

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

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

СБОРНИК ТРУДОВ
ЧЕТВЕРТОЙ МЕЖРЕГИОНАЛЬНОЙ МОЛОДЕЖНОЙ НАУЧНОЙ
ШКОЛЫ

Саранск, 5 – 7 октября 2005 г.

Саранск
Издательство Мордовского университета
2005

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- и оптоэлектроники: физические свойства и применение: Сб. тр. 4-й межрегион. молодежной науч. шк. Саранск, 5 – 7 окт. 2005 г. / Редкол.: К. Н. Нищев (отв. ред.) и др. – Саранск: Изд-во Мордов. ун-та, 2005. – 215с.

ISBN – 5 – 7103 – 0937 – 0

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

УДК 537.533.3:621.3.049.77

ББК В3

Научное издание

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

**Сборник трудов
межрегиональной молодежной научной школы**

Печатается с оригинал-макета авторов

Подписано в печать 29.09.05. 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, 2005

Сопредседатели:

Е. М. Дианов, директор Научного центра волоконной оптики при ИОФ РАН им. А.М. Прохорова, академик РАН

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

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

Заместители председателя:

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

М. Э. Боксимер, директор ООО "Саранскабель - Оптика"

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

Г. А. Максимов, проректор ННГУ им. Н. И. Лобачевского, профессор

Ученый секретарь:

П.А. Рябочкина, к.ф.м.н., доцент

Программный комитет

А.Н. Гурьянов	- чл.-корр. РАН, профессор, ИХВВ РАН, г. Н.Новгород (председатель)
Ю.К. Воронько	- д.ф.-м.н., профессор, ИОФ РАН, г. Москва
Е.М. Гейфман	- д.т. н., ОАО "Электровыпрямитель"
В.А. Горюнов	- д.ф.-м.н., профессор, МГУ им. Н.П. Огарева, г. Саранск
А.М. Зюзин	- д.ф.-м.н., профессор, МГУ им. Н.П. Огарева, г. Саранск
В.Д. Кривчик	- д.ф.-м.н., профессор, ПГУ, г. Пенза
В.И. Кременцов	- к.ф.-м.н., ОАО "Концерн РТИ Системы", г. Москва
Г.А. Максимов	- д.х.н., профессор, ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород
В.А. Маргулис	- д.ф.-м.н., профессор, МГУ им. Н.П. Огарева, г. Саранск
В.Б. Неуструев	- д.ф.м.н., в.н.с., ИОФ РАН, г. Москва
Д.Д. Ступин	- к.т.н., ОАО "Концерн РТИ Системы", г. Москва
А. А. Соболев	- к.ф.-м.н., в.н.с., ИОФ РАН, г. Москва
С. Н. Ушаков	- к.ф.-м.н., в.н.с., ИОФ РАН, г. Москва
Н.Е. Фомин	- к.ф.-м.н., профессор, МГУ им. Н.П. Огарева, г. Саранск
Е.В. Чупрунов	- д.ф.-м.н., профессор, ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород
Н.С. Шевяхов	- к.ф.-м.н., в.н.с., УО ИРЭ, г. Ульяновск

