морозов А.М. // Оптика и спектроскопия. 1966. Т. 20. №4. С. 918.

ТЕРМОАКТИВИРОВАННОЕ РАЗУПОРЯДОЧЕНИЕ В РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ВАНАДАТАХ СО СТРУКТУРОЙ ЦИРКОНА

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

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

В структурном типе циркона (ZrSiO₄) кристаллизуются ортованадаты иттрия (YVO₄) и гадолиния (GdVO₄), широко известные в настоящее время лазерные матрицы. При изучении спектров комбинационного рассеяния света (КРС) монокристаллических образцов вышеназванных соединений для ортованадатов обнаружена асимметрия линии симметрии A_{1g}, получающейся в результате расщепления колебания ν₂(E) свободного тетраэдрического аниона [VO₄] кристаллическим полем. Декомпозиция интересующей нас области спектров циркона и ортованадатов иттрия и гадолиния при различных температурах показала, что в ванадатах контур хорошо разлагается на две компоненты. При температуре жидкого азота интенсивность высокочастотной компоненты в ванадате иттрия мала, а для гадолиниевого – сравнима с интенсивностью основной компоненты. Соотношение интенсивностей компонент меняется с ростом температуры.

Подобное появление дополнительной компоненты одинаковой симметрии с ростом температуры ранее было обнаружено для нитратов щелочных и щелочноземельных элементов [1]. Оно объяснялось особым типом разупорядочения – существованием в структуре нерегулярных положений сложных анионов, отличающихся их поворотом на некоторый определенный угол относительно комплексов, находящихся в регулярных позициях. Колебания анионов, находящихся в разных позициях, приводят к появлению в спектрах КРС нескольких компонент одинаковой симметрии, немного различных по частоте. Интенсивность компонент определяется степенью заселенности позиции.

На потенциальную возможность существования нерегулярных позиций в структуре циркона указывают исследования фазового перехода циркон-шеелит при высоких давлениях и ударных нагрузках.

Таким образом, наблюдавшийся нами в ванадатах иттрия и гадолиния эффект неоднородного уширения A_{1g}-линии может быть объяснен наличием в структуре циркона нерегулярных позиций тетраэдрического аниона. Эффект неоднородного уширения линии A_{1g}-колебания с

температурой является обратимым, что указывает на его термоактивационную природу. Разницу в поведении данных материалов логично объяснить различной энергией активации процесса перескока аниона в нерегулярное положение в структуре.

1. Карпов С.В., Шултин А.А. Термоактивированные процессы и колебательные спектры кристаллов со сложными ионами // Колебания окисных решеток. – Л., «Наука», 1980. С. 228–248.

СИНТЕЗ КРИСТАЛЛОВ ТАРТРАТОВ МЕДИ, КАЛЬЦИЯ И МАРГАНЦА И ВОЗБУЖДЕНИЕ В НИХ ВТОРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ

М.Л. Лабутина, М.О. Марычев

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

В связи с поиском новых материалов для нелинейной оптики, в частности, для генерации второй оптической гармоники, были выращены кристаллы тартратов меди, кальция и марганца. Рост кристаллов проходил в геле [1]. Для этого был приготовлен гель на основе метасиликата натрия и винной кислоты. В качестве питающего раствора использовались растворы $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$, $\text{Ca}(\text{NO}_3)_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$, $\text{MnCl}_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$. Полученные кристаллы прозрачны, визуальнo однородны, имеют размеры 1-4 мм.

Поскольку указанные кристаллы не обладают центром инверсии, проводилось экспериментальное исследование возбуждения второй оптической гармоники на порошковых образцах [2] полученных кристаллов. Схему экспериментальной установки см. в [3]. Результатами измерений являются эффективные относительные значения квадратичной нелинейной восприимчивости кристаллов тартратов меди, кальция и марганца по отношению к эффективной квадратичной нелинейной восприимчивости порошка кристалла KDP. Их значения равны 0.32 ± 0.02 , 0.29 ± 0.01 , 0.65 ± 0.01 для кристаллов тартратов меди, кальция и марганца соответственно.

1. Гениш Г. Выращивание кристаллов в гелях. М.: Мир, 1973. 112 с.
2. 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.
3. Юнин П.А., Чубанов А.А., Марычев М.О. Генерация второй оптической гармоники в некоторых водорастворимых кристаллах //Сборник «Структура и свойства твердых тел». Вып. 10. Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2006. С. 53–60.

ИМПУЛЬСНЫЙ ЛАЗЕР НА КРИСТАЛЛЕ $\text{Ca}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}:\text{Nd}^{3+}$ С МАЛЫМ ДЖИТТЕРОМ ПЕРИОДА ИМПУЛЬСОВ ГЕНЕРАЦИИ ПРИ КОМБИНИРОВАННОМ ТОКЕ ДИОДА НАКАЧКИ

А.Ф.Шаталов, М.И. Беловолов

Научный центр волоконной оптики РАН, Москва

Импульсные твердотельные лазеры (ТТЛ) с малым джиттером периода импульсов генерации необходимы при создании когерентных лазерных радаров, систем синхронизации и дальномеров.

В работе исследованы возможности уменьшения джиттера ТТЛ на кристалле $\text{CGGG}:\text{Nd}$ с насыщающимся поглотителем (НП) $\text{YAG}:\text{Cr}^{4+}$ внутри резонатора при комбинированном действующем токе диода накачки, состоящем из постоянной I_0 и импульсной I_i длительностью τ_i составляющих. Толщины лазерного элемента (ЛЭ) и НП равнялись 1.5 мм и 1 мм, соответственно. Концентрация неодима в ЛЭ составляла $2.0 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Входное диэлектрическое зеркало на ЛЭ и выходное сферическое зеркало, имеющее коэффициент пропускания 1% и радиус 5 см, образовывали резонатор ТТЛ. Длина волны излучения диода накачки $\lambda_p = 0.805 \text{ мкм}$. Длительность и энергия импульса генерации ТТЛ составляли 11 нс и 3,5 мкДж, а длина волны $\lambda = 1.06 \text{ мкм}$.

Исследована зависимость джиттера периода следования импульсов генерации ТТЛ от параметров тока диода накачки и режима работы лазера.

Показано, что джиттер лазера имеет локальный минимум при $I_0 = 2 \cdot I_i - I_p$, если действующий ток $I_p = I_0 + I_i$ диода накачки превышает пороговый ток I_t накачки лазера меньше, чем в два раза. Для импульсной генерации ТТЛ, необходимо, чтобы параметры I_0 , I_i и τ_i тока диода накачки удовлетворяли требованию $I_i \cdot \tau_i > \tau \cdot (I_t - I_0)$, где τ – радиационное время жизни верхнего лазерного уровня ЛЭ.

При периоде импульсов генерации лазера $T = 5.2 \text{ мс}$ ($F = \frac{1}{T} = 192 \text{ Гц}$) выбором параметров I_0 , I_i и τ_i получена относительная величина джиттера $\sim 0.06\%$, что более чем в $\sim 10^2$ раз меньше джиттера периода импульсов генерации лазера при постоянном токе диода накачки.

Предложено измерять время жизни τ верхнего уровня ЛЭ в резонаторе ТТЛ по времени задержки импульса генерации ТТЛ относительно переднего фронта импульса накачки. Показано, что это время меньше времени τ , измеренного по стандартной методике для ЛЭ вне резонатора лазера.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ГЕНЕРАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРИСТАЛЛОВ RbPb_2Cl_5 , АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ Dy^{3+}

А.Г. Охримчук¹, Л.Н. Бутвина¹, Е.М. Дианов¹, И.А. Шестакова^{1,3}, Н.В. Личкова², В.Н. Завгороднев², А.В. Шестаков³, А.М. Онищенко³

1. Научный центр волоконной оптики РАН, г. Москва 2. Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, г. Черноголовка 3. ООО НПЦ «ЭЛС-94», г. Москва

Твердотельные лазеры, излучающие в среднем ИК диапазоне спектра представляют интерес для различных практических применений. Одним из перспективных материалов для получения генерации в данном диапазоне длин волн является RbPb_2Cl_5 , активированный трёхвалентными редкоземельными ионами, в частности Dy^{3+} . Проведены спектральные исследования $\text{RbPb}_2\text{Cl}_5:\text{Dy}^{3+}$: регистрация спектров поглощения и люминесценции, кинетики люминесценции. Уточнена схема уровней иона Dy^{3+} в данном кристалле (${}^6\text{H}_{9/2} + {}^6\text{F}_{11/2}$, ${}^6\text{H}_{11/2}$, ${}^6\text{H}_{13/2}$). Определены сечения переходов поглощения ($4.65 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$, переход ${}^6\text{H}_{9/2} + {}^6\text{F}_{11/2} \rightarrow {}^6\text{H}_{15/2}$) и вынужденного излучения ($0.49 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$, переход ${}^6\text{H}_{9/2} + {}^6\text{F}_{11/2} \rightarrow {}^6\text{H}_{11/2}$). По результатам спектральных исследований, выяснено, что наиболее перспективным для получения генерации в среднем ИК диапазоне спектра является переход ${}^6\text{H}_{9/2} + {}^6\text{F}_{11/2} \rightarrow {}^6\text{H}_{11/2}$ ($\lambda = 5,5 \text{ мкм}$). При накачке излучением импульсного $\text{YAG}:\text{Nd}^{3+}$ лазера, работающего на длине волны $1,3 \text{ мкм}$, была получена генерация на указанном переходе. При комнатной температуре на кристалле $\text{RPC}:\text{Dy}^{3+}$ впервые получена генерация на длине волны $5,54 \text{ мкм}$, с пороговой энергией 5 мДж и эффективностью 1% . При энергии в импульсе накачки, равной 24 мДж , энергия в выходном импульсе составила 190 мкДж .

1. A.G.Okhrimchuk, L.N.Butvina, E.M.Dianov, I.A.Shestakova, N.V.Lichkova, V.N.Zavgorodnev, A.V.Shestakov. Optical spectroscopy of the $\text{RbPb}_2\text{Cl}_5:\text{Dy}^{3+}$ laser crystal and oscillation at $5.5 \text{ }\mu\text{m}$ at room temperature. J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 24, No. 10, October 2007, pp. 2690 – 2695.

ЗАВИСИМОСТЬ ТЕМПЕРАТУРЫ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В КРИСТАЛЛАХ ЛЕГИРОВАННОГО ТИТАНИЛ-ФОСФАТА КАЛИЯ ОТ ПСЕВДОСИММЕТРИИ ИХ АТОМНЫХ СТРУКТУР

Иванов В.А., Марычев М.О.

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

Было проведено исследование зависимости температуры фазового перехода T_c от степени инвариантности (псевдосимметрии) атомных структур в изоморфных соединениях и легированных кристаллах обширного семейства титанил-фосфата калия KTiOPO_4 (КТР). Эти кристаллы привлекают большое внимание исследователей в связи с высокими значениями их квадратичной нелинейной восприимчивости [1]. Другими областями применения кристаллов КТР являются параметрическая генерация и оптические волноводы в интегральной оптике [1].

Как известно, фазовый переход 2-го рода связан с небольшими искажениями атомной структуры. Можно предположить, что, чем значительнее искажения кристаллической структуры в менее симметричной фазе (при комнатной температуре) по сравнению с более симметричной фазой, тем выше должно быть значение T_c . Для количественных оценок степени искажения функции электронной плотности $\rho(\vec{r})$ кристалла менее симметричной фазы относительно операции симметрии \hat{t} , появляющейся в более симметричной фазе, удобно использовать функционал степени инвариантности, который принимает значения в интервале от нуля до единицы:

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

Нами были рассчитаны значения $\eta_{\hat{t}}[\rho(\vec{r})]$ относительно операции инверсии ряда кристаллов семейства КТР. Вычисленные значения степени инвариантности были сопоставлены с известными по [2] значениями температуры фазового перехода T_c в них. В результате была получена монотонная убывающая нелинейная зависимость T_c от $\eta_{\hat{t}}[\rho(\vec{r})]$. Таким образом, в рассмотренных кристаллах семейства КТР значения T_c понижаются с ростом степени инвариантности кристаллической структуры.

1. Сорокина Н.И. Воронкова В.И. // Кристаллография. 2006. Т. 51. № 6. С. 1067 – 1080.
2. Воронкова В.И., Яновский В.К., Лосевская Т.Ю. и др. // Кристаллография. 2004. Т. 49. № 1. С. 131 – 137.

СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ
СВОЙСТВА СТЕКЛА И ПРОЗРАЧНОЙ СТЕКЛОКЕРАМИКИ В
СИСТЕМЕ $BaV_2O_4 - Pb_4Lu_2YbF_{17}$

О. Б. Петрова¹, П. П. Федоров², Л. Н. Дмитрук²,
А. В. Попов², В. Е. Шукшин²

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

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

Целью данной работы было получение прозрачных стеклокристаллических материалов, соединяющих свойства оксидной стеклянной матрицы и фторидной кристаллической фазы.

В ходе работы были получены барий-боратные оксифторидные стёкла в системе $BaV_2O_4 - Pb_4LuYb_2F_{17}$. Сложный фторид $Pb_4LuYb_2F_{17}$ синтезировался отдельно из индивидуальных фторидов. Выбранная методика позволила получить стёкла с содержанием $Pb_4LuYb_2F_{17}$ до 6 мол.%. Определены температура стеклования ($438 \pm 2^\circ C$), плотность ($4,77 \pm 0,01$ г/см³), микротвердость (340 ± 10 кг/мм²), показатель преломления ($1,687 \pm 0,002$) стекол. Было показано, что в спектрах поглощения и люминесценции Yb^{3+} в стеклах на широкой неоднородно уширенной линии имеется слабое расщепление на штарковские подуровни, характерные для кристаллов. Рассчитано время жизни возбужденного состояния, оно составило 1,16 мс. Рассчитанный минимальный коэффициент инверсии равен 0,05, что ниже, чем для большинства боратных стекол. Это делает такой материал перспективным для использования в лазерах.

Проведены термообработки стёкол в различных режимах, получены прозрачные стеклокристаллические материалы, а также непрозрачные, содержащие большую долю кристаллической фазы. Методами рентгенофазового анализа и спектроскопии комбинационного рассеяния света показано, что в опробованных условиях термообработок в стекле выпадают $BaF_2:Lu(Yb)F_3$ и барий-боратные фазы, но не выпадает сложный фторид $Pb_4Lu_2YbF_{17}$.

Измерены электрические свойства стекол и стеклокристаллических образцов. Сопротивление стекол, содержащих $Pb_4LuYb_2F_{17}$, оказалось ниже, чем у стекол, содержащих фториды только редкоземельных элементов и $Ba_4LuYb_2F_{17}$.

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

РАСЧЁТ ГЛАВНЫХ КОМПОНЕНТ ТЕНЗОРА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ КРИСТАЛЛА КТР В ПРОГРАММЕ WIEN2k

А.П. Гажулина, М.О. Марычев

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

Метод FP-LAPW (full-potential linear augmented plane wave), разработанный в рамках теории функционала плотности (DFT) и являющийся в настоящее время одним из наиболее точных методов для расчёта электронной структуры и свойств твердых тел, имеет численную реализацию в программном комплексе WIEN2k [1]. С помощью данного метода рассчитаны компоненты тензора диэлектрической проницаемости [2, 3] кристалла КТР (титанил-фосфат калия).

1. P. Blaha, K. Schwarz, G. Madsen, D. Kvasnicka and J. Luitz, WIEN2k, An Augmented Plane Wave + Local Orbitals Program for Calculating Crystal Properties (Karlheinz Schwarz, Techn. Universität Wien, Austria), 2001. ISBN 3-9501031-1-2.
2. Abt R., Ambrosch-Draxl C. And Knoll P. 1994. Physica B. P. 194—196.
3. Ambrosch-Draxl C. And Sofo J., 2006. Comp. Phys. Comm. 175,1.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПРЯМЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ЭНЕРГИИ ПРИ ПЕРИОДИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ РАБОТЫ

Б.Н. Денисов, А.П. Королев

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

Повышение эффективности преобразования энергии является важнейшей научной проблемой. В прямых преобразователях энергии происходит непосредственное преобразование подведенной энергии в полезную энергию или работу. К таким преобразователям относятся, например, газоразрядные источники света, различные фотоприемники и др. устройства. Основные способы повышения эффективности заключаются в уменьшении доли энергии, которая преобразуется в бесполезные потери. Использование динамического режима работы, когда энергия к преобразователю подводится периодически в виде импульсов, позволяет в ряде случаев резко повысить эффективность устройства. В любом преобразователе энергии, преобразование энергии осуществляется по нескольким каналам. При этом один или несколько каналов преобразования энергии являются бесполезными. Если постоянные времени преобразования в бесполезных каналах больше чем в полезных каналах, то применение периодического способа подведения импульсов энергии, повышенной частоты следования, позволяет повысить КПД

устройства. Это связано с тем, что за время действия импульса не успевают начать действовать бесполезные каналы преобразования энергии. Например, в газоразрядных источниках света эффективность резко снижается в результате рекомбинации возбуждённых атомов на стенках колбы. Применение импульсного питания с длительностью импульса равного времени достижения возбуждённых атомов стенки колбы позволяет исключить процесс потери энергии связанной с безизлучательной рекомбинации на стенках и повысить эффективность источника света [1].

1. Денисов Б.Н., Гришаев В.Я., Никишин Е.В. Способ питания безэлектродного источника света. Авт. свидетельство № 1723676, 1992 г.

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 1.5 МКМ ПУТЁМ СОВМЕСТНОГО ЗАПОЛНЕНИЯ ПОР ОКСИДАМИ ИЛИ ФТОРИДАМИ ЭРБИЯ И ИТТЕРБИЯ

*С. А. Филиппов, Е. С. Демидов, М. О. Марычев, А. Н. Михайлов,
Д. И. Тетельбаум*

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

Ранее изучалась возможность формирования силикатов магния [1] или эрбия [2] с примесью хрома в пористом кремнии (ПК) с целью получения эффективного излучения фотолюминесценции (ФЛ) в актуальном для оптоволоконной оптике диапазоне длин волн 1.3-1.5 мкм. Силикаты формировались пропиткой ПК водными растворами солей с последующим окислительным отжигом. В настоящей работе с целью дальнейшего увеличения квантовой эффективности излучения ФЛ в районе 1.5 мкм предпринята попытка заполнения пор в ПК оксидами и фторидами лантана или кальция, активированных примесью эрбия и иттербия. Такой вариант привлекателен возможностью использования известных по высокой квантовой эффективности люминесцентных материалов, активированных Er в матрице ПК, возможностью дополнительной к активации Yb передачи широкополосного внешнего оптического возбуждения к атомам Er через нанокристаллы кремния и последующего использования в диодных структурах с прослойкой ПК для разработки электролюминесцентных диодов. Исследовались два варианта. В первом варианте поры заполнялись оксидами или фторидами лантана или кальция, активированных 1% Er и 3% Yb. Во втором варианте в поры впалялось теллуридное стекло ... также активированное этими же редкоземельными элементами. Приводятся результаты изучения ФЛ в диапазоне длин волн 0.6- 1.8 мкм, влияния заполнения пор в ПК на электронный парамагнитный резонанс и поперечный транспорт тока.

Наблюдались нелинейные вольтамперные характеристики с экспоненциальной зависимостью тока от напряжения, что может быть связано с дискретным туннелированием электронов. Комментируется изменение спектра электронного парамагнитного резонанса от P_b -центров в ПК в зависимости от характера заполнения пор различными наполнителями.

- [1] Е.С.Демидов, В.В.Карзанов, Н.Е.Демидова, И.С.Белорунова, О.Н.Горшков, М.В. Степихова, А.М. Шаронов. ФТТ 47, 136 (2005).
 [2] Е.С.Демидов, В.В. Карзанов, Н.Е. Демидова, И.С.Рассолова, О.Н.Горшков, М.О.Марычев, М.В.Степихова, А.М. Шаронов ФТТ, 49, 508 (2007).

ИССЛЕДОВАНИЕ МОДУЛЯЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ПРОВОДИМОСТИ ПРИЭЛЕКТРОДНОЙ ОБЛАСТИ В РАЗРЯДНЫХ ИСТОЧНИКАХ СВЕТА

В.А. Горюнов, А.М. Майоров, М.И. Майоров
 Мордовский государственный университет им.Н.П.Огарёва, г. Саранск,

Взрывные процессы на катоде разрядных источников света приводят к иницированию неустойчивостей, проявляющихся в модуляции электропроводности приэлектродной области и появлению в спектре свечения, характерного для материала катода.

Исходя из того, что важнейшим параметром, характеризующим условия возникновения взрывной электронной эмиссии (ВЭЭ), является определённая плотность тока, были проведены измерения величин этих токов для различных типов разрядных источников света высокого и низкого давления. Минимальный ток возникновения ВЭЭ ($I_{пр.мин.}$) зависит от конструкции ламп, материала их электродов, эмиссионного вещества электродов, а также от состава наполнения. В таблицах 1-2 представлены результаты для разрядных источников высокого (таблица 1) и низкого (таблица 2) давления.

Таблица 1

Тип лампы	ДНаТ-400	ДНаТ БР-70	ДРЛ-1	ДРЛ-2	ДРЛ-400	ДРИШ-570	ДРИ-400
$I_{пр.мин.}, А$	1	1,1	1,5	1,63	3	3,5	4

Таблица 2

Тип лампы	ЛБ-20-1Т	ЛБ-20-3Т	ЛБ-20-2Т	ЛБ-20-2П	ЛБ-20-3П	ЛБ-20-1П
$I_{пр.мин.}, А$	0,21	0,23	0,24	0,303	0,36	0,45

В работе показано, что анодное падение в люминесцентных лампах (ЛЛ) не превышает потенциала ионизации ртути и существенно не меняется при уменьшении площади анода до 25 мм^2 также как и при его увеличении до диаметра газоразрядной трубки.

Выявлено, что в ЛЛ анодные колебания возникают при анодном падении потенциала не превышающем потенциал ионизации ртути. Также установлено, что с увеличением площади анода с 25 мм² до 140 мм² амплитуда анодных колебаний уменьшается с 10 В до 7 В, а частота с 10 кГц до 3 кГц. При изменении давления наполняющего лампу аргона величина анодного падения потенциала (U_a) также изменяется – при увеличении давления аргона U_a несколько уменьшается. В прианодной области возникают импульсы свечения плазмы. Появляются они синхронно с пробоями в прианодной области. Это явление можно использовать при создании источника частотно модулированного излучения.

При наличии анодных колебаний ток течёт в сторону анода в основном со стенки лампы, ближней к сетевому вводу и сопровождается понижением температуры анода.

ОПТИМИЗАЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $\text{Er}_x\text{Y}_{2-x}\text{CaGe}_4\text{O}_{12}$

*И.И.¹Леонидов., В.Г.¹Зубков, Л.Л.¹Сурат, Н.В.¹Таракина,
А.П.¹Тютюнник, О.В.²Корякова, Е.Ф.²Хмара*

¹*Институт химии твердого тела УрО РАН, г. Екатеринбург*

²*Институт органического синтеза УрО РАН, г. Екатеринбург*

Относительно недавно открыт новый класс кристаллических оптических материалов $\text{Ln}_2\text{CaGe}_4\text{O}_{12}$, Ln = Gd, Ho, Er, Yb или Y, обладающих аномально высокими величинами стоксова сдвига (3500 – 4400 см⁻¹) при непрерывной лазерной накачке с $\lambda = 976$ nm [1]. Наиболее полно эти свойства проявляются в соединении $\text{Er}_2\text{CaGe}_4\text{O}_{12}$, где при $E_{\text{возб}} = 10246$ см⁻¹ (976 nm) энергия рассеянных квантов лежит в диапазоне от 6046 до 6746 см⁻¹ (1483 – 1654 nm). Эти величины практически соответствуют разнице энергий между основным $^4\text{I}_{15/2}$ и первым возбужденным $^4\text{I}_{13/2}$ состояниями Er^{3+} . В результате этого появляется возможность возникновения резонансной люминесценции (флюоресценции), приводящая к эффекту усиления в диапазоне $\lambda = 1483$ – 1654 nm. Таким образом, $\text{Er}_2\text{CaGe}_4\text{O}_{12}$ может выполнять функции оптического преобразователя частоты и резонансного усилителя в конструктивных элементах применяемых в фотонике. С целью оптимизации этих свойств, впервые синтезированы и исследованы твердые растворы $\text{Er}_x\text{Y}_{2-x}\text{CaGe}_4\text{O}_{12}$. Образцы получены методом твердофазного синтеза и исследованы на КР спектрометре Nicolet NEXSUS (диодный лазер, $\lambda_{\text{возб}} = 976$ nm, P = 10 мВт, $\Delta\nu = 40$ - 4500 см⁻¹). В результате этих исследований установлено, что в области составов с $0.0 < x < 0.2$ происходит резкое увеличение свечения («разгорание»). Максимальная интенсивность свечения получена в образце с $x = 0.2$, т.е. при 1% концентрации ионов Er^{3+} в решетке. Оценка отношения пиковой интенсивности свечения состава с $x = 0.2$ по отношению к образцу с

$x=0.0$ ($Y_2CaGe_4O_{12}$) соответствует величине порядка 60. Дальнейшее увеличение содержания ионов Er^{3+} приводит к неполному концентрационному тушению. Для всех составов измерены зависимости интенсивности свечения от мощности возбуждающего лазера. Проведенные предварительные исследования подтверждают возможность практической реализации на составе $Er_{0.2}Y_{1.8}CaGe_4O_{12}$ оптического элемента с функциями преобразователя частоты и резонансного усилителя.

Работа выполнена в рамках проекта РФФИ № 07-03-00143, Президентского гранта МК-84.2007.3, гранта №4-7-3 УрО РАН и НШ – 1170.2008.3.

[1] В.Г. Зубков, И.И. Леонидов, А.П. Тютюнник и др. ДАН **418**, 786 (2008).

СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ГЕНЕРАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРИСТАЛЛОВ $RbPb_2Cl_5$, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ Pr^{3+}

А.Г. Охримчук¹, Л.Н. Бутвина¹, Е.М. Дианов¹, И.А. Шестакова^{1,3}, Н.В. Личкова², В.Н. Завгороднев², А.В. Шестаков³, А.М. Онищенко³

1. Научный центр волоконной оптики РАН, г. Москва 2. Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, г. Черноголовка 3. ООО НПЦ «ЭЛС-94», г. Москва

В работе [1] представлены результаты по получению генерации в диапазоне 2.3...2.5 мкм на переходе ${}^3F_3 \rightarrow {}^3H_5$ иона Pr^{3+} в матрице $RbPb_2Cl_5$, эффективность которой (1.6%) оказалась довольно невысокой. Одной из очевидных причин низкой эффективности являлось недостаточно хорошее оптическое качество кристаллов и отсутствие антиотражающих покрытий на торцах активных элементов. Другая причина – физические процессы, оказывающие влияние на заселение и релаксацию уровней, на переходах между которыми осуществляется генерация. В частности, при накачке кристалла в ИК диапазоне наблюдается излучение в видимом диапазоне длин волн, что свидетельствует о наличии апконверсионных процессов. Мы провели ряд экспериментов, направленных на выяснение их механизмов.

Процесс ${}^3F_3 + {}^3F_3 \rightarrow {}^1G_4 + {}^3H_5$ дополнительно заселяет нижний лазерный уровень 3H_5 и опустошает верхний лазерный уровень 3F_3 , что отрицательно сказывается на эффективности генерации. При изучении зависимости интенсивности люминесценции, соответствующей переходу ${}^1G_4 \rightarrow {}^3H_5$ от плотности падающей энергии накачки был обнаружен процесс насыщения поглощения накачки на переходе ${}^3H_4 \rightarrow {}^3F_4$, ограничивающий заселение верхнего лазерного уровня 3F_3 , что также сказывается на эффективности генерации.

Проведённые исследования способствуют оптимизации генерационных характеристик лазеров среднего ИК диапазона на переходах иона Pr^{3+} в кристаллах RbPb_2Cl_5 .

1. А.Г.Охримчук, Л.Н.Бутвина, Е.М.Дианов, Н.В.Личкова, В.Н.Завгороднев, А.В.Шестаков. Новый лазерный переход в кристалле $\text{RbPb}_2\text{Cl}_5:\text{Pr}^{3+}$ в диапазоне длин волн 2.3 – 2.5 мкм. Квантовая электроника, 36, №1 (2006), с. 41 – 44.

ИЗМЕНЕНИЕ СИММЕТРИИ МОНОКРИСТАЛЛОВ АЛЮМОКАЛИЕВЫХ КВАСЦОВ, ЛЕГИРОВАННЫХ ИОНАМИ ХРОМА

А.Е. Егорова, М.О. Марычев

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

Реальные кристаллы часто имеют пониженную симметрию и поэтому приобретают новые свойства [1]. Наличие центра симметрии в кристалле запрещает эффект генерации второй гармоники [2], но при понижении симметрии и исчезновении центросимметричности этот эффект может проявиться.

Проведено выращивание монокристаллов алюмокалиевых квасцов, легированных ионами Cr^{3+} , в условиях термостатирования при температуре роста $T=28^\circ\text{C}$ и переохлаждении 3°C .

Для характеристики состояния примеси в растворах и кристаллах проводилось их фотометрирование в видимом диапазоне.

Для изучения изменений симметрии кристаллов, вызываемых вхождением примесей, измерена величина аномального двупреломления пластинок, вырезанных из разных секторов роста, в направлении, параллельном естественным граням.

Испытание по известной методике [3] порошкообразных образцов, взятых из секторов роста граней куба и октаэдра кристаллов квасцов, выращенных в условиях, указанных выше, показывает отсутствие генерации второй гармоники.

В работах [4,5] показано, что в секторе роста граней октаэдра поверхностью показателей преломления является эллипсоид общего вида. Сектор роста граней октаэдра приобретает триклинную симметрию с остающимся от кубических квасцов центром инверсии, исключаящим эффект удвоения частоты.

1. Шубников А.В. Избранные труды по кристаллографии. М.: Наука. 1975.
2. Най Дж. Физические свойства кристаллов и их описание с помощью тензоров и матриц. – М.: ИЛ, 1960. – 385 с.

3. 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.
4. Штукенберг А.Г., Рождественская И.В., Франк-Каменецкая О.В. и др. Диссимметризация кристаллических структур аномально-двупреломляющих квасцов //Кристаллография. 2000. Т. 45. № 6. С. 999–1005.
5. Рождественская И.В., Франк-Каменецкая О.В., Штукенберг А.Г., Баннова И.И. Триклинная структура двупреломляющего кристалла квасцов //Журнал структурной химии. 2001. Т. 42. № 44. С. 753–765.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ И СТЕКОЛ В

СИСТЕМЕ $\text{Vi}_2\text{O}_3\text{-GeO}_2\text{-Cr}_2\text{O}_3$

*Н.Г.Горащенко, И.В.Степанова, Э.Ю.Великанова, А.В.Проскурня
Российский химико-технологический университет им.Д.И.Менделеева, г.*

Москва

В системе $\text{Vi}_2\text{O}_3\text{-GeO}_2$ [1] возможно получение монокристаллов и стекол различных составов, которые находят широкое применение в оптоэлектронике и лазерной технике. Монокристаллы со структурой силленита ($\text{Vi}_{12}\text{GeO}_{20}$) обладают магнито- и акустооптическими свойствами, монокристаллы со структурой эвлитина ($\text{Vi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) и стекла аналогичного состава – сцинтилляционными. Кроме того, как силлениты, так и эвлитины характеризуются высокими электрооптическими показателями. Введение в состав кристаллов и стекол ионов хрома позволяет изменять практически все вышеперечисленные свойства.

В данной работе нами были исследованы некоторые электрические свойства монокристаллов и стекол в системе $\text{Vi}_2\text{O}_3\text{-GeO}_2\text{-Cr}_2\text{O}_3$. Для исследования были выбраны следующие составы: монокристаллы $\text{Vi}_{12}\text{GeO}_{20}:\text{Cr}$ ($x_{\text{Cr}}=0, 1$ и 2 мол.%), а также стекла $\text{Vi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}:\text{Cr}$ ($x_{\text{Cr}}=0$ и 1 мол.%). Монокристаллы выращивали методом Чохральского, в направлении $\langle 100 \rangle$. Стекла получали отливкой расплава ($T=1050^\circ\text{C}$) на предварительно охлажденную подложку. Измерение электрических характеристик проводили с помощью цифрового измерителя E7-12 на свету и в темноте, в диапазоне температур $25\text{-}130^\circ\text{C}$. Омический контакт на поверхностях образцов формировался вжиганием серебряной пасты.

Были определены температурные зависимости удельного сопротивления, диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь полученных материалов.

Диэлектрическая проницаемость монокристаллов $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}:\text{Cr}$ практически не зависит от температуры, а с увеличением концентрации ионов хрома уменьшается. Легирование ионами хрома несколько снижает электропроводность германосилленита, при этом сохраняется примесный механизм проводимости. Температурная зависимость тангенса угла диэлектрических потерь незначительно изменяется с введением ионов хрома.

Значения диэлектрической проницаемости полученных образцов стекол почти в 2 раза выше, чем для соответствующих кристаллов германозвлитина и несколько возрастают с введением ионов хрома. Удельное сопротивление и диэлектрические потери практически не зависят от содержания ионов хрома, но возрастают с увеличением температуры.

[1] А. В. Kaplun, А. В. Meshalkin. Journal of Crystal Growth, 1996, V.167, I. 1-2, p. 171-175.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ДИОДНОЙ НАКАЧКИ ТВЕРДОТЕЛЬНОГО ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРА С ПАССИВНЫМ МОДУЛЯТОРОМ В РЕЗОНАТОРЕ

А.Ф.Шаталов, М.И. Беловолов

Научный центр волоконной оптики РАН, г. Москва

При использовании твердотельных лазеров (ТТЛ) с пассивным модулятором (ПМ) в резонаторе для нелинейных преобразований, в задающих генераторах и усилителях мощности, дистанционных датчиках и сканерах необходима оптимизация мощности оптической накачки лазерного элемента (ЛЭ) ТТЛ.

В настоящей работе исследована импульсная генерация ТТЛ с ПМ в резонаторе при комбинированной оптической мощности диода накачки, состоящей из постоянной P_0 и импульсной P_i длительностью τ_i составляющих.

Показано, что оптическую энергию E_i запуска ТТЛ импульсом τ_i можно представить в виде

$$E_i = (P_i - P_0) \cdot \tau \cdot \ln \left(\frac{x_p - x_0}{x_p - 1} \right),$$

где P_i – пороговая оптическая мощность накачки, τ – радиационное время жизни верхнего лазерного уровня ЛЭ. $x_0 = \frac{P_0}{P_i}$, $x_p = \frac{P_p}{P_i}$, $P_p = P_0 + P_i$, $x_p > 1$, $0 \leq x_0 < 1$; а параметры P_0 , P_i и τ_i оптической накачки должны с необходимостью удовлетворять требованию $P_i \cdot \tau_i > \tau \cdot (P_i - P_0)$. При $0 \leq x_0 \leq 0.95$ и $x_p \geq 2$ энергия E_i превышает свое предельное значение $E_0 = (P_i - P_0) \cdot \tau$ не более чем на 40%. Отношение энергии E_λ генерируемого ТТЛ импульса к энергии E_i определяется коэффициентом

$$k_{i\lambda} = \frac{hcS}{2\lambda\sigma\tau\gamma(P_i - P_0)} \ln\left(\frac{1}{R}\right) \ln\left(\frac{n_i}{n_f}\right) \ln\frac{x_p - 1}{x_p - x_0},$$

где λ – длина волны излучения ТТЛ, c – скорость света в вакууме, h – постоянная Планка, γ – коэффициент вырождения инверсии в ЛЭ, σ – эффективное сечение индуцированных переходов ЛЭ, R – отражательная способность зеркала резонатора, L – пассивные потери при полном проходе светом длины резонатора (исключая потери в ПМ), S – эффективное сечение лазерного пучка в ЛЭ, n_i и n_f – плотности инверсной населенности в ЛЭ в начале и в конце генерации импульса лазером.

Приведены результаты численных расчетов энергии E_i и коэффициента $k_{i\lambda}$ для разных режимов работы импульсного ТТЛ.

Экспериментальное значение коэффициента $k_{i\lambda}$ для ТТЛ на кристалле CGGG:Nd с ПМ на YAG:Cr⁴⁺ составляло 0.56 ($E_i = 6.3$ мкДж, $E_\lambda = 3.5$ мкДж), при этом отношение пиковой мощности импульса генерации ТТЛ к мощности P_i импульса накачки равнялось $8 \cdot 10^2$.

ЭФФЕКТИВНАЯ ДВУХМИКРОННАЯ ГЕНЕРАЦИЯ В РЕЖИМЕ МОДУЛИРОВАННОЙ ДОБРОТНОСТИ НА КРИСТАЛЛЕ YAlO₃:Tm³⁺

*С.Н. Ушаков¹⁾, М.Н. Хромов¹⁾, А.В., Шестаков²⁾
1-Институт общей физики РАН, г. Москва¹⁾
2-ООО НПЦ «ЭЛС-94», г. Москва²⁾*

Лазерные источники излучения ближнего ИК диапазона с длиной волны излучения около 2 мкм. в настоящее время применяются как самостоятельно, для мониторинга окружающей среды и медицинских приборов, так и для преобразования в область среднего ИК диапазона 3 – 5 мкм. Для эффективного преобразования необходима высокая пиковая мощность излучения, которая может быть получена в лазерах с режимом модулированной добротности. Традиционно для этой цели используются лазеры на ионах Ho³⁺, а туллиевые лазеры выступают в качестве источников накачки. Трудности реализации эффективного режима модулированной добротности в лазерах на ионах Tm³⁺ связаны с процессами апконверсии, неизбежно возникающими в этих кристаллах вследствие значительной концентрации активирующих ионов. Однако в последнее время появились работы показывающие такую возможность [1]

В качестве лазерного материала мы выбрали кристалл YAlO₃-Tm³⁺ с концентрацией активатора 5,5 ат.%. Ранее нами получена эффективная лазерная генерация в непрерывном режиме [2]. При этом отличительной особенностью нашей работы является использование полупроводниковой накачки в спектральной области 803-805 нм. Активный элемент имел размеры 3×3×4 мм., торцы просветлялись на $\lambda=2$ мкм., элемент закреплялся в медную оправку, температура которой поддерживалась в диапазоне 15 – 25°С элементом Пельтье. Источником накачки служила

лазерная диодная линейка фирмы LIMO мощностью 30 Вт. с оптоволоконным выходом $\varnothing 400 \mu\text{m}$. Область накачки в кристалле составляла 0,66 мм.

В качестве затвора использован акустооптический модулятор. Резонатор имел длину 85 мм., коэффициент отражения выходного зеркала 94.5%. При этом с выключенным затвором в непрерывном режиме порог генерации составил 8.5 Вт., а максимальная мощность генерации 4.1 Вт. достигала при поглощенной мощности накачки 15.5 Вт. При включении акустооптического затвора с частотой повторения 10 кГц средняя мощность оставалась неизменной, и уменьшалась до 3.6 Вт при уменьшении частоты следования импульсов до 2 кГц. В этом режиме длительность импульса генерации составила – 270 нс. Длина волны генерации 1.99 мкм. Минимальная длительность импульса генерации 130 нс была получена при частоте повторения 1 кГц.

Проведенные эксперименты показывают возможность получения эффективной генерации в режиме модулированной добротности на ионах Tm^{3+} в кристалле YAlO_3 . Это свидетельствует о том, что процессы апконверсии в этом кристалле при используемых плотностях накачки не вносят заметных потерь в населенность верхнего лазерного уровня при работе лазера с высокими частотами повторения импульсов (более 2 кГц).

1. 10 mJ, Acousto-Optic Q-Switched, Tunable, Diode Pumped Tm:YLF Laser Jan K. Jabczyński, Lukasz Gorajek, Waldemar Zendzian, Jacek Kwiatkowski, Helena Jelinkova, Jan Sulc, Michal Nemes, Advanced Solid-State Photonics (ASSP), Topical Meeting and Tabletop Exhibit, Nara-Ken New Public Hall, paper WE44, Nara, Japan, 27-30.01.2008

2. Н.И. Бородин, П.В. Крюков, А.В. Попов, С.Н. Ушаков, А.В. Шестаков, "Непрерывная генерация лазера на кристалле $\text{YAlO}_3:\text{Tm}^{3+}$ при диодной накачке", Квант. электроника, 2005, 35 (6), 511-514.

ГЕОМЕТРИЯ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ И ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ НА ОСНОВЕ КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР InGaP/GaAs/InGaAs

В.П. Мишкин

Мордовский Государственный Университет им. Н.П. Огарёва, г. Саранск

Применение ближнепольной сканирующей оптической микроскопии (БСОМ) в сочетании с селективным химическим травлением дает возможность выявлять границы волноводного и ограничивающих слоев на топографическом изображении травленого торца лазерной структуры, одновременно с пространственным распределением излучения полупроводникового лазерного диода. В свою очередь, это позволяет сопоставить профиль излучения в ближнем поле с положением квантовых

ям относительно границ волноводного слоя, определенным независимо методом атомно-силовой микроскопии (АСМ).

Исследовано влияние селективного жидкостного химического травления излучающей поверхности полупроводниковых ЛД на основе InGaP/GaAs с КЯ InGaAs на диаграмму направленности их излучения в плоскости, перпендикулярной р-n переходу. Установлено, что за счет разной скорости травления материалов широкозонных слоев (InGaP) и активной области лазеров (GaAs, InGaAs) на излучающей поверхности происходит самоформирование цилиндрической линзы. Показано, что, подбирая соответствующее время травления, возможно изменять ширину диаграммы направленности лазера в плоскости, перпендикулярной р-n переходу.

Разработана методика спектрально – разрешённой БСОМ, которая позволяет регистрировать карту распределения интенсивности ЛД излучения в ближнем поле отдельно на каждой частоте генерации и обнаруживать модальную структуру ЛД излучения. С помощью спектрально-разрешённой БСОМ исследовался двухчастотный полупроводниковый ЛД на основе InGaP/GaAs с InGaAs КЯ излучающий на двух длинах волн на 1.005 мкм и 1.030 мкм. Наблюдалась работа ЛД в режиме, когда более высокая частота излучения генерировала в основной моде в то время как более низкая частота генерировала в моде первого порядка. Спектрально – разрешённая БСОМ показала, что при превышении порога коротковолновой генерации осложняется протеканием тока по отдельным каналам, т.е. его филаментацией, ведущей к формированию нескольких трасс индуцированного усиления излучения (на двух коротковолновых ямах), почти напрямую соединяющих выходные торцы лазера. Модальная структура излучения исследуемых двухчастотных полупроводниковых ЛД была неоднородна вдоль апертуры излучения: генерация имеет место в моде второго порядка в нескольких местах и в основной моде в других местах. Сложная конфигурация на рисунке вероятнее всего связано с присутствием мод типа шепчущей галереи То есть длинноволновая мода является модой типа шепчущей галереи, а коротковолновая мода – нет, хотя и обладает сильной неоднородностью в плоскости квантовых ям.

ДВОЙНЫЕ ВОЛЬФРАМАТЫ И МОЛИБДАТЫ СО СТРУКТУРОЙ ШЕЕЛИТА – ПЕРСПЕКТИВНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ СРЕДЫ

Д.А.Лис¹, К.А.Субботин¹, Е.В.Жариков^{1,2}

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

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

На протяжении многих лет наша лаборатория занимается изучением разупорядоченных двойных натриевых вольфраматов и молибдатов со

структурой шеелита. Выбор этих кристаллов в качестве объектов исследования был обусловлен следующими соображениями:

1. Высокие сечения поглощения и люминесценции.
2. Возможность осуществления перестройки частоты генерации в пределах контура неоднородно уширенной линии люминесценции;
3. возможность получения ультракоротких импульсов генерации в режиме синхронизации мод;
4. большая устойчивость по отношению к внешним условиям (например, к температурному дрейфу длины волны лазерного диода накачки);

Результатом проделанной работы стали следующие результаты:

1. Разработана воспроизводимая технология получения монокристаллов лазерного качества.
2. Рентгенографически изучены, проанализированы и систематизированы структурные данные (координаты базисных атомов; заселенность позиций; основные межатомные расстояния и углы валентных связей).
3. Выявлена возможность образования двух видов структуры шеелита, встречающихся как вместе (в пределах одного образца), так и отдельно.
4. Впервые установлены различные типы искажений структуры шеелита.
5. Установлена связь между структурными параметрами и размерами катионов, входящих в состав фазы.
6. Исследованы спектрально-люминесцентные свойства ионов Yb^{3+} ; Er^{3+} ; Tm^{3+} ; Ho^{3+} ; Nd^{3+} ; $\text{Er}^{3+}\text{-Ce}^{3+}$; $\text{Er}^{3+}\text{-Yb}^{3+}$ в этих кристаллах.
7. Впервые получена лазерная генерация на кристаллах $\text{NaGd}(\text{WO}_4)_2:\text{Tm}^{3+}$, $\text{NaLa}(\text{WO}_4)_2:\text{Nd}^{3+}$ и $\text{NaLa}(\text{MoO}_4)_2:\text{Nd}^{3+}$.
8. Продемонстрирована устойчивость эффективной лазерной генерации при изменении длины волны излучения лазера накачки в широких пределах.

В докладе помимо результатов наших исследований приводятся последние литературные данные исследований кристаллов двойных вольфраматов и молибдатов, изучению которых в настоящее время уделяется немало внимания.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ И ФОТОУПРУГИХ СВОЙСТВ КРИСТАЛЛОВ СТАБИЛИЗИРОВАННОГО ДИОКСИДА ЦИРКОНИЯ, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ Nd^{3+}

*Е.В. Аладышева¹, М.В. Герасимов¹, 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, г. Москва

Благодаря наличию ряда уникальных свойств, а именно: высокой прочности и износоустойчивости, стойкости к воздействию многих химических реагентов, ионизирующих излучений и высоких температур –

кристаллы диоксида циркония, стабилизированные редкоземельными элементами, представляют интерес для практического применения в оптике, оптоэлектронике и квантовой электронике.

Результаты исследований различных физических свойств кристаллов стабилизированного диоксида циркония обобщены в монографии [1]. В [1] отмечается, что физические характеристики этих кристаллов зависят от концентрации стабилизирующего оксида.

В настоящей работе исследовано влияние стабилизирующих оксидов Y_2O_3 и Gd_2O_3 на спектроскопические характеристики кристаллов $ZrO_2-Y_2O_3-0.3\text{моль}\%Nd_2O_3$ и $ZrO_2-Gd_2O_3-0.3\text{моль}\%Nd_2O_3$. Установлено, что спектроскопические характеристики в большей степени зависят от концентрации основного оксида и в меньшей степени от его химической природы.

Из анализа спектра поглощения для сверхчувствительного перехода $^4I_{9/2} \rightarrow ^4G_{5/2} + ^2G_{7/2}$ ионов Nd^{3+} в кристаллах $ZrO_2-8\text{моль}\%Y_2O_3-0.3\text{моль}\%Nd_2O_3$, $ZrO_2-10\text{моль}\%Y_2O_3-0.3\text{моль}\%Nd_2O_3$ и $ZrO_2-12\text{моль}\%Y_2O_3-0.3\text{моль}\%Nd_2O_3$ установлено перераспределение интенсивностей спектральных линий, что обусловлено изменением локального окружения ионов Nd^{3+} при увеличении концентрации стабилизирующего оксида.

В работе [1] отмечается, что при исследовании кристаллов твердых растворов $ZrO_2-Y_2O_3$ и $HfO_2-Y_2O_3$ под микроскопом в скрещенных поляризаторах обнаружена слабо выраженная неоднородность погасания, вызванная наличием в кристаллах объемных напряжений. В настоящей работе при исследовании кристаллов $ZrO_2-Y_2O_3-0.3\text{моль}\%Nd_2O_3$ и $ZrO_2-Gd_2O_3-0.3\text{моль}\%Nd_2O_3$ под микроскопом в поляризованном свете установлено, что образцы различного состава и с разным содержанием стабилизирующего оксида характеризуются выраженной в различной степени неоднородностью погасания. При этом для некоторых образцов она выражена в значительной степени.