Локальный комитет

А.В. Голубьев - председатель

О.А. Вельмискина

Л.А. Куликов

А.В. Малов

Н.В. Моисеев

Ж.Д. Мягкова - секретарь

М.И. Новопольцев

Н.А. Панькин

Е.Н. Четвергова

В.А. Юдин

СОДЕРЖАНИЕ

	С.
ЭЛЕКТРОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В НАНОСТРУКТУРАХ И НАНОТЕХНОЛОГИИ	16
Лекции	
НАУЧНО-ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫЙ ЦЕНТР "ФИЗИКА ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ НАНОСТРУКТУР" НИЖЕГОРОДСКОГО УНИВЕРСИТЕТА О.Н. Горшков <i>НИФТИ при ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	17
УПРАВЛЯЕМОЕ ДИССИПАТИВНОЕ ТУННЕЛИРОВАНИЕ В СИСТЕМАХ С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ: ФИЗИЧЕСКИЙ И БИОЛОГИЧЕСКИЙ АСПЕКТ ПРОБЛЕМЫ М. Б. Семенов <i>Пензенский государственный университет, Пенза</i>	22
ДВИЖУЩИЕСЯ ГРАНИЦЫ: НОВЫЕ АСПЕКТЫ ФИЗИКИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН Ю.В. Гуляев¹, С.Н. Марышев², Н.С. Шевяхов³ <i>¹ИРЭ РАН, г. Москва, ²МФТИ, г. Долгопрудный, ³УО ИРЭ РАН, г. Ульяновск</i>	27
Доклады	
ВЛИЯНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ОКРУЖЕНИЯ НА СПЕКТР ПРИМЕСНОГО МАГНИТООПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В СТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ПРОВОЛОКАМИ В. Д. Кревчик, Е.Н. Калинин, С.В. Яшин <i>Пензенский государственный университет, Пенза</i>	28
О ЛОКАЛИЗОВАННЫХ СОСТОЯНИЯХ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ СПЕКТРЕ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ С Т ₃ -РЕШЕТКОЙ Е.Н. Гришанов <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск</i>	29
ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА Т ₃ СЕТИ, ПОМЕЩЕННОЙ В МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В.В. Демидов <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск</i>	30
МАГНИТООПТИКА МНОГОЯМНЫХ КВАНТОВЫХ СТРУКТУР С D ⁽⁻⁾ ЦЕНТРАМИ В. Д. Кревчик, А.Б. Грунин, В.В.Евстифеев <i>Мордовский государственный университет имени Н. П. Огарева, Саранск</i>	31
ПОПРАВКИ К ТОЧЕЧНЫМ ПОТЕНЦИАЛАМ, УСТРАНЯЮЩИМ АНОМАЛИЮ В ДВУМЕРНОМ СЛУЧАЕ В.А. Гейлер, Д. А. Иванов <i>Мордовский государственный университет имени Н.П. Огарева, Саранск</i>	32
НЕЛИНЕЙНЫЕ МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КВАЗИНУЛЬМЕРНЫХ СИСТЕМ С ПРИМЕСНЫМИ ЦЕНТРАМИ В.Д. Кревчик, А.Б. Грунин, С.В. Яшин <i>Пензенский государственный университет, г. Пенза</i>	33

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ И УПРУГИХ СВОЙСТВ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК	34
О.Е. Глухова, О.А. Терентьев <i>Саратовский госуниверситет им. Н.Г. Чернышевского, г. Саратов</i>	
ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КВАЗИНУЛЬМЕРНЫХ СТРУКТУР С $D_2^{(-)}$ – И $D_3^{(-)}$ -ЦЕНТРАМИ	35
В.Д. Кревчик, А.Б. Грунин, А.В. Разумов <i>Пензенский государственный университет, г. Пенза</i>	
ОПТИЧЕСКИЕ ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ ПЕРЕХОДЫ В КРЕМНИЕВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ	36
В.А. Беляков, В.А. Бурдов <i>Нижегородский государственный ун-т им. Н.И. Лобачевского, г. Н.Новгород</i>	
РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ НА КРАЕВОЙ ДИСЛОКАЦИИ В МИКРО-ОКРУЖЕНИИ С ПАРАБОЛИЧЕСКИМ ПОТЕНЦИАЛОМ КОНФАЙНМЕНТА	37
В.Д. Кревчик, А.А. Киндаев <i>Пензенский государственный университет, г. Пенза</i>	
МЕЖСЛОЕВАЯ ОБМЕННАЯ СВЯЗЬ И КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПЛЁНОЧНЫХ МАГНИТНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ	38
А.С. Самардак, Л.А. Чеботкевич <i>Дальневосточный государственный университет, г. Владивосток</i>	
ОСБЕННОСТИ СПЕКТРА ДВУХФОТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В МИКРОСУЖЕНИИ С $D_2^{(-)}$ -ЦЕНТРОМ	39
В.Д. Кревчик, А.А. Марко, С.В. Яшин <i>Пензенский государственный университет, г. Пенза</i>	
РАСЧЕТ ФОТОННОЙ ЗОННОЙ СТРУКТУРЫ ДЕФЕКТНЫХ СЛОИСТЫХ ОПТИЧЕСКИХ СРЕД В РАМКАХ МОДЕЛИ СУПЕРЯЧЕЙКИ	40
Е.В. Панитков, Ю.К. Тимошенко <i>Воронежский государственный университет, г. Воронеж</i>	
ОПИСАНИЕ РАЗМЕРНО-КВАНТОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ В УЛЬТРА-ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ МЕТОДОМ СИЛЬНОЙ СВЯЗИ	41
С.А. Лесин, О.Б. Томилин <i>Мордовский государственный университет имени Н.П. Огарева, Саранск</i>	
ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭНЕРГИИ ПАЙЕРЛСА-НАБАРРО В ДЕФОРМИРУЕМЫХ КРИСТАЛЛАХ	42
А.В. Тележников, И.Л. Максимов <i>Нижегородский государственный ун-т им. Н.И.Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	
ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В НАНОКОМПОЗИЦИОННЫХ ПЛЁНОЧНЫХ СТРУКТУРАХ	43
С.А. Вызулин, И.С. Смаглюков <i>Кубанский государственный университет, г. Краснодар</i>	
МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЛЕГИРОВАННЫХ КВАНТОВЫХ НИТЕЙ С КЕЙНОВСКИМ ЗАКОНОМ ДИСПЕРСИИ	44
В.Д. Кревчик, Р.В. Калинин, А.И. Иванов <i>Пензенский государственный университет, г. Пенза</i>	
АКУСТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК В ТРЕХМЕРНОМ КВАНТОВОМ СУЖЕНИИ	45
И.А. Кокурин <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i>	