1 – Ю. С. Кузьминов, В. В. Осико. Фианиты. М. Наука. 2001.

КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ СТЕКОЛ В СИСТЕМЕ $Bi_2O_3-SiO_2$

М.Е. Ворончихина, Н.Г. Горащенко

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

Существование стабильных стекол наряду с кристаллическими соединениями в системе $Bi_2O_3 - SiO_2$ делает возможным создание стеклокристаллических материалов состава $2Bi_2O_3-3SiO_2$, что соответствует составу со структурой эвлитина $Bi_4Si_3O_{12}$. Висмут-содержащие стёкла и стеклокерамика привлекают внимание своими свойствами – показателем преломления, высокой плотностью, радиационной стойкостью [1, 2].

Данная работа посвящена получению оптически прозрачных стеклокристаллических материалов с кристаллами нано-размеров на основе оксидов висмута и кремния состава, соответствующего составу эвлитина. Для этого проводили кристаллизацию стеклянных образцов посредством термообработки при температурах, лежащих внутри интервала их кристаллизации.

Уже при термообработке в течение 24 часов при температурах 480°C и 520°C на рентгенограммах образцов, наблюдалось появление пиков, соответствующие эвлитину. Сравнительные характеристики полученных образцов стеклокерамики со стеклом и кристаллом того же состава приведены в таблице 1.

Табл. 1. Сравнительные характеристики стеклокерамики, стекла и кристалла

Образец	Твёрд., кг/мм ²	Плотн., ρ [г/см ³]	Показат. прелом.
Стекло	468,88	5,8683	1,811
Стеклокр. (T=480°C)	522,94	6,2300	2,012
Стеклокр. (T=520°C)	545,1	6,3122	2,034
Кристалл	569,93	6,6574	2,105

Получены образцы прозрачной стеклокерамики оптического качества со средним размером кристаллитов 20 нм и содержанием кристаллической фазы от 43,51 об. % до 56,25 об. %. Механические и оптические характеристики образцов повышаются в ряду стекло–стеклокерамика–монокристалл и для стеклокерамики – с ростом температуры и длительности термообработки.

1. Cho J.H. Structural change in Bi₄(SixGe_{1-x})₃O₁₂ glasses during crystallization/ J.H. Cho, S.J. Kim and Y.S. Yang. – Solid State Communications 119. – 2001. – 465-467 p.

2. Lee G.W. Electric Properties of Bi₄(Ge_{1-x}Si_x)₃O₁₂/G. W. Lee, J. H. Cho, S. J. Kim and Y. S. Yang. – Journal of the Korean Physical Society, Vol. 32. – 1998, S824-S826 pp.

НАНОМАТЕРИАЛЫ И НАНОТЕХНОЛОГИИ В ОПТОЭЛЕКТРОНИКЕ

ОСОБОПРОЧНЫЕ И ИЗНОСОСТОЙКИЕ МАТЕРИАЛЫ НА ОСНОВЕ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛОВ ЧАСТИЧНО СТАБИЛИЗИРОВАННОГО ДИОКСИДА ЦИРКОНИЯ (ЧСЦ)

В.В.Осико

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

Аннотация

В докладе обсуждается новый тип наноструктурированных материалов – кристаллы частично стабилизированного диоксида циркония. В отличие от известных и широко распространенных спеченных керамик или одноосно деформированных кристаллических сплавов, нанодоменная структура ЧСЦ образуется путем самоорганизации наноструктуры в монокристаллах твердых растворов диоксида циркония, выращенных из расплава, в процессе их контролируемого охлаждения. Обсуждается механизм наноструктурирования и приведены результаты исследования структуры ЧСЦ. Показано, что в процессе фазового перехода из кубической модификации в тетрагональную, образуется иерархическая двухуровневая система плотно упакованных нанодоменов. В процессе перестройки структуры кристаллы сохраняют свою сплошность и внешнюю форму. Уникальная структура ЧСЦ обеспечивает высокие механические и триботехнические свойства, в частности, исключительно высокие трещиностойкость и износостойкость. Кроме того, кристаллы ЧСЦ обладают высокой химической и термической устойчивостью и биосовместимостью.

Обсуждаются наиболее важные и продвинутое применения кристаллов ЧСЦ.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПРОЦЕССОВ В НИТЕВИДНОМ ДАТЧИКЕ ТЕМПЕРАТУРЫ

С.А.Ермаков, А.П.Ермаков

*Воронежский государственный технический университет,
Воронежский экономико-правовой институт*

Компьютерное моделирование электромагнитных процессов позволяет провести анализ, ускорить и удешевить разработку сложных измерительных систем, к которым относятся датчик температуры на основе нитевидных кристаллов (НК) кремния, электрические характеристики которого являются функцией тепловой связи с окружающей средой и действия эффектов: тензорезистивного, "краевого" и ползучести связующего.

Датчик имеет уникальные характеристики, благодаря использованию двух основных особенностей НК по сравнению с массивными монокристаллами. Одной из которых является миниатюрность размеров и, как следствие, малая тепловая инерция, второй - уникальная прочность, достигающая нижнего предела теоретической прочности в наиболее тонких и совершенных НК. Наклейка датчика приводит к увеличению его тепловой связи с окружающей средой, в результате чего начальный участок ВАХ расширяется в область больших токов, а точка максимума смещается в область больших напряжений и больших токов, что согласуется с ранними исследованиями на других материалах. Наибольшим быстродействием и тепловой инерцией ($\sim 3 \cdot 10^{-2}$ с) обладают датчики, в которых НК только своими концами крепятся связующим к подложке.

Датчик можно использовать в качестве прибора с регулируемыми параметрами, малоинерционного бесконтактного регулируемого сопротивления с малой потребляемой мощностью, а также термоанемометра газового потока в диапазоне скоростей $\sim (5-200) \cdot 10^{-3} \text{ мс}^{-1}$ и чувствительностью $\sim (0,1-0,2) \text{ В} \cdot \text{с} \cdot \text{м}^{-1}$. Возможности применения датчиков на основе НК возрастают, благодаря преобразованию аналогового сигнала в частоту следования импульсов. Достоинством частотного преобразования является то, что, имея преимущества известных частотных преобразователей, он применим к вновь разработанным и ранее созданным устройствам и не требует изменения существующих технологий изготовления. Это позволяет повысить точность измерений устройств и открывает пути к автоматизации трудоемких процессов измерения, регистрации, хранения, обработки, систематизации, поиска, использования и защите накопленной информации о контролируемых параметрах, повышает чувствительность, расширяет функциональные возможности и улучшает метрологические характеристики. Чувствительность к температуре измерительных модулей с аналоговым выходом составляет $\sim 0,1-0,5\% \text{ К}^{-1}$, а с частотным выходом $\sim 60-10^5 \text{ Гц} \cdot \text{ом}^{-1}$.

ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС И ЭФФЕКТ КЕРРА В ПОЛУЧЕННЫХ ЛАЗЕРНЫМ ОСАЖДЕНИЕМ НАНОРАЗМЕРНЫХ СЛОЯХ РАЗБАВЛЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ НА ОСНОВЕ ГЕРМАНИЯ И КРЕМНИЯ, ЛЕГИРОВАННЫХ МАРГАНЦЕМ

*С.Н.Гусев, Е.С. Демидов, В.В. Подольский, В.П. Лесников, С.А. Левчук
Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского,
г. Н. Новгород*

Разбавленные магнитные полупроводники (РМП) на основе легированных 3d- примесями группы железа алмазоподобных кристаллов с ферромагнитным упорядочением спинов 3d- ионов вызывают большой интерес в связи с перспективами создания на их основе новых устройств

спинтроники с совмещением полезных свойств полупроводника и ферромагнетика [1]. В [2, 3] показана возможность получения осаждением из лазерной плазмы наноразмерных слоев РМП на основе соединений A^3B^5 (InAs, GaSb, InSb) с примесью Mn, Si и Ge с примесями Mn или Fe на монокристаллических подложках GaAs или сапфира, в которых при температурах до 500К проявлялись признаки ферромагнетизма. В таких слоях наблюдались ферромагнитный резонанс (ФМР) и нелинейный магнитооптический эффект Керра (МОЭК). Слои кремния и германия с примесью Mn или Fe являются рекордсменами по температуре Кюри и особенно привлекательны совместимостью с широко распространенной кремниевой технологией.

В работе приводятся данные измерений ФМР и МОЭК слоев Si:Mn/GaAs, Ge:Mn/GaAs, Si:Mn/Si. В таких слоях наблюдается сильно анизотропный ФМР и нелинейный МОЭК. Проясняется непонятная ранее природа сложной структуры спектра ФМР этих слоев. Имеет место сильная характерная для плоского ферромагнетика анизотропия спектров ФМР. Получены положительные результаты управления положением уровня Ферми на улучшение свойств слоев РМП на основе кремния с применением дополнительного легирования мелкой акцепторной примесью алюминия. Приводятся результаты измерений ФМР в слоях Ge:(Mn, Al)/GaAs и Ge:(Mn, Al)/Si. ФМР обнаруживает аномальную угловую зависимость.

- [1] Jungwirth T., Sinova Jairo, Masek J. et al., Rev. Mod. Phys. **78**, 809 (2006).
[2] Демидов Е.С., Данилов Ю.А., Подольский В.В., Лесников В.П., Сапожников М.В., Сучков А.И., Письма в ЖЭТФ, **83**, 664 (2006).
[3] Демидов Е.С., Подольский В.В., Лесников В.П., Сапожников М.В., Гусев С.Н., Дружнов Д.М., Грибков Б.А., Филатов Д.О., Степанова Ю.С., Левчук С.А., ЖЭТФ, **133**, 1 (2008).

НАНОРАЗМЕРНЫЕ СЛОИ РАЗБАВЛЕННЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ НА ОСНОВЕ ЛЕГИРОВАННОГО МАРГАНЦЕМ И ЖЕЛЕЗОМ Si, ПОЛУЧЕННОГО ОСАЖДЕНИЕМ ИЗ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

*С.А. Левчук, В.В. Подольский, Е.С. Демидов, В.П. Лесников, С.Н. Гусев
Нижегородский Государственный Университет им. Н.И. Лобачевского,
г. Н. Новгород*

Ранее сообщалось [1, 2] о возможности получения методом осаждения из лазерной плазмы тонких (толщиной 50-100 нм) слоев РМП на основе соединений A^3B^5 - антимонидов галлия и индия, арсенида индия, с примесью Mn, Ge и Si с примесями Mn или Fe на монокристаллических подложках арсенида галлия или сапфира, в которых проявлялись признаки

ферромагнетизма при температурах до 500 К. В таких слоях наблюдались аномальный эффект Холла (АЭХ), ферромагнитный резонанс (ФМР) и нелинейный магнитооптический эффект Керра (МОЭК). В настоящей работе приводятся новые результаты по выращиванию и исследованию транспортных свойств тонких ферромагнитных слоев на основе Si, легированного Mn или Fe, на подложках из высокоомного кремния 5000 и сапфира. Приводится схема установки лазерного вакуумного осаждения с раздельным испарением двух мишеней раздвоенным лучом лазера. В установке использован импульсный Nd-YAG лазер LQ 529 с параметрами: $\lambda=0,53\text{ мкм}$; $\tau=12\text{ нс}$; $f=10\text{ Гц}$; $E=0,3\text{ Дж}$. Обнаружено, что слои Si:Mn, независимо от материала подложки, обнаруживают различный тип проводимости в зависимости от содержания в них примеси марганца. При $N_{Mn} \sim 19\text{-}20\%$ в слоях в диапазоне температур от комнатной до 77К наблюдается проводимость p -типа с аномальным поведением эффекта Холла. При $N_{Mn} \sim 30\%$ проводимость становится электронной с сильно выраженным при 77К гистерезисным поведением магнитнополевой зависимости эффекта Холла и отрицательным магнетосопротивлением. Приводятся также результаты исследований наноструктур из чередующихся слоев Si и Fe с технологическими толщинами — 6 и 1 нм, соответственно. Показано, что с понижением температуры от комнатной до 77К тип проводимости таких структур меняется с электронного на дырочный, а магнитнополевая зависимость эффекта Холла становится гистерезисной с шириной петли 150-200 Гс.

[1] Е. С. Демидов, Ю. А. Данилов, В. В. Подольский, В. П. Лесников, М. В. Сапожников, А. И. Сучков, Письма в ЖЭТФ, **83**, 664 (2006).

[2] Е. С. Демидов, В. В. Подольский, В. П. Лесников, М. В. Сапожников, Д. М. Дружнов, С. Н. Гусев, Б. А. Грибков, Д. О. Филатов, Ю. С. Степанова, С. А. Левчук, ЖЭТФ, **133**, 1 (2008).

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СЛОЯ КРЕМНИЯ, ВЫРАЩЕННОГО МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ, НА САПФИРОВОЙ ПОДЛОЖКЕ САПФИРА ДИАМЕТРОМ 100 ММ

А.С. Денисов, В.Г. Шенгуров, С.П. Светлов, В.Ю. Чалков
Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, Н.Новгород

Ранее [1] было показано, что метод сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии (СМЛЭ) позволяет получать достаточно равномерные по толщине субмикронные слои кремния приборного качества на сапфировых подложках размером 35×35 мм. Однако при увеличении размеров подложки выращивание слоев кремния из неподвижного сублимационного источника приводит к неравномерному распределению толщины слоя Si по площади подложки.

Целью данной работы является исследование условий выращивания методом СМЛЭ достаточно совершенных по структуре слоев кремния с равномерным распределением толщины по площади подложки сапфира диаметром 100 мм.

Источником потока атомов Si служил брусок кремния размером 120×4×4 мм, нагреваемый пропусканием тока. Толщину выращенного слоя кремния определяли с помощью оптического микроскопа МИИ-4 и интерферометра белого света Talysurf CCI 2000 по ступенькам, образованным путем экранирования части подложки при росте слоя Si.

Проведены расчеты распределения толщины слоя кремния при синусоидальном и линейном движении источника вдоль оси OX, т.е. когда координата x источника в единицу времени изменяется по закону синуса или на постоянную величину. Центр координат находится в центре подложки. Источник длинной стороной расположен вдоль оси OY. Установлено, что, варьируя расстояние между подложкой и источником, а также изменяя амплитуду движения источника вдоль OX, можно уменьшить разброс толщины по площади подложки. Разброс толщины слоя Δ_d вдоль осей OX и OY рассчитывался как максимальное отклонение толщины слоя от ее среднего значения вдоль соответствующих осей. При линейном движении источника слой кремния получается более равномерным ($\Delta_{d-OX}=7\%$; $\Delta_{d-OY}=7\%$), чем при синусоидальном движении ($\Delta_{d-OX}=16\%$; $\Delta_{d-OY}=8\%$). Общий вид экспериментальных кривых полностью согласуется с теоретическими расчетами.

[1] Денисов С.А., Чалков В.Ю., Шенгуров В.Г. // Тезисы докладов 5-ой Всероссийской молодежной научной школы «Материалы нано-, микро-оптоэлектроники и волоконной оптики: физические свойства и применение» г. Саранск, 3-6 октября 2006г., с. 70.

ВЛИЯНИЕ ДЕФОРМАЦИИ НА СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ФТОРИДА БАРИЯ

М.В. Астахов, А.О. Родин, В.В. Селезнев

*Государственный технологический университет «Московский
институт стали и сплавов», г. Москва*

Целью работы являлось исследование свойств деформированных сцинтилляторов фторида бария. Несмотря на большое количество исследований сцинтилляторов, исследование влияния деформации на сцинтилляционные свойства галогенидов щелочных металлов очень мало. Сцинтилляционные свойства являются структурно чувствительным параметрами и зависят от технологической предыстории получения образца. Фторид бария был выбран как объект исследования, так как находит широкое применение, в качестве детектора, для регистрации γ - и

β -излучения. Одним из основных параметров данных детекторов является время высвечивания сцинтиллятора, которое определяет быстродействие детектора в целом.

В работе предложен метод интенсивной пластической деформации с последующим компактированием, который позволяет получать сцинтилляторы фторида бария с размерами блоков кристаллитов 10-30 мкм, сохраняя при этом необходимую прочность и прозрачность. В результате исследований установлена корреляция степени деформации и времени высвечивания. У полученных образцов в диапазоне нагрузок компактирования от 70 до 4400 МПа установлено линейное снижение времени высвечивания с ростом нагрузки. Времена высвечивания полученных образцов меньше в 100 - 300 раз по сравнению с монокристаллом фторида бария и не превышает 3-4 нс.

На основании полученных экспериментальных данных, предложен механизм высвечивания, поликристаллического деформированного фторида бария. Установлено, что резкое снижение времени высвечивания обусловлено, тем, что в процессе интенсивной пластической деформации и последующего компактирования, получается поликристаллический образец с размером кристаллитов 10-30 нм, содержащий большое количество дефектов. Время высвечивания монокристаллического сцинтиллятора определяется временем образования и миграции связанных электронно-дырочных пар – экситонов. Аннигиляция экситонов, с испусканием квантов света, как правило, происходит на дефектах кристаллической решетки сцинтиллятора. Локализация экситона в кристаллитах такого малого объема, приводит к уменьшению времени миграции и увеличению вероятности излучательной аннигиляции экситонов на дефектах и границах зерен, что приводит к снижению времени высвечивания.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МНОГОСЛОЙНЫХ НАНОСТРУКТУР SiO/Al₂O₃

И.А. Чугров, С.Н. Кузнецов, А.А. Ершов, А.В. Ершов
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
Нижний Новгород

Полупроводниковые нанокристаллы (НК) или квантовые точки (КТ) в диэлектрической матрице очень интересны тем, что показывают атомно-подобное поведение в оптических и электрических свойствах. Эти свойства в значительной степени определяются спектром электронных состояний в НК. Кроме фотолюминесценции, НК кремния, помещенные в диэлектрическую матрицу, перспективны в качестве приборов одноэлектронной памяти. Среди набора методов получения структур с НК кремния наиболее распространенными являются ионная имплантация и

напыление многослойных нанопериодических структур (МНС) с последующим высокотемпературным (~1000 °С) отжигом (ВТО). Установлено, что в МНС $a\text{-SiO/SiO}_2$ при ВТО образуются НК кремния, размеры которых ограничены толщиной слоя монооксида кремния.

Данная работа посвящается изучению электрических свойств отожженных МНС $a\text{-SiO/Al}_2\text{O}_3$. Структуры получали методом электроннолучевого испарения в вакууме.

Для большинства экспериментальных образцов наблюдались типичные ВАХ, выраженные линейной зависимостью тока при низких напряжениях и имеющие экспоненциальный характер при более высоких напряжениях. Однако около 10 % исследованных структур обладают особенностью в виде ступеней и плато. Появление подобных особенностей ВАХ связывается с явлением кулоновской блокады и резонансного туннелирования через НК кремния в диэлектрической матрице. Воспроизводимость особенностей ВАХ позволила связать их с зарядкой состояний в НК кремния. Для объяснения ступенчатого типа ВАХ использовали теорию дискретного туннелирования [1], состоящую в рассмотрении особенностей кулоновской блокады туннелирования электронов сквозь КТ в диэлектрической среде между металлическими электродами. На основании полученных электрических свойств показано, что структуры после отжига содержат НК кремния в слоях SiO различного диаметра, но не превышающие толщины слоя [1].

1 Демидов Е.С. // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 71. С. 513.

ОСОБЕННОСТИ ВЛИЯНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В СТРУКТУРАХ $\{(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}\}$

С.А. Вызулин¹, А.В. Горобинский¹, Е.В. Лебедева², Н.Е. Сырьев²

¹Кубанский государственный университет, Краснодар

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

Магнитные свойства наноструктур обладают большим разнообразием и значительно отличаются от массивных образцов. Особенности формирования наноструктур и их свойства позволяют на их основе синтезировать новые магнитные наноматериалы и магнитные наноустройства.

Целью настоящей работы является изучение влияния температуры на магнитные свойства наноструктурных тонких пленок. При исследовании использовался метод ферромагнитного резонанса (ФМР). Были получены спектры ФМР для структур, в которых магнитный слой выполнен в виде гранулированного композита, состоящего из гранул аморфного сплава $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$, внедренных в диэлектрическую матрицу Al_2O_3 . Размеры гранул составляли от 2 нм до 5 нм. Магнитный слой нанесен на подложку

из ситалла. В работе представлены результаты анализа спектров ФМР для однослойных структур, с толщиной магнитного слоя порядка 200 нм, и различной концентрацией магнитной фазы (d) – от 31% до 64 %.

Измерения проводились при помощи ЭПР спектрометра на частоте 9,13 ГГц. Регистрация спектров проводилась при различной ориентации постоянного магнитного поля H (от параллельной относительно плоскости пленки до – перпендикулярной) для температур: -130 °С, 20 °С и 200 °С. При касательной и нормальной ориентации магнитного поля спектры снимались в интервале температур от -130 °С до 200 °С.

Используя соотношения,

$$(\omega/\gamma)^2 = H_{кас} (H_{кас} + 4\pi M), \quad \omega/\gamma = H_{норм} - 4\pi M \quad (1)$$

определяющие условия резонанса при параллельной ($H_{кас}$) и перпендикулярной ($H_{норм}$) ориентациях поля подмагничивания к плоскости пленки, были оценены значения эффективной намагниченности (M) и гиромагнитного отношения (γ). Установлено, что с ростом температуры для образцов со значением параметра d 31-34% гиромагнитное отношение возрастает, для образцов со значением d 47-49% гиромагнитное отношение практически не меняется; эффективная намагниченность для всех значений параметра d (31-64%) монотонно уменьшается. С ростом параметра d эффективная намагниченность увеличивается. Выявлено, что при касательном поле с ростом намагниченности, значение резонансного поля ($H_{рез}$) убывает, при нормальном – возрастает. Зависимость $H_{рез}$ от намагниченности при нормальной ориентации магнитного поля близка к линейной.

Показано, что магнитные характеристики гранулированных структур существенно зависят от концентрации магнитной фазы и температуры.

Работа поддержана РФФИ (№ 06-02-96607 р_юг_a и № 08-03-99042-р_офи).

ИЗМЕНЕНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОРИСТЫХ НАНОСТРУКТУРНЫХ КЕРАМИК НА ОСНОВЕ ДИАТОМИТА ПРИ ТЕПЛОВЫХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ

А.А. Скворцов, С.Н. Гальчин, А.А. Копылов

Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск

В настоящее время керамические материалы на основе диатомита применяются в качестве носителя катализаторов, абсорбентов, фильтров и т.д. Особенно активно пенодиатомитовая керамика используется в качестве материала, обладающего низкими значениями теплопроводности (~0,15 Вт/(м•К)). Однако вопросы, связанные с изучением механических свойств такого материала и влиянием на них различных технологических параметров практически изучены явно недостаточно.

Поэтому в данной работе предпринята попытка изучения динамического модуля упругости пористого материала на основе диатомита и влияние на него тепловых воздействий (800-1000 °С).

Динамический модуль упругости определялся резонансным акустическим методом по собственной резонансной частоте установившихся колебаний образца по стандартной методике [1]. Отжиг образцов осуществлялся на воздухе в резистивной печи.

Увеличение модуля упругости образцов вследствие отжига объясняется не только спеканием и уменьшением пористости. Под воздействием температуры в образце происходят фазовые изменения. Фазовый анализ осуществлялся на дифрактометре ДРОН 4–07, напряжение 30 кВ, анодный ток 20 мА, Си-излучение. Исследовался образец до отжига и после отжига при температуре 1000 °С, в течение трех часов.