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОЛЕКУЛЯРНОГО ИОНА $D_2^{(-)}$ В КВАНТОВОЙ ЯМЕ	46
В.Д. Кревчик, А.Б. Зайцев, В.В. Евстифеев <i>Пензенский государственный университет, г. Пенза</i>	
ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КВАНТОВОМ КАНАЛЕ	47
В.В. Карпунин <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i>	
ПРЫЖКОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ПО ПРИМЕСИ В КВАНТОВОЙ ЯМЕ В МОДЕЛИ "ЖЕСТКИХ СТенок"	48
В.Д. Кревчик, С.Е. Игошина, Л.Н. Туманова, Е.Ю. Самофалова <i>Пензенский государственный университет, г. Пенза</i>	
ТЕРМОЭДС НАНОЦИЛИНДРА С ПРИСОЕДИНЕННЫМИ ОДНОМЕРНЫМИ ПРОВОДНИКАМИ	49
А.С. Панкратов, М.А. Пятаев <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i>	
НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫЕ ПЛЕНКИ ФЕРРИТ-ГРАНАТОВ ДЛЯ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ НОСИТЕЛЕЙ ИНФОРМАЦИИ	50
П.М. Малышев, М.В. Герасимов, М.В. Логунов, Н.В. Моисеев <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i>	
МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА $D_2^{(-)}$ –ЦЕНТРА В МИКРОСУЖЕНИИ	51
В.Д. Кревчик, А.А. Марко, В.А. Прошкин <i>Пензенский государственный университет, г. Пенза</i>	
ДИССИПАТИВНОЕ ТУННЕЛИРОВАНИЕ В СИСТЕМАХ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК (КВАНТОВЫХ МОЛЕКУЛАХ)	52
В.Д. Кревчик, М.Б. Семенов, В.Г. Майоров, Е.И. Кудряшов, Р.В. Зайцев, Е.В. Щербакова, Е.В. Кучумов <i>Пензенский государственный университет, г. Пенза</i>	
ГИБРИДНО-ПРИМЕСНЫЙ РЕЗОНАНС В ТРЕХМЕРНОЙ АНИЗОТРОПНОЙ ПРОВОЛОКЕ	53
Н.Ф. Павлова <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i>	
АКУСТООПТИЧЕСКИЙ ТОК В КВАНТОВОЙ ПРОВОЛОКЕ С УЧЕТОМ РАССЕЯНИЯ НА ТОЧЕЧНОЙ ПРИМЕСИ	54
И.А. Кокурин <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i>	
ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ПЛЕНOK GAAS:Mn МЕТОДОМ МАГНИТНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ	55
Е.И. Малышева, Д.И. Филатов <i>Нижегородский государственный ун-т им. Н.И.Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	
СПЕКТРЫ МЕЖЗОННОГО ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В СВЯЗКАХ ОДНОСТЕННЫХ НАНОТРУБОК ИЗ НИТРИДА БОРА	56
О.В. Бояркина, Е.Е. Мурюмин, Л.В. Фомина <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i>	

ВЛИЯНИЕ ПЕРИОДА И ОТЖИГА НА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ МНОГОСЛОЙНЫХ НАНОПЕРЕОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР α -Si/Al ₂ O ₃	57
<i>А.А. Трухин, А.В. Ершов, И.А. Казанцева</i>	
<i>Нижегородский государственный ун-т им. Н.И.Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	
МАГНИТНЫЕ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОКОМПОЗИТОВ ФЕРРОМАГНЕТИК-СЕГНЕТОЭЛЕКТРИК	58
<i>В.А. Вызулин, В.Е. Буравцова, А.А. Дмитриев, С. Пхонгхирун</i>	
<i>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва</i>	
МАГНИТНОЕ И СТРУКТУРНОЕ СОСТОЯНИЕ Fe-Co КАТАЛИЗАТОРА ОКИСЛИТЕЛЬНОГО ДЕГИДРИРОВАНИЯ БУТЕНОВ В ДИВИНИЛ	59
<i>Ю.В. Максимов¹, А.В. Голубьев², Г.И. Килейников², Е.Н. Лютова², К.Н. Нищев²</i>	
¹ <i>Институт химической физики РАН</i>	
² <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i>	
ОСОБЕННОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА КОМПЛЕКСА A ⁺⁺ e В КВАНТОВОЙ ЯМЕ В АДИАБАТИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ	60
<i>В.Д. Кривчик А.В. Левашов, А.В. Артамонов</i>	
<i>Пензенский государственный университет, г. Пенза</i>	

МАТЕРИАЛЫ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ 61

Лекции

ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ШИРОКОЗОННЫХ ПОЛУ- ПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ В СОВРЕМЕННОЙ ЭЛЕКТРОНИКЕ	62
<i>Е.М. Гейфман, В.В. Чибиркин, Н.А. Гарцев, Н.А. Арискин</i>	
<i>ОАО "Электровыпрямитель", г. Саранск</i>	
МОДИФИКАЦИЯ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКЕ	67
<i>Л.Б. Беграмбеков</i>	
<i>МИФИ, г. Москва</i>	
РЕНТГЕНОДИФРАКЦИОННЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ АТОМНОЙ СТРУКТУРЫ ВЕЩЕСТВА	68
<i>Е.В. Чупрунов</i>	
<i>Нижегородский государственный ун-т им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	
ДИНАМИЧЕСКАЯ ДИФРАКЦИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ В НЕОДНОРОДНЫХ КРИСТАЛЛАХ	73
<i>М.А. Фаддеев</i>	
<i>Нижегородский государственный ун-т им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	

Доклады

СВОЙСТВА ИОННО-СИНТЕЗИРОВАННЫХ АМОРФНО-КРИСТАЛЛИЧЕ- СКИХ СЛОЕВ КРЕМНИЯ	81
<i>Ю.А. Менделева, Д.И. Тетельбаум</i>	
<i>Нижегородский государственный ун-т им. Н.И.Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	
2D- МОДЕЛИРОВАНИЕ ОДНОКОМПОНЕНТНЫХ ПЛЕНОК	82
<i>Н.А. Панькин, Н.А. Смоланов</i>	
<i>Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарева, г. Саранск</i>	