Результаты исследования показали, что до отжига основу материала составлял SiO₂ в виде альфа-кварца с сильно искаженной кристаллической решеткой. После отжига SiO₂ проявился в виде бета-квистабаллита. Альфа-кварц представляет собой модификацию SiO₂ с тригональной сингонией, бета-квистабаллит это модификация SiO₂ с кубической сингонией. По литературным данным температура перехода из альфа-кварца в бета-кварц T_{αβ}=575 °С (энтальпия перехода 0,41 кДж/моль), бета-кварц в бета-квистабаллит T_{ββ}=927 °С (энтальпия перехода 2,26 кДж/моль).

Таким образом, изменение механических характеристик материала происходит не только вследствие спекания и увеличения плотности, но и за счет фазовых переходов, протекающих во время отжига.

Работа выполнена при поддержке грантом президента РФ для ученых молодых докторов наук №МД-2675.2007.8.

1. И. В. Защук И. В. Электроника и акустические методы испытания строительных материалов. Москва. Наука. 1968. 248 с.

ВЛИЯНИЕ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ ПРИМЕСЕЙ НА ФАЗОВЫЙ СОСТАВ, СТРУКТУРУ И СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ ЧСЦ

В.В. Алисин¹, М.А. Борик², М.А. Вишнякова², В.П. Войцицкий², О.М. Жигалина³, А.В. Кулебякин², Е.Е. Ломонова², В.Е. Шукшин²

¹Институт машиноведения им. А.А. Благонравова РАН, Москва

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

³Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН, Москва

Кристаллы ЧСЦ представляют собой твердый раствор ZrO₂ с добавлением Y₂O₃. Такая кристаллическая структура позволяет вводить большое число ионов переходных и редкоземельных элементов в значительных концентрациях. Введение таких примесей может оказывать влияние на фазовый состав, микро- и наноструктуру материала, температурные интервалы фазовых переходов, изменяя устойчивость метастабильного при комнатной температуре состояния. Это в свою

очередь может отразиться на механизмах упрочнения таких материалов, определяющих их высокие механические характеристики.

Была выращена серия кристаллов ЧСЦ состава $ZrO_2 - 3 \text{ мол. \% } Y_2O_3$ с примесями переходных и редкоземельных элементов (Ce, Pr, Nd, Tb, Er, Cr, Mn, Co, Ni, Cu). Исследовано влияние данных примесей и их сочетаний на фазовый состав, структуру, некоторые прочностные и трибологические свойства кристаллов ЧСЦ.

Исследования фазового состава синтезированных кристаллов методом комбинационного рассеяния света показали, что введение дополнительных примесей практически не изменяет структуру кристаллов, она остается тетрагональной. При этом происходит уменьшение размеров структурных элементов микроструктуры кристаллов ЧСЦ, которая приобретает вид, характерный для более низких концентраций стабилизирующего оксида Y_2O_3 .

Исследования наноструктуры кристаллов, проведенные методом просвечивающей электронной микроскопии показали, что доменная структура имеет сходный характер с наноструктурой кристаллов ЧСЦ состава $ZrO_2 - 2.5 \text{ мол. \% } Y_2O_3$, что согласуется с наблюдаемыми изменениями микроструктуры. То есть введение дополнительных примесей приводит к изменениям наноструктуры, наблюдаемым при уменьшении концентрации Y_2O_3 в беспримесных кристаллах ЧСЦ.

Результаты исследования прочностных и трибологических характеристик кристаллов показало, что введение дополнительных примесей как правило, приводит к увеличению трещиностойкости, прочности на сжатие и изгиб, к уменьшению коэффициента трения и повышению износостойкости. Причем в зависимости от вида примеси могут меняться те или иные механические свойства, что важно для конкретного использования таких кристаллов.

Таким образом, микролегирование кристаллов ЧСЦ редкоземельными и переходными элементами является эффективным технологическим приемом повышения износостойкости и прочности данного материала. Примеси, до концентрации 0.5 вес. %, хорошо входят в кристалл, не нарушая процесс кристаллизации и не вызывая дополнительных ростовых дефектов. При этом введение примесей не приводит к уменьшению размеров кристаллов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ грант 06-08-00014.

РЕЗОНАНСНОЕ ТУННЕЛИРОВАНИЕ В НАНОКЛАСТЕРАХ Au НА ПОВЕРХНОСТИ ТОНКИХ ПЛЕНОК SiO₂/Si ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ МЕТОДОМ КОМБИНИРОВАННОЙ АСМ/СТМ

М.А. Лапина, Д.А. Антонов, Д.О. Филатов

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

Приводятся результаты исследований морфологии и туннельной спектроскопии нанокластеров Au, сформированных на поверхности тонких (≈ 2 нм) пленок SiO₂ на подложках n^+ -Si методом импульсного лазерного осаждения (ИЛО) с последующей термообработкой в вакууме. Исследования проводились методом комбинированной атомно-силовой / сканирующей туннельной микроскопии (АСМ/СТМ)¹ в условиях сверхвысокого вакуума на установке Omicron UHV AFM/STM LF1.

Нанокластеры Au на поверхности пленки SiO₂ (Рис. 1а) имели высоту 1÷5 нм, диаметр 3÷15 нм и поверхностную плотность $N_s \approx 2 \cdot 10^{12}$ см⁻². На токовом изображении поверхности (Рис. 1б) наблюдались участки повышенной проводимости (токовые каналы), связанные с туннелированием электронов из зонда в n^+ -Si подложку через кластеры Au. На ВАХ, измеренных в токовых каналах размерами <7 нм, измеренных с помощью p^+ -Si зондов NSG-01 производства компании NT MDT, поверхность которых была покрыта естественным окислом, наблюдались пики (Рис. 1в), связанные с резонансным туннелированием электронов через нанокластеры Au. Энергетическое положение и форма пиков зависят от размеров кластеров. Построена модель резонансного туннелирования электронов в системе нанокластер Au/SiO₂/Si с учетом энергетического распределения плотности электронных состояний в материалах зонда и подложки, а также модуляции толщины ОПЗ на границах раздела Si/SiO₂ и изменения формы потенциальных барьеров (SiO₂) при изменении напряжения между АСМ зондом и образцом (в том числе режима туннелирования через треугольный барьер). Результаты моделирования сравниваются с данными эксперимента.

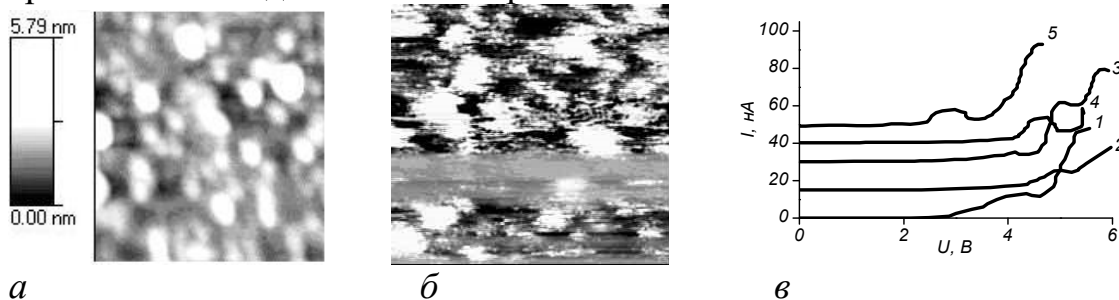


Рис. 1. АСМ (а) и токовое (б) изображения поверхностных нанокластеров Au/SiO₂/Si; Размер скана 70 × 70 нм². Типичные ВАХ (в) в каналах тока размерами < 7 нм. Номинальная толщина Au 0,15 нм. Температура отжига 500 °С.

1. Д.А.Антонов, Д.О.Филатов, А.В.Зенкевич, Ю.Ю.Лебединский. Известия РАН: Сер. Физ., 2007, 71, С.61.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ InGaP/GaAs/InGaAs С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОСИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ НА ПОПЕРЕЧНЫХ СКОЛАХ

Д.А. Воронцов, Д.О. Филатов, С.М. Некоркин, А.А. Бирюков
Нижегородский государственный университет им.
Н.И.Лобачевского,
г. Н. Новгород

Исследовалось пространственное распределение электрического потенциала в активной области лазерных диодов (ЛД) на основе InGaP/GaAs с квантовыми ямами InGaAs методом электросилового микроскопии (ЭСМ) на поперечных сколах. Целью этих исследований являлось установление взаимосвязи между условиями роста лазерных структур, пространственным распределением легирующей примеси и электрического потенциала в активной области и характеристиками изготовленных на их основе лазеров.

Структуры были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении. ЭСМ исследования проводились с помощью сканирующего зондового микроскопа Solver Pro производства компании NT MDT (Зеленоград, Россия) в Кельвин-моду при приложении как прямого, так и обратного смещения к ЛД по двухпроходной методике. Высота подъёма зонда на втором проходе составляла $10 \div 200$ нм. Использовались p^+ -Si кантилеверы компании NT MDT NSG-11 с Pt покрытием.

На изображениях топографии поверхности скола наблюдались неровности, связанные с релаксацией упругих напряжений и неоднородным окислением слоёв различного состава [1]. Это позволило привязать профили потенциала к положению границ слоёв структур, в частности, определить положение $p-n$ перехода относительно активной области. В части структур обнаружено смещение $p-n$ перехода, связанное с диффузией Zn из подконтактных слоёв p^+ -GaAs в активную область. Также на поверхности скола наблюдались неровности, связанные с формированием упорядоченных областей по типу CuPt [2] в ограничивающих слоях InGaP, а также с неоднородным распределением легирующей примеси по толщине в слоях p^+ -GaAs. При обратном смещении на $p-n$ переходе наблюдалось немонокотное падение потенциала в активной области, связанное с влиянием паразитной фотоЭДС на тетропереходах InGaP/GaAs под действием излучения юстировочного лазера. Также было исследовано влияние внешней подсветки на профили потенциала.

Работа поддержана грантом РФФИ 07-02-00486.

1. А.В.Анкудинов, Е.Ю.Котельников, А.А.Канцельсон и др. ФТП 35, 874 (2001).

2. G.S.Horner, A.Mascarenhas, R.G.Alonso et al. Phys.Rev.B 48, 4944 (1993).

МЕХАНИЗМ ВОЗНИКНОВЕНИЯ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК В ИОННО – ИМПЛАНТИРОВАННЫХ SI-GE СТРУКТУРАХ

Ю.Н. Пархоменко, Н.Н. Герасименко, И.Н. Болотов

*Государственный технологический университет «Московский институт
стали и сплавов», г. Москва*

В работе представлены результаты исследований механизма возникновения квантовых точек (КТ) $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ в ионно – имплантированных Si-Ge – структурах. Для создания таких структур в пластины кристаллического кремния р-типа ориентации (111) имплантировали ионы германия $^{74}\text{Ge}^+$ на сильноточном ускорителе SCI-218 BALZERS [1]. Энергия ионов 50 кэВ, дозы имплантации от 10^{16} до 10^{17} . После имплантации образцы подвергались фотонному импульсному отжигу при температуре 900°C в атмосфере азота в течении 3с.

В результате подобного воздействия в Si – подложке удалось сформировать слой твердого раствора SiGe, в котором были обнаружены образования с повышенной (относительно средней по слою) концентрацией атомов Ge. Были проверены квантовые свойства этих образований и определены их размеры после селективного травления методами атомно – силовой микроскопии, что позволяет называть их КТ. Возникновение КТ в таких структурах можно объяснить, рассмотрев структуры, получаемые молекулярно – лучевой эпитаксией (МЛЭ). Здесь, из-за несоответствия ковалентных радиусов Si и Ge должны возникать упругие напряжения между монослоями Ge и Si – подложкой. Однако, они релаксируют по механизму Странского – Крастанова (СК) в локальные напряжённые области - КТ.

Для проверки механизма релаксации в ионно – имплантированных структурах был проведен ряд измерений с использованием нескольких экспериментальных методик. Для измерений упругих напряжений между слоем и подложкой использовалась рентгеновская дифракция высокого разрешения [2]. Также для измерения напряжений были получены спектры комбинационного рассеяния. Кроме того, для выявления вида самих структур и наличия в них дефектов были проведены электронно – микроскопические исследования и измерения методом рентгеновской рефлектометрии.

По результатам проведенных измерений можно сделать вывод о том, что образование локально – напряжённых областей - КТ $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ есть следствие релаксации упругих напряжений между слоем и подложкой, также как это происходит в структурах, получаемых МЛЭ.

[1] Н.Н. Герасименко, Ю.Н. Пархоменко. «Кремний – материал нанoeлектроники (2007) М.Техносфера, стр.155

[2] И.Н. Болотов, Н.Н. Герасименко. Тезисы доклада 5-й Курчатовской молодежной научной школы (2007), стр.120

ВОЛОКОННАЯ ОПТИКА

МЕТОДЫ КОГЕРЕНТНОГО СЛОЖЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЙ ВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРОВ

А.С.Курков

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

На сегодняшний день волоконные лазеры представляются оптимальным типом лазерных источников для различных применений. Причинами этого являются простота, компактность, отсутствие механических юстировок и пр. Во многом эти достоинства обуславливаются волноводным характером распространения излучения накачки и сигнала. На данный момент имеются данные о полученной выходной мощности волоконного лазера более 1 кВт в одной поперечной моде. Дальнейший рост выходной мощности волоконного лазера с одной сердцевиной не представляется возможным из-за проявления нелинейных эффектов (ВКР, ВРМБ, четырехволновое смешение), а также вследствие ограниченной лучевой стойкости материала. При этом сложение может некогерентным, с различными длинами волн и случайными фазами и когерентное сложение сфазированных источников. Когерентное сложение излучения N источников позволяет добиться максимальной плотности мощности на мишени в N^2 раз больше, чем для отдельного источника. Последнее достигается только при выполнении условия синхронизации отдельных когерентных источников. В этом случае складываться будут не интенсивности излучения, а поля, что и приведет к повышению яркости.

Примером некогерентного сложения является использование техники спектрального уплотнения. использование диспергирующего элемента, например, призмы. При падении на него под различными углами излучений на разной длине волны возможно сформировать общий световой пучок. Понятно, что и в этом случае необходимым является возможно больший спектральный интервал между объединяемыми длинами волн. Принцип объединения иллюстрируется на рис.1.



Рис.1. Спектральное уплотнение с использованием диспергирующего элемента

Представляется реальным с использованием такого подхода объединить порядка 10 источников, в качестве которых могут использоваться волоконные лазеры на основе волокон, легированных ионами Yb (1.05-1.15 мкм), Er (1.55 мкм), Tm (1.8-2 мкм), Ho (2-2.2 мкм). Также можно использовать ВКР-лазеры с длинами волн излучения в спектральных интервалах 1.15-15 мкм, 1.6-1.8 мкм. Мощность каждого источника может

составлять сотни Вт, поэтому суммарная выходная мощность может составлять несколько кВт.

Другим способом повышения яркости является сложение когерентных пучков, полученных от одного задающего генератора. В данном методе происходит сложение излучений заданных одним общим источником. В качестве такого источника используется одночастотный волоконный лазер с шириной полосы излучения порядка 10-100 кГц, усиленное до мощностей, имеющих порядок сотен Вт. Излучение данного источника делится на ряд каналов, в которых происходит усиление до предельных мощностей. Затем предполагается сложение излучений, вышедших из различных усилителей. Поскольку длина когерентности одночастотного лазера составляет порядка 1 км, излучения, вышедшие из усилителей остаются взаимно когерентными. Однако набег фазы в усилителях будет разным. Для фазирования источников требуется использование методов адаптивной оптики, включающих в себя анализ фазы в каждом канале и устройство для подстройки фазы, замкнутое на анализатор. На рис.2 показана схема многоканально источника.

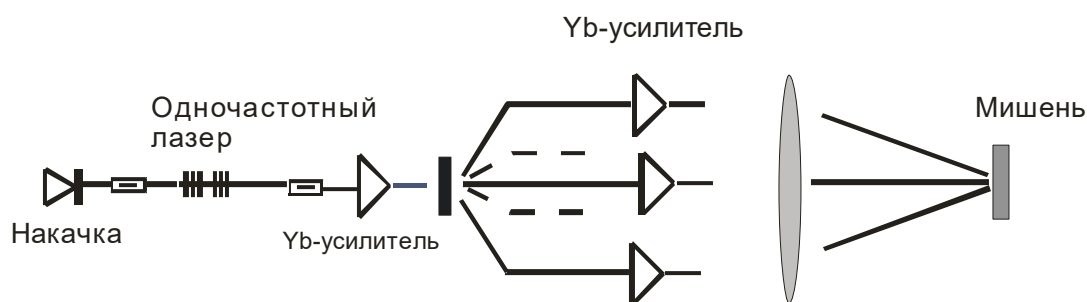


Рис.2. Схема многоканального одночастотного источника.

Одной из главных проблем создания мощного усилителя является возникновение вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна, которое работает как распределенное зеркало, не пропуская усиленный сигнал на выход оптического волокна. Разработка световодов со специальным профилем показателя преломления, а также использование механических напряжений, распределенных по длине волокна, позволяют ослабить этот эффект примерно на порядок. В этом случае удастся получить с одного усилителя одночастотное излучение с мощностью более 500 Вт. Таким образом, при использовании набора сфазированных излучений, полученных от одного задающего источника, представляется возможным получения 5-10 кВт излучения высокой плотности.

Другим способом когерентного сложения является использование оптических волокон с несколькими сердцевинами легированными активными ионами. Для лазеров на основе волокон с несколькими сердцевинами увеличение суммарной площади активных сердцевинок приведёт к поглощению накачки на меньшей длине, что снизит роль нелинейных эффектов, связанных с развитием вынужденного рассеяния (ВКР и ВРМБ). Кроме того, распределение излучения по площади

апертуры суммарного пучка, превышающей суммарную площадь сердцевин, снизит оптическую нагрузку на сердцевинные волокна. Два этих эффекта позволят поднять суммарную мощность.

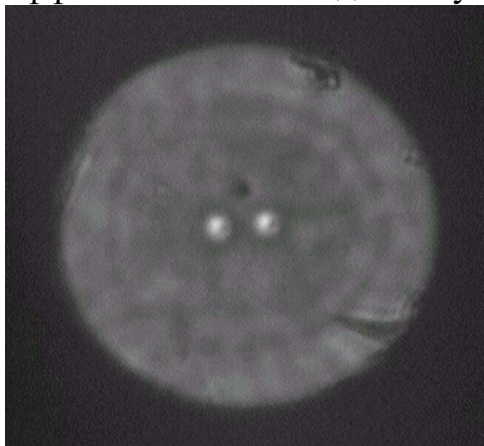


Рис.3. Изображение торца двухсердцевинного волокна

На рис.3 показано изображение торца двухсердцевинного волокна с расстоянием между сердцевинами – 15 мкм, что обеспечивало связь полей двух сердцевин за счет их перекрытия. Для создания лазера использовалась брэгговская решетка, записанная в многомодовом световоде с диаметром сердцевин 50 мкм, что позволило перерезать обе сердцевинные оболочки. Активный световод накачивался в оболочку, что позволило получить генерацию с мощностью 2 Вт при накачке 5 Вт. Когерентные свойства выходного излучения анализировались при помощи изображения в дальней зоне. На рис.4 представлено такое изображение, представляющее собой интерференционную картину. На рис.5 показано соответствующее распределение интенсивности. Анализ данного распределения позволяет сделать вывод о том, что степень взаимной когерентности составляет около 0.5.

Таким образом, в настоящее время предложено и развиваются несколько методов сложения излучений волоконных лазеров. Это позволяет оценить как перспективную тематику создания источников повышенной яркости.

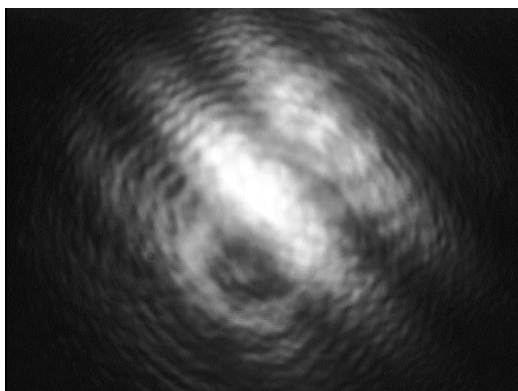


Рис.4. Интерференция в дальней зоне

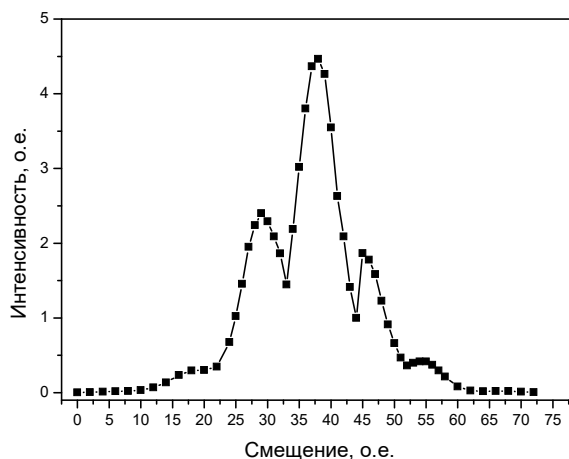


Рис.5. Распределение интенсивности в дальней зоне.

ИМПУЛЬСНЫЙ ВОЛОКОННЫЙ ЛАЗЕР

Е.М.Шолохов¹, А.С.Курков²

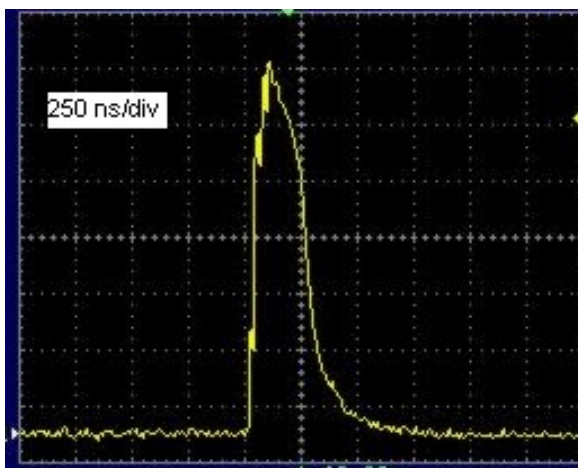
¹Московский инженерно-физический институт

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

Используемые в настоящее время волоконные лазеры, как правило, излучают в непрерывном режиме. Получение импульсного режима генерации позволит расширить диапазон возможных применений за счет достижения высоких пиковых мощностей и энергий при относительно невысокой мощности накачки. В данной работе предлагается и исследуется новый тип иттербиевого волоконного импульсного лазера, работающего в режиме модуляции добротности.

Для достижения импульсной генерации использовался пассивный затвор на основе оптического волокна, легированного ионами гольмия, который имеет полосу поглощения в области 1.1-1.2 мкм и люминесценции – 1.95-2.15 мкм. Отрезок гольмиевого световода помещался в резонатор иттербиевого волоконного лазера с длиной волны излучения 1.125 мкм. Для уменьшения времени просветления гольмиевого световода с помощью брэгговских решеток был сформирован резонатор на 2.05 мкм. В этом случае время просветления определяется временем жизни фотона в резонаторе.

Исследование выходных характеристик реализованной схемы показало, что генерация происходит в режиме модуляции добротности. Средняя мощность и частота следования импульсов пропорциональны мощности накачки. Максимальная выходная мощность составила 540 мВт при частоте повторения 8.3 кГц. Это соответствует энергии импульса 65 мкДж. На рис.1 показана форма одиночного импульса, длительность



которого составляет около 250 нс. Пиковая мощность оценивается в 250 Вт. При фокусировке выходного излучения импульсного лазера в пятно с размером около 50 мкм было проведено травление пленочных резисторов интегральных СВЧ схем, а также прошивка в отверстий в стальных пластинках толщиной около 100 мкм.

ПРИМЕНЕНИЯ ВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРОВ В УСТАНОВКАХ ПОДГОНКИ РЕЗИСТОРОВ

*И.А. Попов¹, А.В. Конюшин¹, Е.Л. Сурменко¹, Т.Н. Соколова¹,
Е.М. Шолохов², А.С. Курков²*

Е.Л. Сурменко

¹ЦКП «Лазерные и оптические технологии Поволжья» СГТУ, г.Саратов
²Институт общей физики РАН, г.Москва

Для достижения требуемых характеристик электронных приборов широко используют методы, получившие название функциональной, активной или динамической подгонки, при которой задача состоит не в том, чтобы получить точные параметры составляющих элементов (пассивных элементов гибридных интегральных схем (ГИС), пленочных поглотителей ЭВП и т.д.), а в том, чтобы получить выходные параметры схемы, определяемые этими элементами.

В качестве инструмента для функциональной подгонки все более широкое применение находит лазерное излучение.

Нами предлагается использовать короткоимпульсные маломощные одномодовые волоконные иттербиевые лазеры с торцевой диодной накачкой. Компактность излучательного модуля позволяет использовать волоконный лазер в виде сменного модуля в установках лазерной подгонки резисторов без замены измерительного модуля и несущей конструкции.

Выходные параметры исследуемого в макетном исполнении волоконного лазера наиболее оптимально подходят для данных целей по длительности импульса ($\tau < 10^{-7}$ с) и частоте их повторяемости f (удаление пленок зависит не только от длины и частоты импульсов но и от соотношения параметров пленки и подложки и распределения температуры между ними), что позволяет получать равномерное удаление пленок с более ровными краями. Последнее обстоятельство обеспечивает большую стабильность работы резисторов при высокочастотной нагрузке.

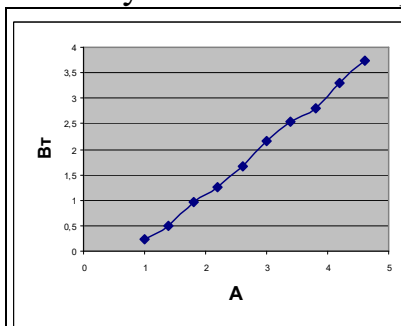


рис. 1
генерационная
характеристика
излучателя
(после
коллимирующе
й оптики)



рис. 2
распредел
ение
мощности
излучения
по
сечению
пучка

Предварительно полученные экспериментальным путем сравнительные данные позволяют отдать предпочтение использованию одномодового волоконного лазера для подгонки тонкопленочных резисторов высокочастотного диапазона в условиях повышенной степени интеграции элементов микросхем.

После завершения исследования макетного образца и его возможностей использования и подбора наиболее оптимальной оптической фокусирующей системы, предполагается разработка установки модульного типа для лазерной подгонки резисторов на базе волоконного лазера.

ОПТИЧЕСКОЕ УСИЛЕНИЕ В АЛЮМОСИЛИКАТНЫХ СВЕТОВОДАХ, ЛЕГИРОВАННЫХ ИОНАМИ ВИСМУТА, ТИТАНА И ГЕРМАНИЯ

¹⁾ С.В. Фирстов, ¹⁾ И.А. Буфетов, ²⁾ В.Ф. Хопин, ²⁾ А.А. Умников,
¹⁾ Е. М. Дианов

¹⁾ Научный центр волоконной оптики РАН, г. Москва

²⁾ Институт высокочистых веществ РАН, г. Нижний Новгород

Материалы с висмутом являются перспективными кандидатами для создания эффективных широкополосных усилителей в области длин волн 1000 - 1500 нм [1].

В работе были исследованы образцы с различным содержанием Bi, Al, Ge и Ti. Исследуемые образцы были изготовлены MCVD технологией. Коэффициент усиления световодов измерялся в диапазоне 1100 – 1400 нм. Накачивание исследуемых световодов осуществлялось в сердцевину световода с помощью иттербиевого лазера на длине волны 1058 нм. В качестве источника сигнала выступала люминесценция иттербиевого световода.

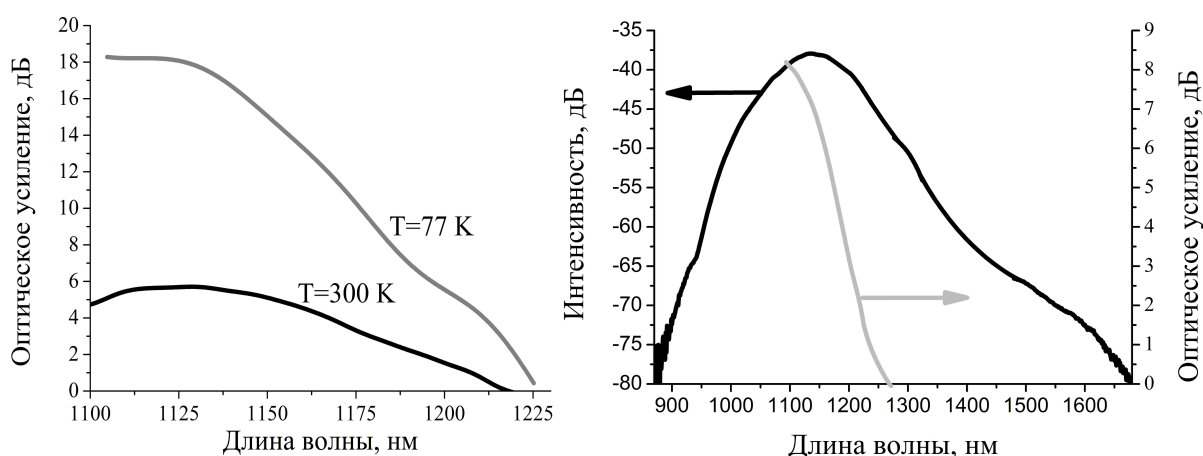


Рис. 1. Спектры усиления и люминесценции в световоде с Al(0.3 вес%), Ge(3.5 вес%) и Bi (T=300 K) (справа), спектры усиления в световоде с Al(2.7 вес. %), Bi при T=300 K и T=77 K (слева).

В алюмосиликатных световодах с висмутом спектр усиления простирался до 1225 нм (рис. 1). При введении в сердцевину световода концентрации Ge и Ti ~ 1 вес.%, люминесценция становилась широкополосной (900 –

1700 нм), однако спектр усиления располагался в том же спектральном диапазоне, что и для алюмосиликатных световодов (рис. 1). При повышении концентрации Ge и Ti (~7-10 вес %) усиление отсутствовало в регистрируемом спектральном диапазоне. Из анализа спектрально – временных зависимостей спада люминесценции исследуемых световодов выявлены причины исчезновения усиления. В работе также исследовано влияние низких температур на коэффициент усиления алюмосиликатных световодов, легированных висмутом (рис. 1).

[1] Y.- S. Seo, Y. Fujimoto, M. Nakatsuka Amplification in a bismuth – doped silica glass at second telecommunication windows, Conference on Lasers and Electro – Optics, 2005.

СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЛАЗЕРНЫХ СТЕКОЛ НА ФОСФАТНОЙ ОСНОВЕ

*Б.И. Денкер¹, Б.И. Галаган¹, С.Е. Сверчков¹, Е.Г. Килейникова²,
К.Н. Нищев², Смирнов С.А.²*

1 – Институт общей физики РАН, г.Москва,

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

Иттербиевые стекла на фосфатной основе представляют значительный научный и практический интерес, поскольку являются перспективными материалами для активных элементов объемных и волоконных лазеров. Важным преимуществом этих стекол по сравнению со стеклами на силикатной основе является возможность введения в них больших концентраций редкоземельных ионов без заметного ухудшения технологических свойств материала и отсутствием кластеров редкоземельных ионов, вызывающих сильное тушение люминесценции. В фосфатных стеклах трехвалентный ион иттербия имеет высокую квантовую эффективность люминесценции, широкую полосу люминесценции, что позволяет формировать сверхкороткие лазерные импульсы. Кроме того, полоса поглощения данных стекол удобна для накачки широко распространенными InGaAs лазерными диодами.

В докладе сообщается о синтезе нового фосфатного лазерного стекла с содержанием иттербия в концентрациях до $5 \cdot 10^{20}$ см⁻³. Результаты исследований: физико-химических свойств синтезированного стекла, спектров пропускания, спектра люминесценции ионов иттербия, кинетик затухания люминесценции и люминесцентных времен жизни иттербия, указывают на то, что по своим спектрально-люминесцентным характеристикам данное стекло не уступает известным лазерным стеклам, а по физико-химическим свойствам превосходит их.

КОМПРЕССИЯ ИМПУЛЬСОВ В ПЕРИОДИЧЕСКИХ ПО ДЛИНЕ СВЕТОВОДАХ

М.С. Адамова

Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск

В работе исследуются выходные характеристики гауссовского частотно-модулированного импульса в неоднородном по длине одномодовом активном световоде с сильной нелинейностью. Теоретически и экспериментально показана возможность сильной компрессии коротких импульсов в подобных световодах.

Для численного анализа динамики огибающей импульса используется нелинейное уравнение Шредингера, учитывающее эффекты кубической нелинейности $\gamma(z)$, дисперсии до 3 порядка ($\beta_1, \beta_2, \beta_3$) и усиления $\alpha(z)$ [1]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} - \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial \tau^3} + i\gamma|A|^2 A = \alpha A, \quad (1)$$

где $\tau = t - \int_0^z \beta_1(\xi) d\xi$ – время в бегущей системе координат. В неоднородном по длине световоде все параметры в уравнении являются зависящими от продольной координаты z , поэтому исследование (1) должно проводиться численными методами с учетом начальных условий для импульса. На основе численного анализа показано [2], что за счет изменения входных параметров импульса и типа продольной неоднородности можно эффективно управлять не только длиной и степенью компрессии распространяющегося импульса, но и числом точек максимальной компрессии на длине световода. На выходе световода в зависимости от его длины можно получить импульс с длительностью, равной начальной. С помощью численного анализа, а затем и экспериментально (в сотрудничестве с НЦВО РАН, Москва и ORC, Tampere) были исследованы световоды с линейным, экспоненциальным и периодическим профилями $\beta_2(z)$. Достигнутая максимальная степень компрессии при этом составила $\tau_{in} / \tau_{out} = 600 \text{ фс} / 15 \text{ фс} = 40$ на длине 15 м световода с гармоническим профилем $\beta_2(z)$ с периодом 25 м.

Получение качественной компрессии (без сильного искажения формы импульса) и квазисолитонных режимов распространения импульса в подобных световодах позволит использовать их в качестве резонаторов волоконных лазеров.

1. Агравал Г.П. Нелинейная волоконная оптика. М.: Мир, 1996.
2. Адамова М.С., Золотовский И.О., Семенцов Д.И. // Радиотехника и электроника. 2008. Т.53, №6. С. 733–737.

НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ИМПУЛЬСОВ В НЕОДНОРОДНЫХ ПО ДЛИНЕ СВЕТОВОДАХ

М.С. Адамова, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск

Световоды с продольно-неоднородным распределением материальных параметров (усилением, дисперсией групповых скоростей (ДГС), нелинейностью и др.) являются в последнее время традиционным объектом исследований благодаря широким возможностям их практического применения в лазерной технике и волоконной оптике [1–3]. Динамика излучения в подобных световодах существенно зависит от интенсивности и скорости частотной модуляции вводимого импульса, а также значения ДГС на входе в световод. На основе численного анализа проиллюстрирована возможность эффективного управления длиной и степенью компрессии импульса за счет изменения фазы осциллирующей ДГС на входе в световод. Уравнение, описывающее динамику огибающей импульса $A(z, \tau)$ в продольно неоднородном одномодовом световоде с учетом эффектов нелинейности $\gamma(z)$, дисперсии до 3 порядка ($\beta_1, \beta_2, \beta_3$) и усиления $\alpha(z)$ имеет вид [1]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} - \frac{i\beta_2(z)}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + \frac{\beta_3(z)}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial \tau^3} + i\gamma(z)|A|^2 A = \alpha(z)A, \quad (1)$$

где $\tau = t - \int_0^z \beta_1(\xi) d\xi$ – время в бегущей системе координат. Уравнение (1)

аналитически не решается, поэтому исследование проводится численными методами с учетом начальных условий для импульса. Задача состоит в подборе параметров световода, на выходе которого будет получен импульс с заданными параметрами (например, сжат или усилен в несколько раз). Подбор световода осуществляется следующим образом: 1) задается зависимость его диаметра от продольной координаты $d(z)$; 2) на основе известного $d(z)$ рассчитываются материальные характеристики $\gamma(z)$, $\beta_{1,2,3}(z)$, $\alpha(z)$. Как показано в многочисленных литературных источниках, продольно-неоднородные световоды выигрышны по сравнению с однородными (имеющими те же усредненные материальные параметры и длину), так как позволяют получить более высокие степени компрессии.

Поиск подходящих профилей световода может быть упрощен, если считать $\gamma(z) = const$, (возможно в случае, если площадь моды изменяется не более чем на 10%).

[1] Бауэр Р.Г., Мельников Л.А. // Известия АН СССР. Сер. физич. 1994. Т.58. №8. С. 155.

[2] Hasegawa A. Massive WDM and TDM Soliton Transmission Systems. Kluwer: Acad. Publ., 2000.

[3] Золотовский И.О., Семенцов Д.И. // Оптика и спектроскопия. 2007. №3. С.495.

РАДИОТЕХНИЧЕСКИЕ И ИНФОРМАЦИОННЫЕ СИСТЕМЫ

ПРОЕКТ «КОММЕРЦИАЛИЗАЦИЯ СИСТЕМЫ «ГЛОНАСС» - НОВЫЙ ШАГ В РАЗВИТИИ ОТЕЧЕСТВЕННЫХ ТЕЛЕКОММУНИКАЦИЙ

С.Ф.Боев, Д.Д.Ступин

ОАО «Концерн «РТИ Системы», г. Москва

1. Любой коммерческий или коммерчески ориентированный проект опирается на исследования потенциального рынка, поскольку только реальные продажи созданных в рамках проекта товаров и услуг обеспечивают возврат вложенных инвестиций и последующую устойчивую прибыль. Проект «Коммерциализация системы «ГЛОНАСС», важную роль в котором играет Акционерная финансовая корпорация «Система» (АФК «Система») и ее высокотехнологичные бизнес-направления, к которым относится ОАО «Концерн «РТИ Системы», ориентирован, в первую очередь, на массового потребителя. Поэтому принципиальный вопрос – перспективы массового рынка навигационных и телематических услуг.
2. Многочисленные исследования рынка навигационно-телематических услуг в мире показывают бурный рост продаж продуктов, созданных на базе навигационно-телематических услуг. В частности, к 2012 году доходы, полученные от навигационно-телематических услуг, ожидаются на уровне свыше \$ 35 млрд.; при этом объемы продаж самих навигационных приемников прогнозируются на уровне около \$ 100.0 млн. Такая разница в доходах объясняется постоянной тенденцией к снижению стоимости самих приемников (в 6 раз за последние 6 лет). Следовательно, наиболее перспективной «нишей» в бизнесе, связанном с навигационными системами, являются комплексные навигационно-телематические услуги (НТУ).
3. В России, которая сегодня отстает от развитых стран по объемам предоставления НТУ, темпы роста потребностей в НТУ соответствуют среднемировым. Поэтому, даже отводя России всего 5 % рынка НТУ, мы получаем объемы продаж порядка \$ 2 млрд. к 2012 году. А, учитывая зачастую непредсказуемые «вариации» российского рынка высокотехнологичных услуг (что наблюдается, например, в мобильных телекоммуникациях или в Интернете), мы можем с минимальным риском ошибки увеличить эту цифру, по крайней мере, вдвое. Таким образом, от России мы вправе ожидать лавинообразного роста объема НТУ.
4. Поскольку в качестве основы бизнеса мы рассматриваем услуги (можно говорить о комплексных, или системных услугах), то схема организации предоставления НТУ выглядит вполне стандартно. В

основе создания услуг лежат различные системные проекты, формирующие разнообразные НТУ с помощью комплексирования разнородных продуктов (мониторинг транспортных потоков, обеспечение безопасности физических лиц и грузов) и товаров (навигационные приемники, электронные карты, сервисное программное обеспечение и т.д.). До конкретных потребителей услуги доводят компании-операторы, к которым могут относиться как операторы стандартных телекоммуникационных услуг (например, услуг мобильной связи), так и специализированные операторы НТУ (например, компания ЗАО «Навигационно-информационные системы», или ЗАО «НИС», созданная совместно АФК «Система» и Роскосмосом). Схема производства и предоставления услуг представлена на Рис. 1.

Схема производства и предоставления потребителям услуг

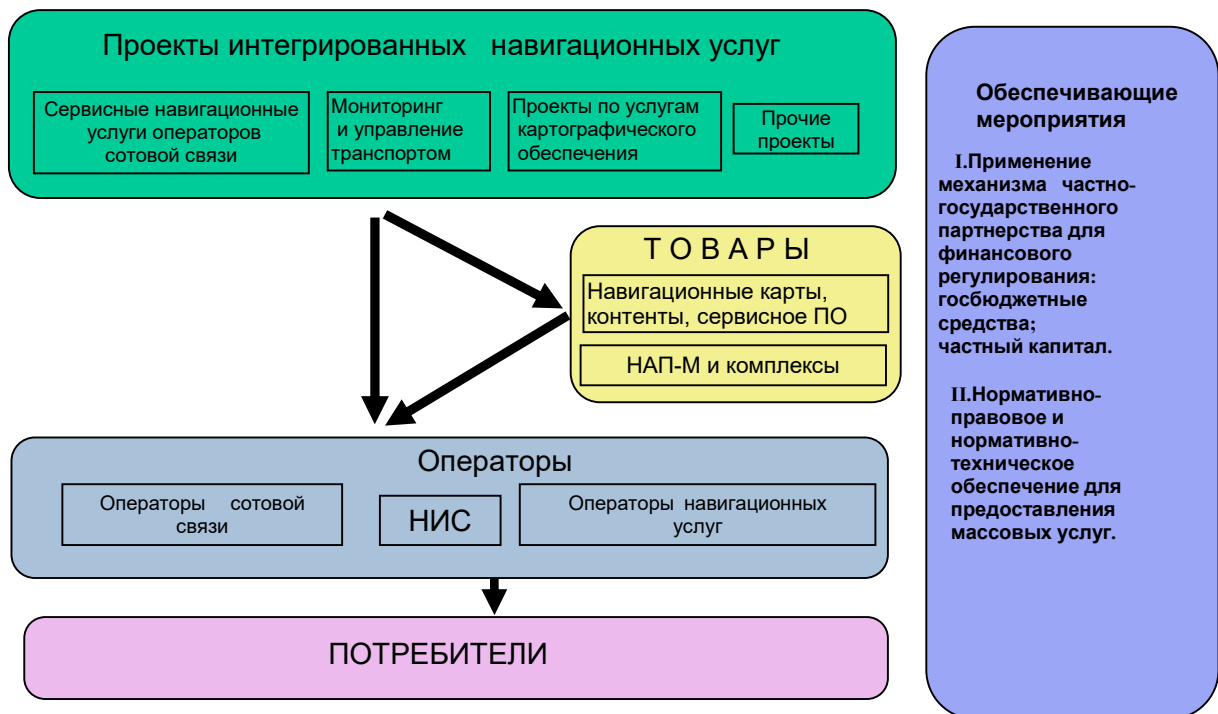


Рис. 1

5. Ключевым элементом, определяющим тип и качество предоставляемой НТУ является наземная аппаратура потребителей (НАП или НАП-М, если речь идет об услугах для массового потребителя). Схематично структура НАП-М представлена на рис.2. В этой структуре необходимо выделить:

- Блок определения координатно-временных данных (навигационный блок);
- Блок контроллеров для сопряжения с телекоммуникационными сетями;
- Блок отображения и регистрации информации (при необходимости);

- Блок системных интеллектуальных информационных услуг.

Из названных четырех блоков два (блок контроллеров и блок отображения) на сегодняшний день могут считаться отработанными на высоком технологическом уровне во всем мире, поэтому производство отечественной НАП-М (а без нее производитель услуг оказывается в серьезной зависимости от зарубежных разработчиков и производителей) должно быть «сфокусировано» на навигационном блоке и блоке информационных услуг. Основой для навигационного блока является ЧИП (ЧИПсет), реализующий все процедуры координатно-временной привязки: организация разработки и производства отечественного ЧИПа является принципиальной для успешной реализации проекта коммерциализации системы «ГЛОНАСС», хотя нельзя не признать, что мировые лидеры в производстве ЧИПсетов для системы GPS имеют солидную «фору» в этом вопросе. Блок системных интеллектуальных информационных услуг, по-видимому, должен базироваться на высокопроизводительном процессоре общего применения: значительная программно-алгоритмическая составляющая (с учетом уровня и возможностей отечественных алгоритмистов и программистов) является своего рода гарантией конкурентоспособности отечественной НАП-М. Существенная особенность блока информационных услуг – его интеграция (возможно, виртуальная) в информационную инфраструктуру соответствующей навигационно-телематической системы.

НАП-М – ключевой элемент навигационно-телематической услуги

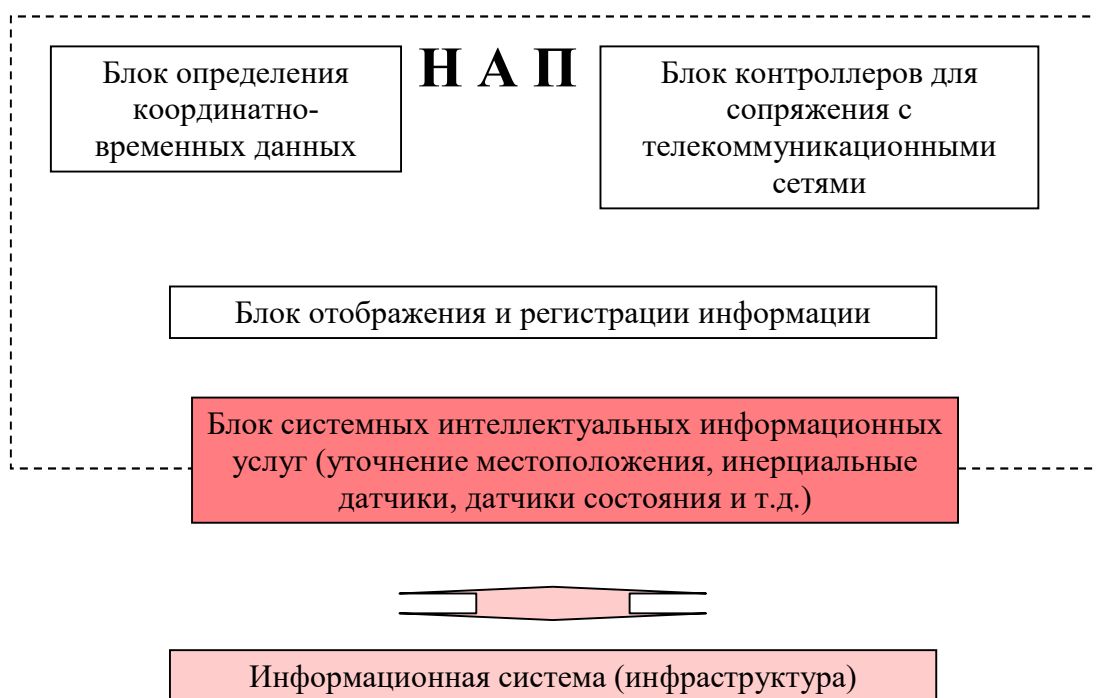


Рис. 2

6. Многообразие вариантов реализации НАП-М как с точки зрения исполнения (носимый вариант, автомобильный вариант и т.п.), так и с точки зрения используемых телекоммуникационных стандартов (сотовая связь, транкинговая связь, УКВ и КВ связь и т.д.) вынуждает разработчиков сделать выбор в пользу одного из наиболее распространенных с точки зрения массового потребителя вариантов. Специалисты АФК «Система» считают, что наиболее распространенный вариант – автомобильный приемник с выходом в сети связи стандарта GSM. С точки зрения реализации в разработке и производстве наиболее предпочтительным является двухчиповая платформа, причем один ЧИП обеспечивает решение задачи координатно-временной привязки, а второй выполняет функции связного контроллера.
7. Важной компонентой навигационно-телематической услуги является электронная навигационная картография. Условно картографическую продукцию, связанную с НТУ, можно подразделить на четыре составляющих.
- Электронные навигационные карты, «закачиваемые» в НАП;
 - Файлы, содержащие электронные навигационные карты на различных электронных носителях (CD и DVD диски,

различного рода накопители с использованием флеш-памяти) или в Интернете;

- Геоинформационные порталы общего применения, обеспечивающие доступ к информационным услугам, использующим картографию;
- Ведомственные геоинформационные порталы, обеспечивающие доступ к геоинформационным услугам (включая картографические) для определенных групп пользователей.