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК Ni_xSi_{1-x} и Hf_xSi_{1-x} на HfO_2/SiD <i>А. Савельев, Д.А. Антонов, Д.О. Филатов, Е.С. Демидов</i> <i>Нижегородский государственный ун-т им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	83
МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОЙ ДИФРАКЦИИ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ В НЕОДНОРОДНО ДЕФОРМИРОВАННЫХ МОНОКРИСТАЛЛАХ <i>Я.М. Мацкевич</i> <i>Нижегородский государственный ун-т им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	84
ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СПЕКТРОВ СВР В ПЛЕНКАХ ФЕРРИТ-ГРАНАТОВ С ТОЧКОЙ КОМПЕНСАЦИИ МАГНИТНОГО МОМЕНТА. <i>М.А. Бакулин, А.М. Зюзин</i> <i>Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарева, г. Саранск</i>	85
УЧЕТ ВЛИЯНИЯ НАГРЕВА КРИСТАЛЛА НА ДИФРАКЦИЮ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТИВНЫХ УЗЛОВ ОБРАТНОЙ РЕШЕТКИ <i>А.В. Марков, М.А. Фаддеев</i> <i>Нижегородский государственный ун-т им. Н.И.Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	86
ЗАРОЖДЕНИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ФАЗЫ В АМС <i>Е.М. Кириндясов, В.М. Кяшкин</i> <i>Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарева</i>	88
ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК TiN И ОПЫТ ИХ ПРИМЕНЕНИЯ В КАБЕЛЬНОМ ПРОИЗВОДСТВЕ <i>Н.А. Панькин¹, Н.А. Смоланов¹, А.В. Бузлаев²</i> ¹ Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарева, ² ОАО "Саранскабель"	89
УПАКОВОКИ ИКОСАЭДРОВ И ПЕНТАГОНДОДЕКАЭДРОВ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ ОПИСАНИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУР <i>Д.А. Смирнов, Е.В. Чупрунов</i> <i>Нижегородский государственный ун-т им. Н.И.Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	<u>90</u>
НАВЕДЕНИЕ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ В ПЛЕНКАХ $Co/Cu/Co$ С СИЛЬНОЙ КОСВЕННОЙ ОБМЕННОЙ СВЯЗЬЮ <i>Ю.П. Иванов, А.В. Огнев, П.А. Чеботкевич</i> <i>Дальневосточный государственный университет, г. Владивосток</i>	<u>91</u>
МЕТОДИКА РАСЧЕТА ОГРАНКИ КРИСТАЛЛА ПО ЕГО АТОМНОЙ СТРУКТУРЕ <i>С.С. Гуськов, М.А. Фаддеев</i> <i>Нижегородский государственный ун-т им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	<u>92</u>
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ БОЛЬШИХ УРОВНЕЙ СВЧ-МОЩНОСТИ <i>А.Н. Комов, А.А. Колесникова, Л.В. Курганская, А.В. Щербак</i> <i>Самарский государственный университет, г. Самара</i>	<u>93</u>
УГЛОВЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ШИРИНЫ ЛИНИИ МОД СПИН-ВОЛНОВОГО РЕЗОНАНСА В МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ С ДИССИПАТИВНЫМ И СМЕШАННЫМ МЕХАНИЗМАМИ ЗАКРЕПЛЕНИЯ СПИНОВ <i>А.Г. Бажанов</i> <i>Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарева, г. Саранск</i>	<u>94</u>

ЗАРОДЫШЕОБРАЗОВАНИЕ И РОСТ КРЕМНИЕВЫХ СЛОЕВ НА САПФИРЕ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ С.А. Денисов, Е.В. Коротков, В.Ю. Чалков, В.Г. Шенгуров <i>Нижегородский государственный ун-т им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	<u>95</u>
РЕНТГЕНОГРАФИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭВОЛЮЦИИ СТРУКТУРЫ МИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ К.В. Грешинова <i>Нижегородский государственный ун-т им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	<u>96</u>
РАСЧЕТ ЗАВИСИМОСТИ ШИРИНЫ ЛИНИЙ МОД СПИН-ВОЛНОВОГО РЕЗОНАНСА ОТ ТОЛЩИНЫ СЛОЯ ЗАКРЕПЛЕНИЯ В ДВУХСЛОЙНЫХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ А.М. Зюзин, С.Н. Сабаев, М.А. Бакулин <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i>	<u>97</u>
О ГЕОМЕТРИЧЕСКОМ АСПЕКТЕ РАСПРОСТРАНЕННОСТИ ГРУПП СИММЕТРИИ КРИСТАЛЛОВ Н.В. Сомов, Е.В. Чупрунов <i>Нижегородский государственный ун-т им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	<u>98</u>
ВЛИЯНИЕ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПАРАМАГНИТНЫХ СПЛАВОВ К.Н. Нищев, К.В. Саврасов <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск</i>	<u>99</u>
ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ РАСПАДА ПЕРЕСЫЩЕННОГО ТВЕРДОГО РАСТВОРА В МИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ХРОМОВОЙ БРОНЗЕ Н.В. Мелехин, Ю.Г. Лопатин <i>Нижегородский государственный ун-т им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	<u>100</u>
ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССА ДЕФОРМАЦИОННОГО СТАРЕНИЯ НА СТРУКТУРУ И ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОНСТРУКЦИОННЫХ МОЛОЛЕГИРОВАННЫХ СТАЛЕЙ А.С. Михайлов, А.В. Нохрин, В.Н. Чувильдеев <i>Нижегородский государственный ун-т им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	<u>101</u>
ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЛЕГИРОВАНИЯ НА ТЕМПЕРАТУРУ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ МЕТАЛЛОВ А.В. Щавлева <i>Нижегородский государственный ун-т им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	<u>102</u>
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЛИТОГО И МИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ЗАЭВТЕКТИЧЕСКОГО Al-Si СПЛАВА МЕТОДОМ МИКРОТВЕРДОСТИ С.В. Шотин <i>Нижегородский государственный ун-т им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	<u>103</u>
ФАЗОВАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ ДЖОЕФСОНОВСКИХ КОНТАКТОВ ИЗ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ В РЕЗОНАТОРЕ ФАБРИ-ПЕРО Д.М. Дружнов, Е.С. Демидов, А.М. Клушин <i>Нижегородский государственный ун-т им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород</i>	<u>104</u>
СПЕКТРЫ ПРОПУСКАНИЯ И ОТРАЖЕНИЯ ДЕФЕКТНЫХ СЛОИСТЫХ УПОРЯДОЧЕННЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ КРЕМНИЯ М.В. Фиров, В.А. Шунина <i>Воронежский государственный университет, г. Воронеж</i>	<u>105</u>