Картография, в принципе, может рассматриваться не только как составляющая НТУ, но и как самостоятельный бизнес. Важным условием для формирования этого направления является доступ к данным дистанционного зондирования Земли (ДЗЗ), непосредственно или через компании-провайдеры услуг ДЗЗ.

8. Доступ к электронным навигационным картам в навигационно-телематических системах может осуществляться непосредственно (через различные носители информации) или через доступные для пользователей этих систем информационные среды (например, Интернет). Схема предоставления картографических услуг представлена на Рис.3

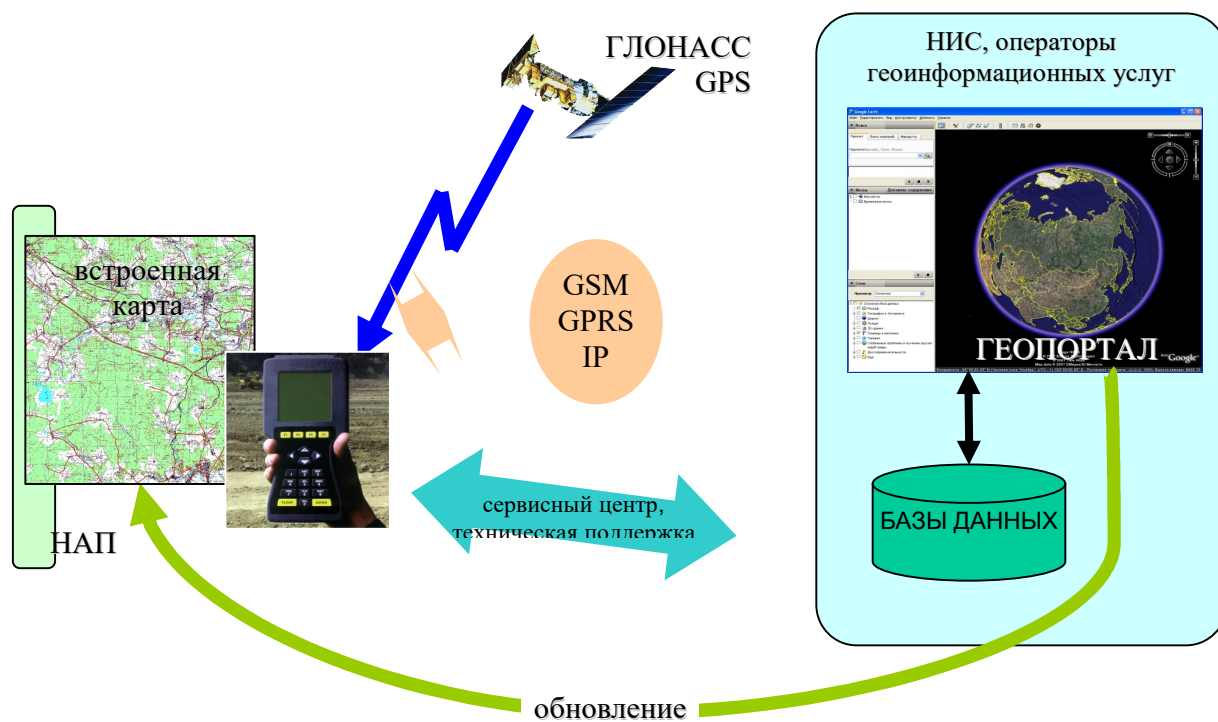


Рис. 3

9. Одним из важных специальных приложений навигационных технологий являются системы высокоточного позиционирования (СТП), в которых навигационная информация, получаемая в виде координатно-временных данных от навигационных ИСЗ, дополняется информацией, получаемой с помощью наземных референсных станций. Получаемая при этом точность позиционирования достигает долей сантиметра. СТП находят широкое применение в кадастровых проектах, строительстве, точной навигации. Имеются предложения по использованию СТП при мониторинге состояния критически важных инфраструктурных объектов (например, в интересах МЧС). Сегодня в России в стадии реализации находится проект построения СТП в 48 регионах на основе инфраструктуры сети мобильной связи МТС.
10. Основным коммерческим приложением НТУ являются интегрированные проекты, в рамках которых решаются комплексные задачи управления, диспетчеризации, мониторинга, обеспечения безопасности и т.д. Можно отметить ряд проектов, которые сегодня реализуются в нашей стране или планируются к реализации.
- Проект сопровождения и мониторинга потенциально опасных или особо ценных ведомственных грузов.
 - Проект создания навигационно-телематической системы мониторинга и управления транспортом в мегаполисе.
 - Системы мониторинга состояния и обеспечения безопасности личных транспортных средств и т.д.
11. Вышеперечисленные проекты представляются Корпорации «Система» перспективными как в коммерческом, так и в научно-техническом отношении. Поэтому в рамках проекта коммерциализации системы «ГЛОНАСС» АФК «Система» совместно с Роскосмосом организовала компанию «Навигационно-информационные системы» (ЗАО «НИС»), которая планируется как федеральный оператор по предоставлению массовому потребителю широкого спектра навигационно-телематических услуг.

ВЫВОДЫ

1. Проект «Коммерциализация системы «ГЛОНАСС» имеет хорошие перспективы реализации и развития в России. В связи с этим в самое ближайшее будущее для реализации этого проекта потребуются серьезные кадровые ресурсы, прежде всего, молодые специалисты.
2. Акционерная финансовая корпорация «Система» и Концерн «РТИ Системы», являясь активными участниками этого проекта, видят

наибольшие коммерческие перспективы в реализации интегрированных проектов по созданию комплексных навигационно-телематических услуг. Однако важной составляющей проекта является создание отечественной массовой наземной аппаратуры потребителей и электронных навигационных карт.

3. Наиболее эффективной формой организации работ являются различные формы частно-государственного партнерства. Корпорация «Система» и Государство (в лице Роскосмоса) сделали начальные шаги в этой области, создав совместную компанию ЗАО «Навигационные информационные системы», которой планируется в перспективе придать статус федерального оператора навигационно-телематических услуг.

ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ НОВЫХ ВЫСОКОПРОЧНЫХ НАНО- И СУБМИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МЕТАЛЛОВ, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ РКУ-ПРЕССОВАНИЯ, ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ ЭЛЕКТРОВАКУУМНЫХ СВЧ-ПРИБОРОВ

*А.В. Москвичева, Ю.Г. Лопатин, В.И. Копылов, В.Н. Чувильдеев
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
г. Н.Новгород*

В последние годы достигнуты большие успехи в получении и исследовании материалов с нано- и микрокристаллической (НМК) структурой, полученной методами равноканального углового прессования (РКУП). Перспективы применения НМК материалов связаны с повышением предела прочности и предела текучести в 3-5 раз по сравнению с обычными крупнозернистыми материалами. Важно отметить, что существенное повышение прочности НМК материалов не сопровождается обычным для традиционного упрочнения снижением пластичности материала. Эта особенность НМК материалов связана с тем, что их высокая прочность обусловлена иными причинами, чем прочность обычных материалов, упрочненных за счет холодной или теплой деформации. Во первых, отличаются механизмы упрочнения: в НМК материалах высокая прочность обусловлена зернограничным упрочнением, а в обычных материалах прочность создается за счет дислокационного упрочнения. Во вторых, существенно отличается масштаб неоднородности полей внутренних напряжений. Этот масштаб, как правило, пропорционален размеру зерна и в

НМК материалах он оказывается субмикронным, а в обычных материалах имеет масштаб порядка десятков микрон. Это обстоятельство является причиной повышенной формоустойчивости изделий из НМК материалов.

Описанные выше физико-механические свойства НМК материалов открывают широкие возможности для использования этих материалов для изготовления миниатюрных и особо точных деталей электровакуумных приборов. В качестве одного из приложений в работе рассмотрено использование НМК меди для изготовления мелкоструктурной ламельной замедляющей системы для СВЧ усилителя миллиметрового диапазона. Для демонстрации возможностей технологии РКУП в работе были изготовлены модельные элементы замедляющих систем. Из образцов НМК меди М0б с размером зерна 200 нм электроискровой резкой были изготовлены ламели различной длины и толщины. Длина ламелей составляла 10 мм при толщине 100 мкм и 50 мкм. Полученные образцы были подвергнуты отжигу при температуре 800 °С. При отжиге ламели не изменили свою геометрию и сохранили достаточную прочность и формоустойчивость.

Авторы выражают признательность за финансовую поддержку РФФИ (№06-08-01119а, 08-08-99142-р_офи, 08-02-99047-р_офи), НОЦ ФТНС ННГУ им. Н.И. Лобачевского, программе BRNE фонда U.S. CRDF и Минобразования РФ (грант №RUX0-001-NN-06/ВРЗС01).

ИЗУЧЕНИЕ НЕСТАБИЛЬНОСТИ ПЕТЛИ ГИСТЕРЕЗИСА ФЕРРИТОВ В ГАРМОНИЧЕСКОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*В. В. Вельмискин, М. В. Герасимов, Н.Н. Логинов, М. В. Логунов
Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарева, г. Саранск*

В радиоэлектронике и устройствах управления оптическим излучением широко применяются ферриты. Процессы их перемагничивания отражает интегральная характеристика магнитного материала – петля гистерезиса. Интерпретация результатов экспериментальных исследований ферритов упрощается при использовании магнитооптических пленок ферритов, например со структурой граната.

Петля гистерезиса монокристаллов, в отличие от поликристаллов, характеризуется ступенчатым видом. Появление «ступенек» связано с необходимостью формирования зародыша перемагничивания, рост которого начинается при достижении поля старта, и малой плотностью зародышей в монокристаллическом материале. Ярким проявлением трансформации петли является ее неустойчивость, характеризуемая вариацией поля старта. В настоящей работе обнаружено, что одиночные циклы перемагничивания являются незамкнутыми и асимметрия петли гистерезиса непостоянна.

Выявленная нами зависимость поля старта от величины постоянного поля смещения показывает, что именно механизм зародышеобразования в

процессе перемагничивания образца из состояния технического насыщения влияет на форму петли и может приводить к ее нестабильности. В случае, когда время задержки зародышеобразования сравнимо с полупериодом поля, процессы перемагничивания не успевают завершиться к концу полупериода и часть зародышей сохраняется. Термические флуктуации изменяют число зародышей от цикла к циклу, что приводит к вариации поля старта.

Показано, что в случае различной длительности процессов перемагничивания в течение полупериода поля высокой частоты (определяется скоростью насыщения доменных границ) петля становится асимметричной относительно осей координат. Такое поведение характерно для монокристаллов с малой концентрацией магнитных дефектов и отражает степень их совершенства.

Представляет интерес возможность использования вариации поля старта на петле гистерезиса для управления состоянием насыщения феррита, причем напряженность управляющего поля может быть на два порядка меньше поля насыщения феррита.

1. Кандаурова Г.С., Осадченко В.Х. // ДАН.- 1999.- Т. 365, № 2.- С. 181.
2. Логунов М.В., Герасимов М.В., Малышев П.М. // НМММ (Сб. трудов XVIII Междунар. школы-сем.).- М.: МГУ, 2002.- С. 428.

МНОГОКАНАЛЬНАЯ РЕГИСТРАЦИЯ И ОБРАБОТКА РАДИОСИГНАЛОВ

А. М. Горин, М. В. Логунов

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

В настоящее время на рынке представлены различные многоканальные устройства регистрации сигналов. Для наиболее полного использования их возможностей необходимо разрабатывать специальное программное обеспечение, ориентированное на решение конкретной задачи.

В данной работе представлен комплект программного обеспечения для регистрации и обработки радиосигналов, разработанный для комплектования серийно выпускаемых устройств многоканальной регистрации, совместимых со средой графического программирования LabVIEW [1], и для разработанного и изготовленного максимально дешевого устройства регистрации сигналов на базе микроконтроллера PIC16F873. Микроконтроллер работает под управлением программы, написанной в среде MPLAB IDE v7.30 на языке низкого уровня Assembler. Устройство регистрации представляет собой аналого-цифровой преобразователь, связанный с компьютером через последовательный коммуникационный порт [2].

В качестве серийно выпускаемых устройств многоканальной регистрации сигналов использованы быстродействующие цифровые регистраторы АСК-3106 (2-канальная регистрация, частота выборок до 10 ГГц) и измерительная станция NI ELVIS (16-канальная регистрация, частота дискретизации 1,5 МГц). В состав NI ELVIS включено и аппаратное, и программное обеспечение. Среда графического программирования LabVIEW позволяет в короткие сроки создавать специализированное программное обеспечение [1] для NI ELVIS. АСК-3106 весьма полезен при проведении измерений быстропротекающих процессов, не требующих большого числа каналов: если возможностей штатного программного обеспечения недостаточно для регистрации или обработки сигналов, пользователь может оптимизировать работу прибора для решения конкретной задачи с помощью комплекта разработчика. Комплект предназначен для создания специализированного программного обеспечения, в его состав входит полный набор драйверов и библиотек функций.

1. Евдокимов Ю. К., Линдваль В. Р., Щербаков Г. И. LabVIEW для радиоинженера: от виртуальной модели до реального прибора. – М.: ДМК Пресс, 2007.

2. Агуров П. В. Последовательные интерфейсы ПК. Практика программирования. — СПб.: БХВ-Петербург, 2004.

ПРИМЕНЕНИЕ LABVIEW В ПРАКТИКУМЕ ПО РАДИОТЕХНИЧЕСКИМ ДИСЦИПЛИНАМ

А. В. Брагин, А. М. Горин, М. В. Логунов, Н. В. Моисеев

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

Среда графического программирования LabVIEW получает все большее распространение в промышленности и образовании, при проведении научных исследований и выполнении проектных работ [1,2]. Этому способствуют ее несомненные преимущества - высокая производительность при разработке программ и широкий набор функциональных возможностей языка и среды программирования. С помощью среды LabVIEW можно разрабатывать программно-аппаратные комплексы для тестирования, измерения, ввода данных, анализа и управления внешним оборудованием.

Доклад посвящен вопросам повышения качества обучения при выполнении студентами-радиотехниками натурального лабораторного практикума благодаря использованию современного программного обеспечения и интерфейсных устройств, встраиваемых в компьютер или подключаемые к его портам и превращающих компьютер в генераторно-измерительную систему для исследования радиосхем.

В среде LabVIEW разработано программное обеспечение виртуального прибора для трёхканальной генерации/регистрации сигналов и измерения вольтамперных характеристик диодов, стабилитронов и стабилиторов на базе станции NI ELVIS. При запуске измерения генератор станции NI ELVIS выдает линейно нарастающее синусоидальное напряжение и регистрирует напряжение на исследуемом элементе и ток через него. По окончании измерения на монитор выводится вольтамперная характеристика исследуемого элемента. Эта характеристика также сохраняется в указываемом пользователем месте носителя информации в графическом формате.

Реализован ряд других лабораторных работ как по исследованию отдельных радиоэлементов, так и параметров электронных схем: АЧХ, ФЧХ, исследованию радиочастотных каналов связи, амплитудной и частотной модуляции. Для оптимизации процесса обучения разрабатываются унифицированные платы, сопрягаемые с макетной платой станции NI ELVIS и позволяющие быстро изменять объект исследований на одном и том же рабочем месте.

1. Пейч Л. П., Точилин Д. А., Поллак Б. Л. LabVIEW для новичков и специалистов. - М.: Горячая линия – Телеком, 2004.

2. Суранов А. Я. LabVIEW 8.20: Справочник по функциям. – М.: ДМК Пресс, 2007.

КОМПЛЕКСНЫЕ ПРОГРАММНЫЕ РЕШЕНИЯ ДЛЯ РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ПРЕДПРИЯТИЙ

*Ю. А. Алексеев, М. В. Логунов, Д. Д. Ступин, Ю. Н. Рудаков
Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск
ОАО «Саранский телевизионный завод»*

В работе рассмотрены процессы перехода предприятия на полный цикл электронного документооборота [1,2] и возникающие при этом принципиальные вопросы комплектования активно взаимодействующих подразделений и/или предприятий средствами коммуникаций и совместимым программным обеспечением, соблюдения конфиденциальности в процессе электронного документооборота.

В результате анализа популярных в России современных комплексных решений CAD/CAM/CAE/PDM показано, что наиболее полные комплексные программные продукты, имеющие модули сопряжения с радиотехническим САПР, в настоящее время предлагаются фирмами АСКОН и Solid Works. В частности, Solid Works включает в дополнение к наиболее часто встречающемуся набору модулей комплексной автоматизации промышленных предприятий следующие: расчёт электромагнитных полей, трехмерное проектирование электрожгутов, создание трехмерной сборки, состоящей из печатной платы и элементов; интерфейс полностью выполнен на русском языке.

Проведён анализ эффективности использования систем электронного документооборота и проблем, возникающих при внедрении систем PDM. Анализ проведён на примере деятельности фирмы PTS и дополнен собственным примером расчёта экономической эффективности.

Разработан эскизный проект первого этапа внедрения комплексного решения CAD/CAM/CAE/PDM на радиотехническом предприятии. Проект в известной мере является аналогом консалтинговых работ, проводимых проектно-внедренческими фирмами по договорам с предприятиями. Для этого составлена схема взаимодействия подразделений радиотехнического предприятия при использовании бумажного документооборота. На её основе разработан проект внедрения электронного документооборота, проведен расчёт затрат на необходимое программное обеспечение на основе данных фирмы АСКОН.

1. Жмулев Л. И др. Программные продукты Solid Works в деятельности ФГУП «НИИТ». Военный парад 2007, № 2.
2. Внедрение САПР и PDM на ФГУП НПП «Геофизика-Космос». CAD/CAM/CAE Observer 2007, № 5.

БАЛАНСНЫЙ МОДУЛЯТОР НА ОСНОВЕ РЕЗИСТОРНОГО ОПТРОНА БЕЗ НЕЛИНЕЙНЫХ ИСКАЖЕНИЙ МОДУЛИРУЮЩЕГО СИГНАЛА

Б.Н.Денисов, В.В. Немудрякин

Мордовский государственный университет. Г. Саранск

В [1] нами показано, что фоторезистор может быть использован как смеситель (модулятор) сигналов. Пусть в качестве несущего сигнала выступает оптический сигнал, модулированный по интенсивности с частотой ω :

$$\Phi = \Phi_0(1 + \cos \omega t).$$

(1)

Модулирующим сигналом будем считать напряжение, приложенное к фоторезистору. Для простоты рассмотрения будем полагать его однотональным:

$$U = U_0 + U_m \cos \Omega t.$$

(2)

Ток на выходе фоторезистора будет равен:

$$I = I_0 + \Delta I_0 + \Delta I_0 \cos \omega t + I_{m0} \cos \Omega t + \Delta I_m \cos \Omega t + \Delta I_m \cos \omega t \cos \Omega t,$$

(3)

где $I_0 = \sigma_0 U_0$ – темновой ток при постоянном напряжении U_0 ; σ_0 – темновая проводимость фоторезистора; $\Delta I_0 = \Delta \sigma U_0$ – фототок при напряжении U_0 ; $\Delta \sigma$ – фотопроводимость при освещении интенсивностью Φ_0 ; $\Delta I_m = \Delta \sigma U_m$ – фототок при напряжении U_m ; $I_{m0} = \sigma_0 U_m$ – темновой ток при напряжении U_m . Выражение (3) содержит амплитудно-модулированный сигнал имеющий вид:

$$I_{AM} = \Delta I_0 \cos \omega t + \frac{\Delta I_m}{2} \cos(\omega - \Omega)t + \frac{\Delta I_m}{2} \cos(\omega + \Omega)t.$$

(4)

В данном случае глубина модуляции равна:

$$M = \frac{\Delta I_m}{\Delta I_0} = \frac{U_m}{U_0},$$

(5)

I_m – амплитуда модулирующего сигнала; U_0 – постоянная составляющая модулирующего сигнала. Так как U_m может быть больше U_0 , следовательно, возможно получение перемодулированного колебания, и балансно-модулированного колебания, если $U_0 = 0$. Нелинейные искажения сигнала несущего информацию в данном случае будут связаны только с устройством, преобразующим сообщения в электрический сигнал (микрофон, видеокон). В данном примере линейные искажения возникают только в несущем сигнале. Эти искажения связаны с нелинейной

кинетикой фотопроводимости. Более высокие гармоники несущего сигнала могут быть легко отфильтрованы фильтром, настроенным на частоту несущего колебания ω . На рис 1 приведена осциллограмма на выходе фоторезистора, на ри.2 приведена осциллограмма колебания после фильтра высоких частот.

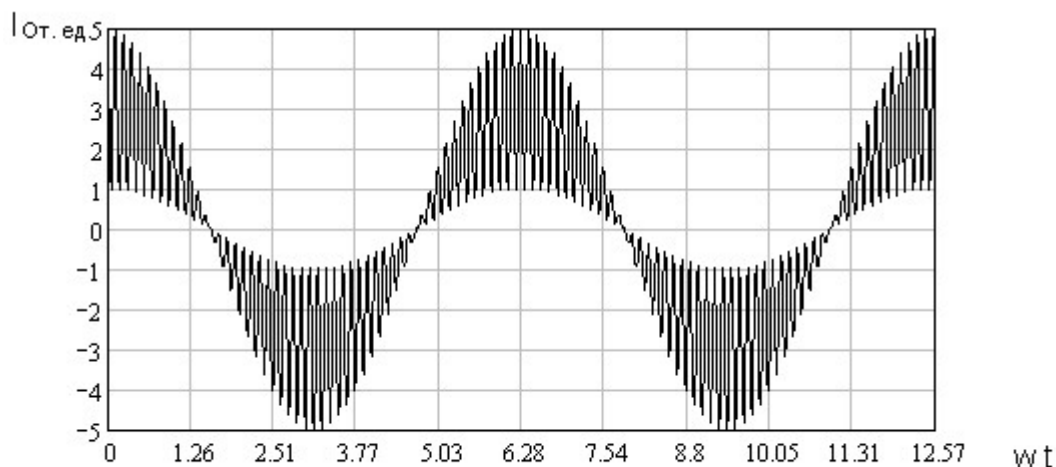


Рис.4.2.1 Осциллограмма модулированного колебания до фильтра.
w–частота

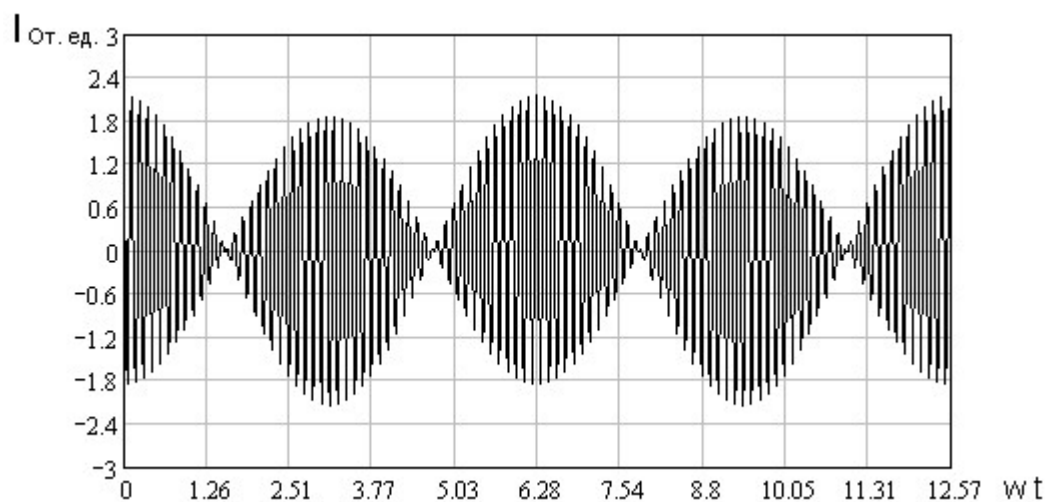


Рис.4.2.2 Осциллограмма балансно-модулированного колебания после фильтра.