МОДИФИКАЦИЯ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ В ОПТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ И ЗАПИСЬ ВОЛНОВОДОВ 127

А. Г. Охримчук

Научный центр волоконной оптики при ИОФ РАН, г. Москва

Доклады

СТРУКТУРА АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ И МОДОВЫЙ СОСТАВ ДВУХЧАСТОТНОГО ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА НА ОСНОВЕ ТРЕХ 128
InGaAs/GaAs/InGaP КВАНТОВЫХ ЯМ

В.П. Мишкин¹, Г.А.Максимов², Д.О. Филатов²

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

² *Нижегородский государственный ун-т им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород*

ИССЛЕДОВАНИЕ СИСТЕМЫ Na₂O-BaO-B₂O₃, ИСПОЛЬЗУЕМОЙ ДЛЯ РОСТА 129
МОНОКРИСТАЛЛОВ ВВО, МЕТОДАМИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ
СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЙЯНИЯ СВЕТА (ВКРС)

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

Научный Центр Лазерных Материалов и Технологий Института Общей физики имени А.М. Прохорова Российской Академии Наук, Москва

ВЛИЯНИЕ КИНЕТИКИ ЭЛЕМЕНТОВ РЕЗИСТОРНОГО ОПТРОНА НА 130
КОЭФФИЦИЕНТ ПЕРЕДАЧИ

Б.Н. Денисов, Н.А. Кучаев

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

ГЕНЕРАЦИЯ УВ В КРИСТАЛЛАХ ZrO₂-Y₂O₃ В УСЛОВИЯХ 131
ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ НАКАЧКИ

М.А. Вишнякова¹, Е.Е. Ломонова¹, А.М. Онищенко², С.Н. Ушаков¹,

М.Н. Хромов³, А.В. Шестаков²

¹ *НЦ ЛМ и Т при ИОФ РАН им. А.М. Прохорова*

² *Научно-производственный центр "ЭЛС-94", г. Москва*

³ *МГИЭМ*

СЕЛЕКТИВНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ КРИСТАЛЛОВ КАЛЬЦИЙ-НИОБИЙ- 132
ГАЛЛИЕВОГО ГРАНАТА, АКТИВИРОВАННОГО ИОНАМИ УВ

Ю.К. Воронько, Д.А. Лис, А.В. Попов, А.А. Соболев, К.А. Субботин, С.Н. Ушаков

Научный центр лазерных материалов и технологий ИОФ РАН

им. А.М. Прохорова, г. Москва

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ИОНОВ ND³⁺ В СТЕКЛОКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ 133
МАТЕРИАЛЕ НА ОСНОВЕ БОРАТОВ РЗЭ

О.Б. Петрова, Ю.К. Воронько, С.С. Галактионов, Л.Н. Дмитрук, А.В. Попов

Научный центр лазерных материалов и технологий ИОФ РАН

им. А.М. Прохорова, г. Москва

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

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КРИСТАЛЛОВ СО 134
СТРУКТУРОЙ ГРАНАТА, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ ER³⁺

А.В. Малов¹, К.Н. Нищев¹, П.А. Рябочкина¹, С.Н. Ушаков²

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

² *Научный центр лазерных материалов и технологий при ИОФ РАН*

им. А.М. Прохорова, г. Москва.

ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ ГЕНЕРАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ НА КИНЕТИКУ ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАНАРНЫХ МДПДМ-СТРУКТУР	135
<i>Е.М. Бибанина, Б.Н. Денисов</i>	
<i>Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарева, г. Саранск</i>	
ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ И ПРОЦЕССОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИОНОВ Tm^{3+} В КРИСТАЛЛАХ СО СТРУКТУРОЙ ГРАНАТ	136
<i>Ф.А. Больщиков¹, А.В. Попов², П.А. Рябочкина¹, С.Н. Ушаков²</i>	
¹ <i>Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарева, г. Саранск</i>	
² <i>Научный центр лазерных материалов и технологий при ИОФ РАН</i> <i>им. А.М. Прохорова, г. Москва</i>	
РОСТ И СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ $Yb^{3+}:NaGd(MoO_4)_2$ И $Yb^{3+}:NaLa(MoO_4)_2$	137
<i>Д.А. Лис, К.А. Субботин, Е.В. Жариков, С.Н. Ушаков</i>	
<i>Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва</i>	
МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ ОСВЕЩЕНИИ ШИРОКОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ	138
<i>В.И. Беглов, Б.Н. Денисов, Е.В. Никишин</i>	
<i>Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарева, г. Саранск</i>	
ФОТОЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА ПОВЕРХНОСТНЫХ ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ МАГНИЯ С БАРИЕМ	139
<i>И. Бурибаев, Н.А. Нурматов, Н. Талипов, М.А. Аскарлов</i>	
<i>Национальный Университет Узбекистана им. М.Улугбека, Ташкент</i>	
ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МАТЕРИАЛА И КОНСТРУКЦИИ ЭЛЕКТРОДА НА ТОК ВЗРЫВНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ	140
<i>В.А. Горюнов¹, А.М. Майоров¹, М.И. Майоров¹, В.В. Родченкова²</i>	
¹ <i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, г. Саранск</i>	
² <i>Российский государственный университет "МАТИ" им. К.Э. Циолковского,</i> <i>г. Москва</i>	
ФОРМИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИ АКТИВНЫХ ОКСИДНЫХ ФАЗ ПЕРЕХОДНЫХ И ТЯЖЁЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В ПОРИСТОМ КРЕМНИИ	141
<i>И.С. Белорунова, Е.С. Демидов, В.В. Карзанов, Н.Е. Демидова</i>	
<i>ННГУ им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород</i>	
МИКРОПОЛОСКОВЫЕ ЛИНИИ НА ФОТОРЕЗИСТИВНЫХ СТРУКТУРАХ.	142
<i>Д.К. Нарайкин, С.С. Поелуев, В.И. Беглов, Б.Н. Денисов</i>	
<i>Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, г. Саранск</i>	
ВОЛОКОННАЯ ОПТИКА	143
Лекции	
ФАЗОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ВОЛОКОННЫЙ РЕФЛЕКТОМЕТР ДЛЯ РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ДАТЧИКОВ ВНЕШНЕГО ВОЗДЕЙСТВИЯ	144
<i>А.С. Курков, В.М. Парамонов</i>	
<i>Научный центр волоконной оптики при ИОФ РАН, г. Москва</i>	

ОПТИЧЕСКИЕ СЕТИ СВЯЗИ XXI ВЕКА Е.А. Наний <i>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва</i>	148
Доклады	
МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫЕ СВЕТОВОДЫ. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА И ПРИМЕНЕНИЯ А. Ф. Косолапов <i>Научный центр волоконной оптики при Институте общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук</i>	149
НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫЕ ИНФРАКРАСНЫЕ СВЕТОВОДЫ НА ОСНОВЕ ГАЛОГЕНИДОВ СЕРЕБРА В.П. Пилюгин¹, Л.В. Жукова², В.В. Жуков², И.В. Примеров², А.И. Чазов² ¹ <i>Институт физики металлов УРО РАН, г. Екатеринбург</i> ² <i>Уральский государственный технический университет, г. Екатеринбург</i>	150
ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНОГО ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ МЕЖДУ ИОНАМИ Yb^{3+} И Tm^{3+} В ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ А. Н. Абрамов¹, А.Н. Гурьянов², Е.М. Дианов³, А.С. Курков³, К.Н. Нищев¹, П.А. Рябочкина¹ ¹ <i>Мордовский государственный университет имени Н.П. Огарева, Саранск</i> ² <i>Институт химии высокочистых веществ РАН, Н. Новгород</i> ³ <i>Научный центр волоконной оптики при ИОФ РАН им. А.М. Прохорова, Москва</i>	151
ДЕФЕКТНЫЕ ГАЛОГИДСЕРЕБРЯНЫЕ КРИСТАЛЛЫ ДЛЯ ИФРАКРАСНОЙ ВОЛОКОННОЙ ОПТИКИ Л.В. Жукова, В.В. Жуков, Н.К. Булатов, А.С. Корсаков, А.И. Чазов. <i>Уральский государственный технический университет, г. Екатеринбург</i>	152
ПОВЫШЕНИЕ КАЧЕСТВА СИСТЕМ СВЯЗИ НА ОСНОВЕ ЛАЗЕРОВ С ПРЯМОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ М.А. Величко, А.А. Сусьян <i>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва</i>	153
ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ ИЗГИБНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ В ОДНОМОДОВЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ К.Н. Нищев, С.А. Смирнов, С.В. Фирстов <i>Мордовский государственный университет имени Н.П. Огарева, Саранск</i>	154
ОТЖИГ УПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ ИНДУЦИРОВАННЫХ УФ ИЗЛУЧЕНИЕМ В СЕРДЦЕВИНЕ GERMANOSILICATНЫХ СВЕТОВОДОВ А.С. Божков, С.А. Васильев, О.И. Медведков, Е.М. Дианов, Ф. Дюрр, Х.Г. Лимбергер, Р.П. Салате <i>НЦ ВО при ИОФ РАН им. А.М. Прохорова</i>	155
ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ПОТЕРЬ В ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ВОЛОКНАХ С ЗАПРЕЩЕННОЙ ФОТОННОЙ ЗОНОЙ Е.Г. Павлова <i>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва</i>	156