1. Денисов Б.Н. Исследование функциональных свойств фоторезистора, питаемого переменным напряжением. Письма в ЖТФ. –2008. –Т.34. – Вып. 2 . – С.1-6
2. Влияние кинетики фотопроводимости на коэффициент нелинейных искажений фоторезистора

АКФ МУЛЬТИПЛИКАТИВНОЙ ПОМЕХИ СИГНАЛА РСА

Траекторная нестабильность носителя радиолокационной станции с синтезированной апертурой антенны (РСА) приводит к появлению квазидетерминированной мультипликативной помехи в отражённом от цели сигнале [1]. Для анализа искажений, вносимых в формируемое из этого сигнала радиолокационное изображение этой помехой, полезно знать её автокорреляционную функцию (АКФ):

$$K(\tau) = \frac{1}{\Delta\psi_m \cdot \cos(\omega_0 \cdot \tau/2)} \cdot \sum_{k=0}^{\infty} J_{2k+1} \left(2 \cdot \Delta\psi_m \cdot \cos \frac{\omega_0 \cdot \tau}{2} \right), \quad (1)$$

где ω_0 — собственная частота колебаний носителя РСА, а $\Delta\psi_m$ — индекс модуляции [1]. График АКФ при различных значениях $\Delta\psi_m$, построенный с помощью MATLAB, приведён на рис. 1 (в силу периодичности АКФ для его построения достаточно ограничиться $\tau \in [-2 \cdot \pi/\omega_0, 2 \cdot \pi/\omega_0]$).

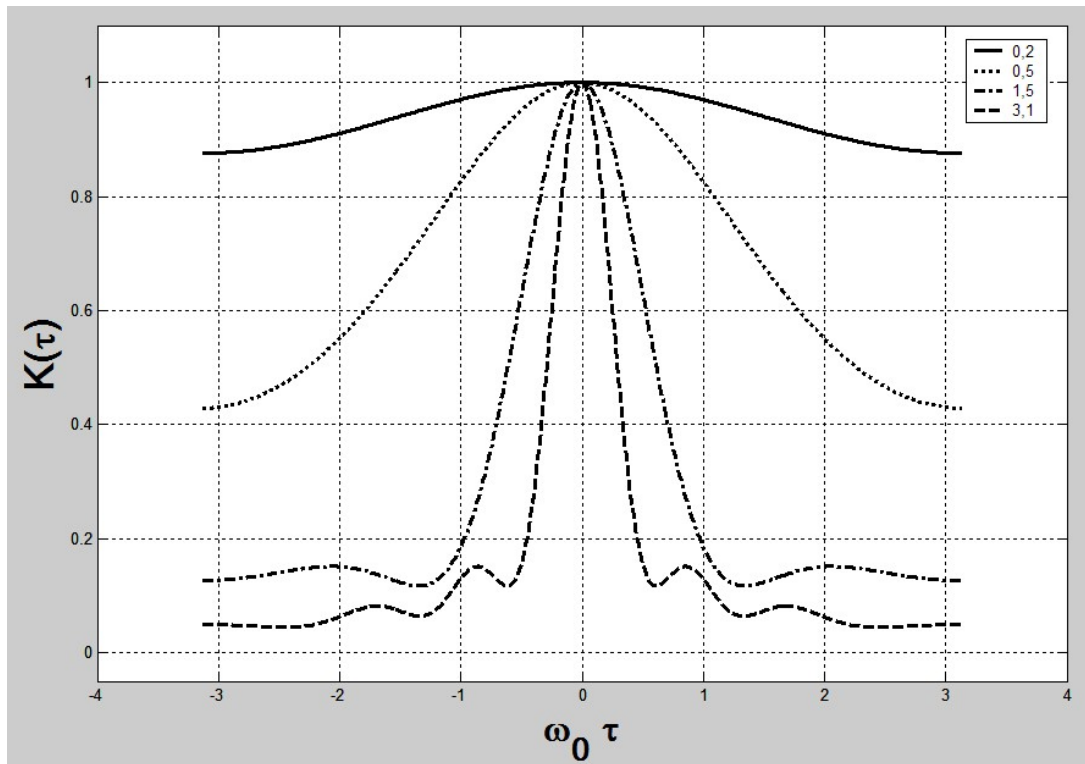


Рис. 1 АКФ мультипликативной помехи при $\Delta\psi_m = 0,2; 0,5; 1,5; 3,1$

[1] Замятина И. Н., Ирхин В. И., Рассадин А. Э. Рассмотрение эффектов траекторной нестабильности динамического воздушного носителя в рамках классической механики твёрдого тела // Тезисы докл. XIV МНТК «Радиолокация, навигация, связь» (RLNC-2008). — Воронеж, 2008.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРИБОРОВ НА ОСНОВЕ СИСТЕМЫ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ Al-Ga-In-N В ОПТОЭЛЕКТРОНИКЕ И РАДИОТЕХНИКЕ

А.В. Желаннов

ОАО «ОКБ-Планета», г. Великий Новгород

Введение

Приборы на основе системы твердых растворов Al-Ga-In-N находят широкое применение в твердотельной электронике благодаря уникальному сочетанию физических характеристик (большое значение ширины запрещенной зоны и ее прямая структура, высокая теплопроводность, химическая и термическая устойчивость, наличие спонтанной и пьезополяризации).

Приборы на основе нитрида галлия рассматриваются как одни из самых перспективных в качестве светоизлучающих приборов коротковолновой области спектра и «солнечно-слепых» ультрафиолетовых фотоприемников.

Светоизлучающие диоды

Исходя из значения ширины запрещенной зоны, нитрид галлия и тройные соединения на его основе являются перспективными материалами для изготовления голубых и УФ светодиодов. Эпитаксиальная структура и спектр люминесценции светодиода на основе гетероперехода представлена на рисунке 1.

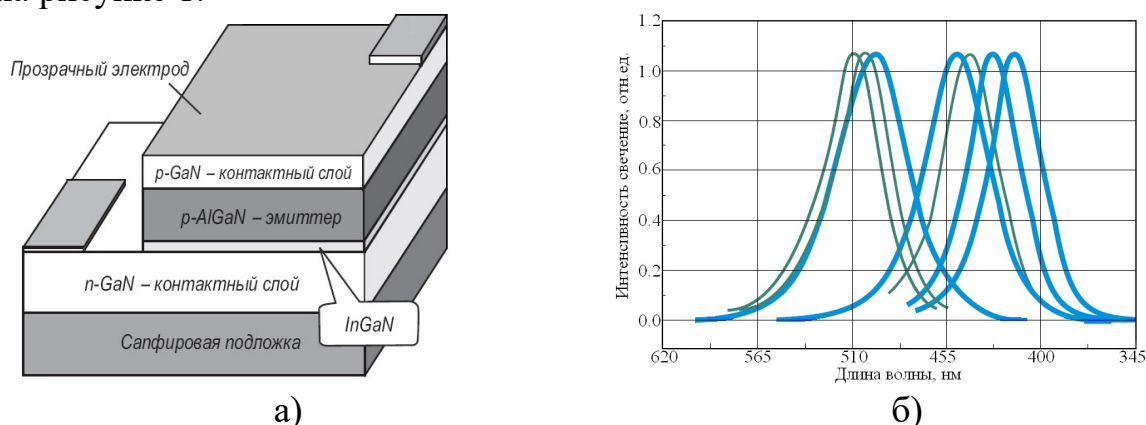


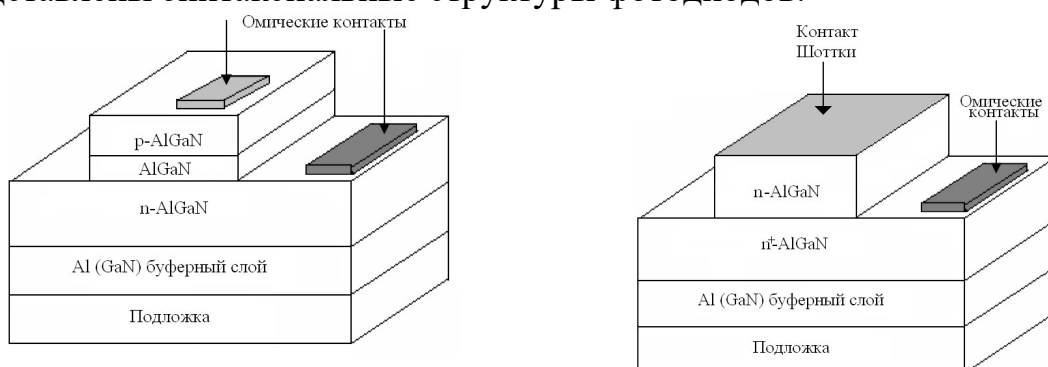
Рисунок 1 – Структура (а) и спектр люминесценции (б) светодиодов на основе гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN

Если приложить прямое смещение, электроны и дырки инжектируются в узкозонный слой (InGaN), где рекомбинируют с испусканием фотона. Меняя состав узкозонного слоя, можно изменять

спектральной диапазон. Как видно из рисунка, структуры имеют наибольший квантовый выход в диапазоне 540-400нм. Излучение выводится через прозрачный электрод.

Ультрафиолетовые фотоприемники

Фотоприемники на основе системы Al-GaN перспективны для УФ-области спектра, поскольку их ширина запрещенной зоны близка к границе видимого и УФ областей спектра, а меняя состав системы, можно менять область спектральной чувствительности приборов. На рисунке 2 представлены эпитаксиальные структуры фотодиодов.

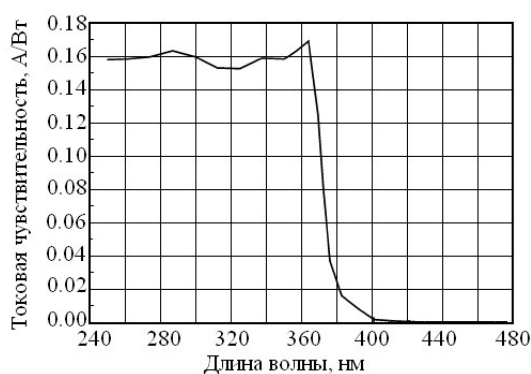


а) структура p-i-n фотодиода

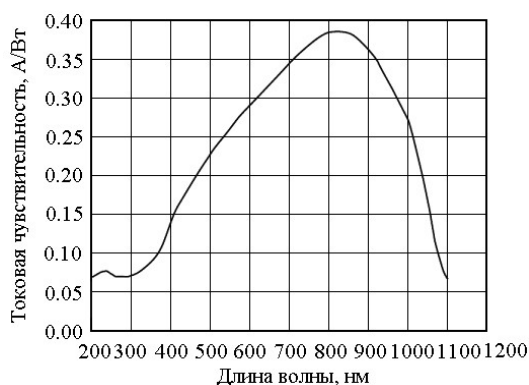
б) структура фотодиода Шоттки

Рисунок 2 – Структуры различных типов фотоприемников

В структуре а), слой нелегированного AlGaIn является активным слоем, а к слоям AlGaIn n-и p- типа формируются омические контакты (к n-типу – Ti/Al, к p-типу – Ni/Au). В структуре б) излучение поглощается в обедненной области контакта Шоттки. В качестве металла Шоттки используется Pt, Ni, Au, Pd.



а)



б)

Рисунок 3 – Спектральные характеристики GaN (а) и Si (б) фотопреобразователей

Заключение

Таким образом, используя характеристики системы твердых растворов Al-Ga-In-N возможно изготовление приборов оптоэлектроники с

лучшими характеристиками по сравнению с аналогичными приборами. В тоже время реализация этих характеристик возможна при условии получения высококачественного исходного материала.

АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ И ТИПА КРЕМНИЕВЫХ ФОТОПРИЁМНИКОВ НА ИХ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ В УФ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

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

В настоящее время в мире возрос интерес к использованию УФ диапазона электромагнитного спектра в различных областях науки и техники. Для регистрации данного излучения обычно используют фотоприёмники на основе широкозонных полупроводниковых материалов, таких как GaP, GaN, соединений AlGaN (солнечно-слепые приборы), SiC-структуры, фотоприемники на основе алмаза и другие. Но, несмотря на то, что кремний является узкозонным материалом, разработка и производство кремниевых фотоприемников УФ диапазона до сих пор является весьма актуальной задачей. Это связано с тем, что кремний имеет низкую стоимость по сравнению с широкозонными материалами, он технологичен и хорошо освоен промышленностью (кремниевая планарная технология). Однако разработка УФ фотоприемников на основе кремния сдерживается их главным недостатком: наличием значительной фоточувствительности к видимому и ближнему ИК диапазонам и недостаточной чувствительности в УФ области.

В настоящей работе сообщается о проведении исследований влияния технологических параметров и типа кремниевого фотоприёмника для получения высокой фоточувствительности в УФ области спектра. Были разработаны три фотоприёмных структуры SiO₂-Si, с просветляющим покрытием из SiO₂ толщиной 60 нм (оптимизированного на длину волны УФ излучения 350 нм), разных типов: p-n-фотодиод, где p-n-переход образован легированием бора в подложку n-типа проводимости на глубину 0,2 мкм, n-p-фотодиод (легирование мышьяком в подложку p-типа на глубину 0,15 мкм) и для сравнения был создан обычный промышленный p-n-фотодиод (легирование фосфором на глубину 1,5 мкм). Спектральные характеристики данных фотодиодов представлены на рисунке 1.

Как и ожидалось, наименьшей чувствительностью в УФ области спектра (< 400 нм) обладают n-p-структуры, легированные фосфором на глубину 1,5 мкм, что связано с высоким поглощением кремния в УФ области, происходящее на глубине порядка 0,1 мкм. В результате, не все фотоносители, образованные УФ-квантами, способны достигнуть столь

глубокого p-n-перехода и внести свой вклад в фототок. Достаточно высокая чувствительность наблюдается у структур с бором и мышьяком, легированных на глубину порядка 0,15 – 0,20 мкм, однако, наибольшей обладают n-p-структуры с мышьяком. Данный эффект может быть объяснён наличием инверсного слоя на границе SiO₂-Si у фотоприёмника n-p-структуры, который образует дополнительный p-n-переход у поверхности кремния и повышает сборание УФ-фотоносителей. Как показали исследования, данный эффект отсутствует у фотодиодов p-n-структуры, легированных бором.

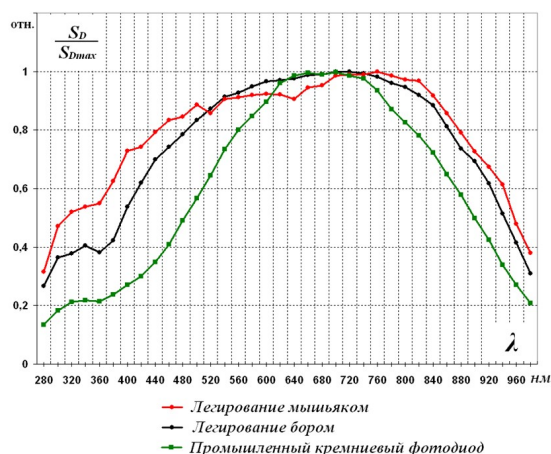


Рисунок 1 – Спектральные характеристики кремниевых фотоприёмников

Также, как показали ранее полученные результаты для структур с мышьяком, чувствительность фотодиода зависит не только от глубины залегания примеси, но и от дозы её внедрения, рисунок 2.

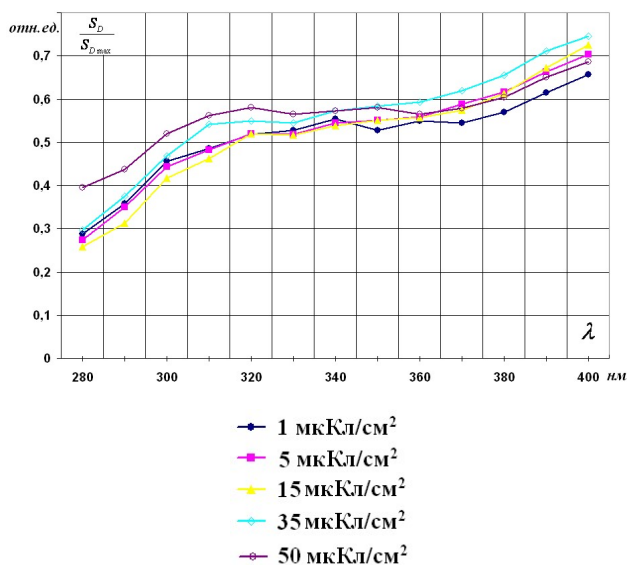


Рисунок 2 – Относительная фоточувствительность кремниевых фотоприёмников в УФ области спектра, легированных разной дозой мышьяка

Поэтому, для выявления окончательной картины, при сравнении фотоприёмников р-п- (легированных бором) и п-р-структур (легированных мышьяком), необходимо провести дальнейшие исследования дозовой зависимости fotocувствительности УФ диапазона для р-п-структур, что является следующим этапом данной работы.

Таким образом, управляя технологическими параметрами, а именно, глубиной залегания р-п-перехода и дозой внедряемой примеси, можно значительно повысить fotocувствительность кремниевых фотоприёмников в УФ области спектра, что является перспективным направлением для создания недорогих высокоэффективных датчиков УФ излучения.

МАГНИОСТРИКЦИОННО-ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КОМПОЗИЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ УСТРОЙСТВ МИКРО- И НАНОЭЛЕКТРОНИКИ И РАДИОТЕХНИКИ

М.И. Бичурин, Ю.Ж. Пукинский
ОАО «ОКБ-Планета», В.Новгород

Магнитоэлектрично-пьезоэлектрические композиционные материалы обладают магнитоэлектрическим (МЭ) эффектом [1]. МЭ взаимодействие определяется механическими, магнитными и электрическими параметрами исходных компонент, а также их концентрациями и типом связности композита. Существенным достоинством объемных и слоистых композиционных материалов является то, что они позволяют посредством выбора компонентов материала с необходимыми значениями электрической и магнитной проницаемостей и путем варьирования процентного содержания компонентов достичь требуемых значений заданного комплекса параметров [2]. Наличие МЭ эффекта в этих материалах позволяет проектировать на их основе устройства магнитного типа с электрическим управлением в широком диапазоне частот, такие как датчики магнитного поля, сенсоры, гираторы, СВЧ фильтры-преселекторы, СВЧ аттенуаторы, СВЧ фазовращатели и др [3, 4, 5, 6].

В настоящей работе сообщается об устройствах, построенных нами на основе магнитоэлектрично-пьезоэлектрических композиционных материалов и проведенных исследований магнитоэлектрических датчиков магнитного поля.

Конструктивно магнитоэлектрический датчик магнитного поля представляет собой трехслойную структуру Terfenol-D/PZT/Terfenol-D с толщинами слоев 1/1/1 мм соответственно и габаритными размерами 12x3,5мм. Измерения проводились в переменном магнитном поле, частотой 10÷200кГц, при изменении постоянного поля подмагничивания 80÷800Э.

Результаты исследований зависимости выходного напряжения такой трехслойной структуры от частоты переменного магнитного поля представлены на рисунке 1. Как видно из данного рисунка, наибольший МЭ эффект наблюдается на частоте 87 кГц. Напряжение на выходе составляет 2,05В. На рисунке 2 представлена зависимость выходного напряжения от изменения постоянного поля подмагничивания. Данные, представленные на рисунке 2 свидетельствуют о линейной зависимости от постоянного магнитного поля.

Таким образом, применение магнитоэлектрических композиционных материалов открывает широкие перспективы использования приборов на их основе в микросборках и multifunctional устройствах. Такие композиты могут быть использованы для создания недорогих, сверхчувствительных и высокоэффективных датчиков магнитного поля, фильтров, гираторов, фазовращающих устройств, устройств памяти и так далее. Потенциал тонких, наноструктурных пленок МЭ композитов является практически безграничным.

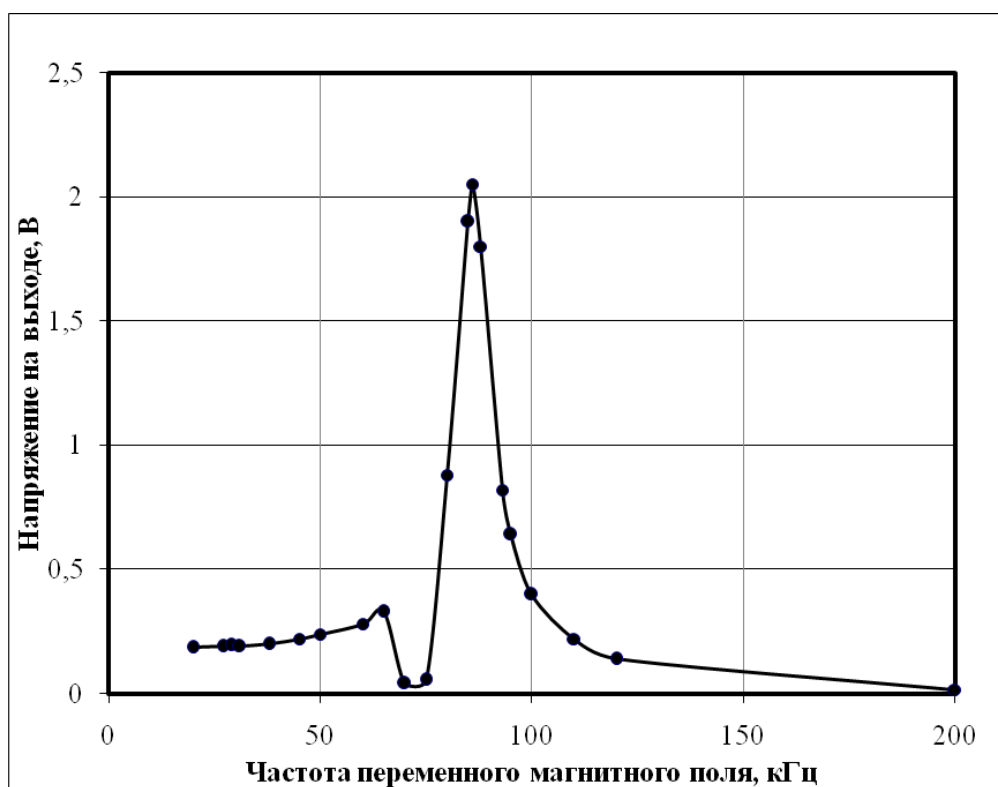


Рисунок 1 - Зависимость напряжения на выходе от частоты для датчика магнитного поля на основе композиционного материала Terfenol-D/PZT/Terfenol-D.

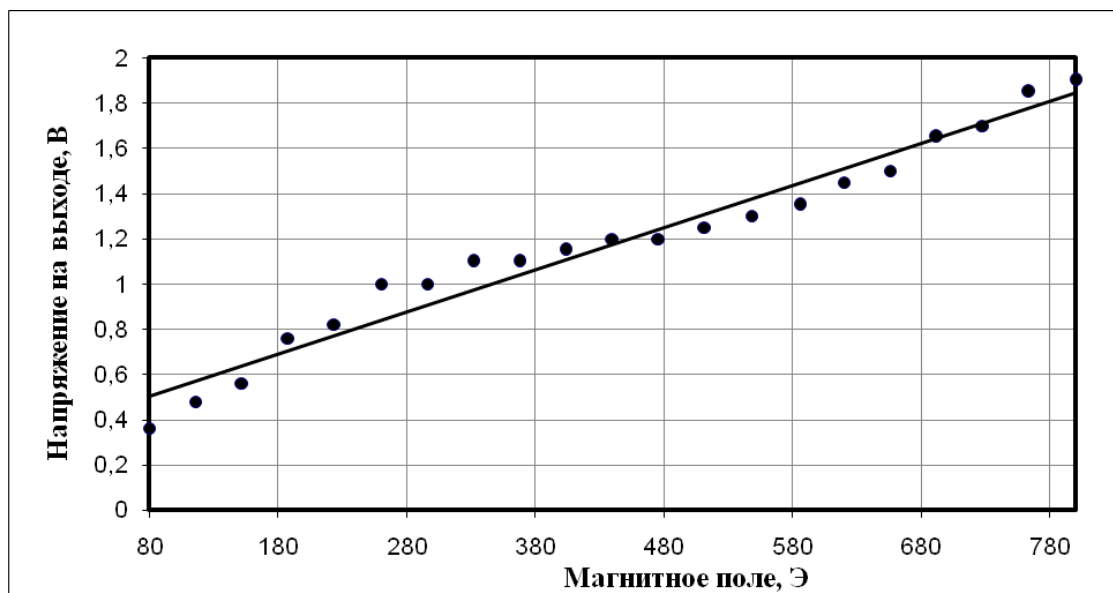


Рисунок 2 – Зависимость напряжения на выходе от величины постоянного подмагничивающего поля на частоте 87 кГц.

1. Бичурин М.И., Петров В.М., Филиппов Д.А., Сринивасан Г. Магнитоэлектрический эффект в композиционных материалах – Великий Новгород: НовГУ им. Ярослава Мудрого, 2005.
2. М.И. Бичурин, В.М. Петров, Д.А. Филиппов, Г. Сринивасан, С.В. Нан. Магнитоэлектрические материалы. – М.: Изд-во «Академия Естествознания», 2006-296 с.
3. G. Srinivasan, C. P. DeVreugd, C. S. Flattery, V. M. Laletsin and N. Paddubnaya. Appl. Phys. Lett., 85, 2550 (2004).
4. Srinivasan G., Tatarenko A. S., Bichurin M. I. Electrically tunable microwave filters based on ferromagnetic resonance in single crystal ferrite-ferroelectric bilayers. Electronics Lett., V. 41, No. 10, 2005.
5. Srinivasan G., DeVreugd C. P., Flattery C. S., Laletsin V. M. and Paddubnaya N. Magnetolectric interactions in hot-pressed nickel zinc ferrite and lead zirconate titanate composites // Appl. Phys.
6. A.S. Tatarenko, V. Gheevarghese and G. Srinivasan, Magnetolectric microwave pandpass filter, Electronics Lett., V. 42, N. 9, 540-541 (2006).

ВЛИЯНИЕ ТОКОВОЙ ОБРАБОТКИ ЗАТВОРА НА ПАРАМЕТРЫ ПТШ НА ОСНОВЕ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

Б.И. Селезнёв¹, В.Л. Романов², М.В. Драгутъ²

¹ *Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого, Великий Новгород, Россия*

² *ОАО "ОКБ-Планета", г. В. Новгород,*

Требования, которые предъявляют разработчики радиоэлектронных систем СВЧ диапазона к активным элементам постоянно ужесточаются. Это стимулирует разработку и выпуск новых классов активных приборов:

AlGaAs/GaAs HEMT, AlGaAs/InGaAs pHEMT, SiGe HBT, AlGaIn/GaN HEMT и др. Однако, более высокая стоимость исходных материалов и его большая дефектность, по сравнению с GaAs гомоэпитаксиальными структурами, негативно отражается как на параметрах и стоимости, так и на надёжности производимых приборов. Поэтому актуальна задача дальнейшего улучшения параметров хорошо освоенных производством GaAs ПТШ. Основными электрическими параметрами, определяющими технический уровень СВЧ транзистора являются коэффициент шума $K_{ш}$ и коэффициент усиления по мощности $K_{ур}$ в заданном диапазоне частот, а так же выходная мощность.

Для уменьшения коэффициента шума и увеличения коэффициента усиления по мощности на практике применяется целый ряд мер, основными из которых являются [1]:

- тщательное исследование и отбор исходного материала (эпитаксиальных структур и полуизолирующих подложек) для GaAs ПТШ;
- совершенствование технологических методов создания микроэлектронных структур с субмикронными размерами активных областей.

Оба эти подхода к изготовлению GaAs ПТШ, несомненно, приводят к улучшению их параметров и повышению качества, однако связаны с внедрением в производство дополнительного оборудования на всех его этапах, от 100% входного контроля исходного материала до этапа отбраковочных испытаний. Целью настоящей работы является разработка простого и удобного для массового производства способа улучшения параметров GaAs ПТШ ($K_{ш}$, $K_{ур}$).

Известен ряд способов диагностического контроля для микроэлектронных приборов со скрытыми дефектами суть которых заключается в воздействии на электроды прибора импульсным или постоянным напряжением [2]. В процессе воздействия приложенного напряжения, или по его окончанию, регистрируются те или иные признаки наличия скрытых дефектов. Недостатком этих способов является то, что они с той или иной степенью вероятности выявляют ненадёжные приборы, но отсутствует непосредственное воздействие на элементы прибора, улучшающее их параметры.

Поставленная задача решается тем, что после формирования структуры прибора GaAs ПТШ подвергается электротренировке прямым током затвора величиной, равной 0,7-0,8 от величины тока, при котором происходит его разрушение, в течение 20-30 секунд. При этом ток проходит через затвор, включенный в прямом направлении и закороченные по постоянному току выводы стока и истока.

В процессе кратковременного воздействия тока высокой плотности, порядка $1 \cdot 10^4 - 5 \cdot 10^4$ А/см², активная область GaAs ПТШ нагревается до температуры 350-370⁰С, в результате чего скрытые технологические и структурные дефекты эффективно выявляются либо отжигаются.

Наличие скрытых дефектов структуры (дислокации в подзатворной области и т.д.) проявляется либо в выходе прибора из строя в процессе токовой обработки затвора, либо в необратимом ухудшении электрических параметров транзистора, прежде всего коэффициента шума и коэффициента усиления по мощности.

К основным скрытым технологическим дефектам у GaAs ПТШ можно отнести:

- неровность края затвора или омического контакта стока, истока приводящая к локальному возрастанию напряженности электрического поля,
- неоднородность контакта барьера Шоттки, что приводит к его различной высоте по ширине затвора,
- органические загрязнения, приводящие к наличию поверхностной составляющей обратного тока затвора.

Состояние поверхности оказывает существенное влияние и на кратковременную нестабильность тока стока и коэффициента усиления по мощности. Кратковременная нестабильность параметров ПТШ существенно снижается при воздействии «мягкого» лазерного излучения и при проведении фотонного отжига. Лазерное облучение готовых приборов со снятыми крышками производилось миллисекундными импульсами рубинового и неодимового лазеров, фотонный отжиг осуществлялся на установке «Импульс 5» в атмосфере азота. Эффект стабилизации тока стока при импульсной оптической обработке сохранялся в течение нескольких месяцев.

Кратковременное воздействие прямого тока затвора высокой плотности позволяет эффективно устранять эти дефекты либо уменьшать их влияние на параметры GaAs ПТШ. Механизмы отжига технологических дефектов связаны с саморазогревом активной области прибора протекающим электрическим током до температур 350-370 °С, при которых происходит оплавление края сплава омического контакта, деструкция органических загрязнений поверхности, и выравнивание высоты барьера Шоттки затвора по его ширине, так как из-за неоднородности контакта металла затвора/GaAs электрический ток преимущественно протекает через участки с пониженной высотой барьера (дефекты структуры контакта, участки с повышенной напряжённостью электрического поля и т. д.).

Поскольку электрическая мощность при таком способе обработки выделяется преимущественно в активной области полевого транзистора между стоком и истоком, не происходит термическое повреждение остальной части структуры ПТШ (например, деградация омических контактов).

Способ применён в технологии изготовления серийно выпускаемого малошумящего GaAs ПТШ ЗПЗ62, оптимизированного для работы на частотах 100-600 МГц, рисунок 1. Длина алюминиевого затвора в данном случае равна 0,7 мкм, ширина затвора - 4000 мкм.

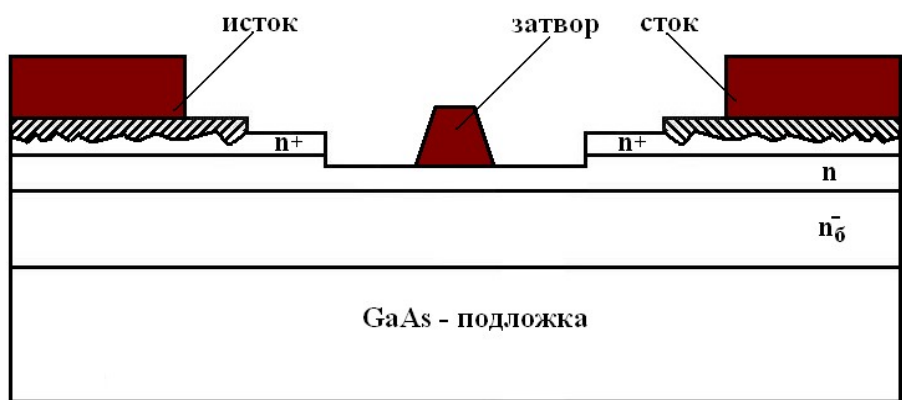


Рисунок 1 - Поперечный разрез активной области транзистора 3П362

Прибор конструктивно выполнен в сверхминиатюрном металлокерамическом корпусе диаметром 2 мм и не может быть подвергнут стандартной электротренировке, так как при приложении тренировочного напряжения между стоком и истоком 3,5-4,5 В и пропускании удельного тока ~ 100 мА/мм при температуре 85°C прибор выходит из строя из-за невозможности отвода тепла. При подаче же тока 10-20 мА/мм не происходит выявления дефектов и потенциально ненадёжные приборы не отбраковываются.

Испытаниям подверглась партия, состоящая из 150 приборов. Прямой ток затвора, при котором, из-за выделяющейся мощности происходит его перегорание, данном случае равен 850-900 мА. Ток электротренировки затвора выбран равным 700 мА, оптимальное время электротренировки - 25 секунд.

Распределения основных параметров GaAs ПТШ до и после токовой обработки затвора приведены на рисунках 2 и 3.

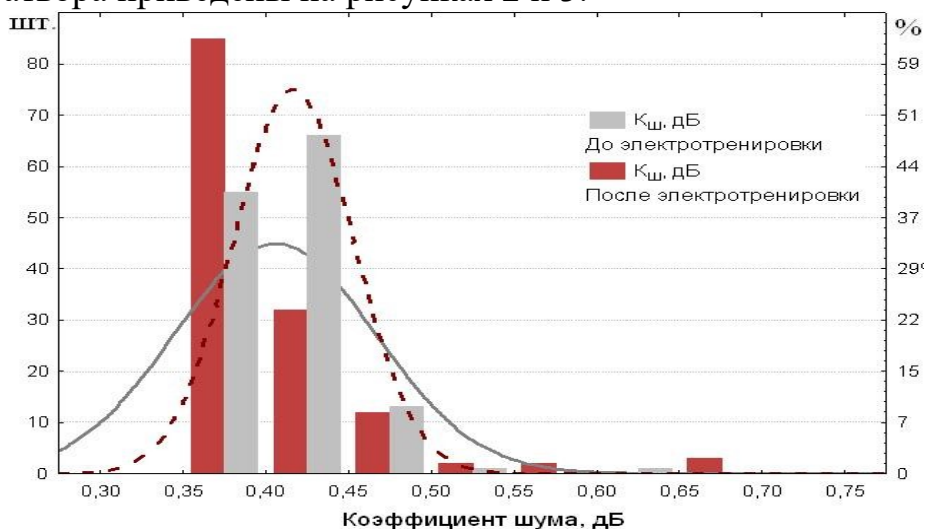


Рисунок 2 - Распределение $K_{ш}$ до и после электротренировки затвора

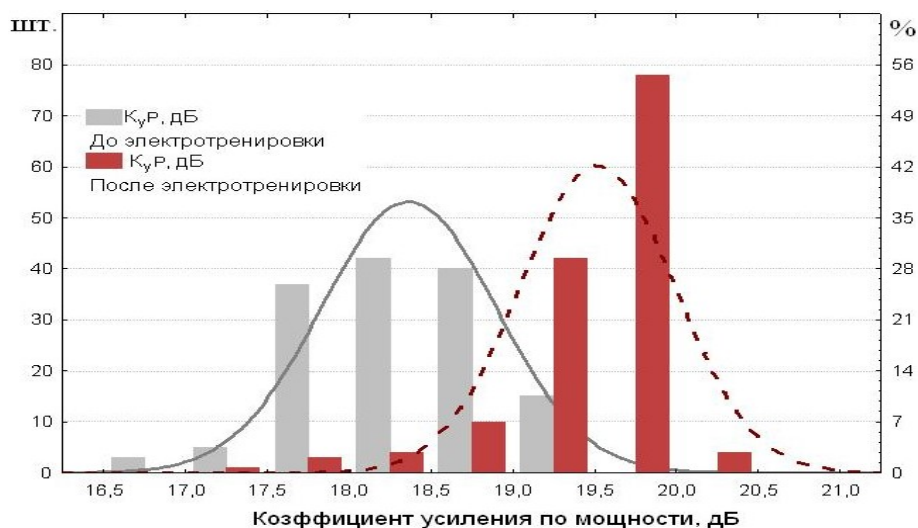


Рисунок 3 - Распределение $K_{ур}$ до и после электротренировки затвора

Как видно из рисунков 2 и 3, применение разработанного, удобного при массовом производстве, способа электротренировки GaAs ПТШ прямым током затвора высокой плотности ($1 \cdot 10^4 - 5 \cdot 10^4$ А/см²), не только позволяет успешно выявлять наличие скрытых дефектов, но и в процессе этой проверки целенаправленно улучшать основные параметры СВЧ-транзистора: $K_{ш}$ и $K_{ур}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Селезнёв Б.И. СВЧ полевые транзисторы на арсениде галлия. Исследования, технология, параметры // Петербургская электроника. – 2005. – Вып. 3(44). – С. 4 – 12.
2. Китаев М.А., Оболенский С.В. Исследование надёжности полевых транзисторов с затвором Шоттки // Труды 3-го совещания по проекту НАТО Sfp-973799 Semiconductors. Нижний Новгород – 2003. – С. 275 – 284.

ВОПРОСЫ СИНТЕЗА АЛГОРИТМОВ ОБНАРУЖЕНИЯ МАНЕВРА И ОЦЕНИВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ ДВИЖЕНИЯ МАНЕВРИРУЮЩИХ ОБЪЕКТОВ

*В.И.Зарецкий., Д.И. Ступин.
ОАО «Концерн «РТИ Системы», г. Москва*

Проблема наблюдения объектов, которые меняют траекторию своего движения (по отношению к некоторой «регулярной» траектории, определяемой, например, законами баллистики) под воздействием управляющих ускорений, т.е. совершают маневр, является весьма актуальной для большого числа задач из области радиолокации, радионавигации и т.д. При этом зачастую принципиальной является задача обнаружения факта маневра, а не оценка его параметров. Можно считать очевидным, что если наблюдаемый объект совершает маневр, то для

информационных средств, обеспечивающих мониторинг воздушного и/или космического пространства, именно этот объект представляет наибольший интерес. Как правило, наличие маневра (в той или иной форме) связано с изменением обстановки в зоне действия информационного средства и, возможно, с изменением ситуации в тактическом, оперативно-тактическом или стратегическом масштабе.

С учетом широкого использования в задачах мониторинга воздушно-космического пространства радиолокационных станций наибольший интерес представляют алгоритмы обнаружения маневра объекта по результатам его радиолокационного наблюдения. В качестве информативных признаков используются как непосредственные измерения параметров на основе анализа и обработки радиолокационных сигналов, включая «тонкую» структуру сигналов, так и оценки параметров движения, получаемые на основе «сглаживания» траектории объекта.

Для определения факта маневра на внеатмосферном участке траектории используются измерения радиального ускорения объекта, получаемые на основе использования когерентных импульсных последовательностей, обеспечивающих высокую точность измерений. В качестве информативного признака маневра для работы метода и алгоритма на основе этого метода используются отклонения реально измеренных значений радиального ускорения от области значений, которые имеют место в случае баллистического движения объекта. Результаты экспериментальных работ по наблюдению маневрирующих объектов показали высокую надежность и информативность предлагаемых методов.

Алфавитный указатель

Адамова М.С.	163, 164
Аладышева Е.В.	137
Алексеев Ю.А.	176
Алисин В.В.	150
Антонов Д.А.	152
Астахов М.В.	146
Бажанов А.Г.	78
Бакулин М.А.	77, 78
Баранов Г.В.	87
Белов В.Ю.	87
Белов Д.И.	82
Беловолов М.И.	122, 133
Бирюков А.А.	153
Бичурин М.И.	184
Боев С.Ф.	3, 166
Боксимер М. Э.	3
Болдин М.С.	84
Болотов И.Н.	154
Большиков Ф.А.	3, 119
Борик М.А.	150
Брагин А.В.	175
Бутвина Л.Н.	123, 130
Бутусова Е.Н.	85, 86
Буфетов И.А.	161
Василевская Т.М.	93
Василенко Е.В.	178
Васильев В.В.	48
Васильева О.Ф.	49
Великанова Э.Ю.	132
Вельмискин В.В.	173
Вишнякова М.А.	150
Войцицкий В.П.	150
Воронцов Д.А.	153
Ворончихина М.Е.	138
Воронько Ю.К.	119, 120
Вызулин С.А.	148
Гаврушко В.В.	182
Гажулина А.П.	126
Галаган Б.И.	162
Гальчин С.Н.	149
Гейфман Е.М.	3, 94
Герасименко Н.Н.	154
Герасимов М.В.	137, 173

Голубьев А.В.	3
Горащенко Н.Г.	132, 138
Горин А.М.	174, 175
Горобинский А.В.	148
Горюнов В.А.	3, 128
Григорькин А.А.	31
Гришанова В.А.	41
Грозная Е.В.	42
Грунин А.Б.	37
Грязнов М.Ю.	81
Губина С.А.	42
Гурьянов А.Н.	3, 161
Гусев С.Н.	143, 144
Гуськов С.С.	91
Давыдова Н.М.	94
Демешова Т.С.	43
Демидов Е.С.	127
Демидов Е.С.	143
Демидов Е.С.	144
Денисов А.В.	38
Денисов Б.Н.	126, 177
Денисов С.А.	145
Денисова А.Г.	39
Денкер Б.И.	162
Дианов Е.М.	3, 123, 130, 161
Дмитрук Л.Н.	125
Драгутъ М.В.	186
Дунаевский С.М.	31
Евтеева И.Н.	3
Егорова А.Е.	131
Ермаков А.П.	142
Ермаков С.А.	142
Ершов А.А.	147
Ершов А.В.	147
Жариков Е.В.	119, 136
Желаннов А.В.	180
Жигалина О.М.	150
Завгороднев В.Н.	123, 130
Зарецкий В.И.	190
Зацарная А.С.	44
Зверев П.Г.	98
Зубков В.Г.	129
Зуев С.М.	83
Зюзин А.М.	3, 72, 73, 77, 78, 79
Иванов В.А.	124

Ионов А.С.	182
Каризин А.В.	82
Карпунин В.В.	45, 46, 47
Каштанова Е.А.	76, 83
Килейникова Е.Г.	162
Ким Е.Л.	75
Кокорева М.А.	34
Коньчев Д.А.	86
Конюшин А.В.	160
Копылов А.А.	149
Копылов В.И.	172
Королев А.П.	126
Коротков Е.В.	81
Корякова О.В.	129
Котков Д.Н.	85
Котков Д.Н.	86
Кревчик В.Д.	3, 14, 37, 38, 39, 40, 41, 42, 43
Кривулин Н.О.	81
Кудряшов Е.И.	42
Кузнецов С.Н.	147
Кузнецова Т.В.	44
Кулебякин А.В.	150
Куликов Л.А.	3
Курков А.С.	3, 156, 159, 160
Лабутина М.Л.	121
Лазарева О.П.	3
Лапшина М. А.	152
Ласткин В.А.	182
Лебедева Е.В.	148
Левашов А.В.	43
Левчук С.А.	143, 144
Леонидов И.И.	129
Лесников В.П.	143, 144
Лис Д.А.	119, 136
Личкова Н.В.	123, 130
Логинов Н.Н.	173
Логунов М.В.	173, 174, 175, 176
Ломонова Е.Е.	137, 150
Лопатин Ю.Г.	87, 172
Майоров А.И.	128
Майоров М.И.	128
Макаркин Н. П.	3
Малов А.В.	3
Маргулис В.А.	3, 33
Маркелов А.С.	92

Марков А.В.	75
Марычев М.О.	121, 124, 127, 131
Марычев М.О.	126
Мастин А.А.	74
Мелехин Н.В.	87
Миронов В.А.	33
Михайлов А.Н.	127
Мишкин В.П.	135
Моисеев Н.В.	3, 175
Москвичева А.В.	172
Мурадов В.Е.	76
Мягкова Ж.Д.	3
Нгуен В.Т.	118
Некоркин С.М.	153
Немудрякин В.В.	177
Нестеров В.Н.	44
Никитин Ф.С.	178
Нищев К.Н.	3, 162
Нохрин А.В.	84, 85, 86, 87
Онищенко А.М.	123, 130
Опаричев Е.Б.	96
Осико В.В.	3, 142
Охримчук А.Г.	123, 130
Павлов Д.А.	81
Панькин Н.А.	80, 88, 89, 90
Панькин Н.А.	3
Пархоменко Ю.Н.	154
Петрова О.Б.	125
Пименова А.Ю.	44
Подольский В.В.	143, 144
Попов А.В.	119, 125
Попов И.А.	160
Проскурня А.В.	132
Прошкин В.А.	40
Пукинский Ю.Ж.	184
Пятаев М.А.	35, 36
Радайкин В.В.	72, 79
Разумов А.В.	38, 39, 40, 41
Расковская И.Л.	117
Рассадин А.Э.	178
Ринкевичюс Б.С.	100, 118
Родин А.О.	146
Романов В.П.	186
Рудаков Ю.Н.	176
Рудин В.А.	41

Рыбин В.В.	83
Рябочкина П.А.	3, 73, 107, 119, 137
Сабаев С.Н.	72
Салкин Д.А.	73
Сафонов В.В.	38
Сверчков С.Е.	162
Светлов С.П.	145
Селезнёв Б.И.	186
Селезнев В.В.	146
Семенов М.Б.	18, 42
Семенцов Д.И.	93, 164
Семьянова О.А.	178
Скворцов А.А.	52, 76 82, 83, 149
Смирнов С.А.	162
Смоланов Н.А.	80, 88, 89, 90
Соболь А.А.	120
Соколова Т.Н.	160
Степанова И.В.	132
Ступин Д.Д.	3, 166, 176, 190
Субботин К.А.	119, 136
Сурат Л.Л.	129
Сурменко Е.Л.	99, 160
Сырьев Н.Е.	148
Сысоев Н.Н.	74
Таракина Н.В.	129
Тетельбаум Д.И.	127
Трофимова А.В.	37
Трушин В.Н.	75, 92
Трямкина Е.П.	3
Тютюнник А.П.	129
Ульянов С.Н.	35, 36
Умников А.А.	161
Ушаков С.Н.	3, 134, 137
Фаддеев М.А.	64
Федоров П.П.	125
Филатов Д.О.	152, 153
Филиппов С.А.	127
Фирстов С.В.	161
Фомин Н.Е.	3
Хвастунов Н.Н.	32
Хмара Е.Ф.	129
Хопин В.Ф.	161
Хромов М.Н.	134
Чалков В.Ю.	145
Чегуров М.К.	84

Черепанова Н.Ю.	41
Четвертакова О.Ф.	88, 89, 90
Чибиркин В.В.	94
Чувильдеев В.Н.	81, 84, 85, 86, 87, 172
Чугров И.А.	147
Чупрунов Е.В.	3, 75, 91, 92
Шаталов А.Ф.	122, 133
Шенгуров В.Г.	145
Шестаков А.В.	123, 130, 134
Шестакова И.А.	123, 130
Шиляев П.А.	81
Ширинская Е.С.	117
Шолохов Е.М.	159, 160
Шорохов А.В.	28, 32
Шотин С.В.	81
Шукшин В.Е.	120, 125, 150
Юдин В.А.	3
Янцен Н.В.	3, 77