Лекции

ПЕРСПЕКТИВЫ СОЗДАНИЯ НАУЧНО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЙ
"ПЛОЩАДКИ" ОАО "Концерн РТИ Системы" В САРАНСКЕ 158
С.Ф. Боев, Д.Д. Ступин
ОАО "Концерн РТИ Системы", г. Москва

ВВЕДЕНИЕ В ТЕОРИЮ КВАНТОВОЙ ИНФОРМАЦИИ 159
В.Д. Кревчик
Пензенский государственный университет, г. Пенза

Доклады

ВОЗМОЖНОСТИ ВЫСОКОТОЧНОГО ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛОЖЕНИЯ И 168
СКОРОСТИ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ КОСМОНАВТА ОТНОСИТЕЛЬНО
ОРБИТАЛЬНОЙ СТАНЦИИ В ОТКРЫТОМ КОСМОСЕ
С.В. Зарецкий, Д.Д. Ступин
ОАО "Концерн РТИ Системы", г. Москва

АДАПТАЦИЯ ОБНАРУЖИТЕЛЕЙ С ПУЛТ ПРОЦЕССОРОМ В УСЛОВИЯХ 169
НЕОДНОРОДНЫХ ПОМЕХ
К.А. Бодров
ОАО "Корпорация Фазотрон-НИИР", г. Рязань

ЭХО-КОМПЕНСАЦИЯ В СОВРЕМЕННЫХ СИСТЕМАХ СВЯЗИ 170
Е.П. Кузнецов
Рязанская государственная радиотехническая академия, г. Рязань

АНАЛИЗ ШУМОВ ИМС ДЛЯ АКТИВНОЙ КАТУШКИ СЛУХОВОГО 171
АППАРАТА
В.П. Падеров, К.А. Бойков
Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарева, г. Саранск

УВЕЛИЧЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ПЕРЕДАЧИ ИМС ИСТОКОВОГО 172
ПОВТОРИТЕЛЯ
С.В. Никитанов, В.П. Падеров
Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарева, г. Саранск

ПОСТРОЕНИЕ ОПТИМАЛЬНЫХ БАНКОВ ФИЛЬТРОВ 173
Е.И. Гусинская
Рязанская государственная радиотехническая академия, г. Рязань

ВОЗМОЖНОСТИ АЭРОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ 174
В.М. Бардин, Н.Н. Беспалов
Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарева, г. Саранск

СТРОБОСКОПИЧЕСКАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ 177
НАНОСЕКУНДНЫХ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ
А.И. Агафонов, М.В. Герасимов, М.В. Логунов, П.М. Малышев,
А.Н. Чалдышкин
Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, г. Саранск

СИСТЕМЫ МУЛЬТИМЕДИЙНОГО ВЕЩАНИЯ В РАМКАХ 178
ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННЫХ СЕТЕЙ
А.В. Афанасьев, В.Г. Дудко

<i>Московский Государственный Технический Университет им. Н.Э. Баумана</i>	
ОПТИМИЗАЦИЯ ИМС С СИСТЕМОЙ АРУ ДЛЯ СЛУХОВОГО АППАРАТА	179
<i>Д.В. Владимиров, В.П. Падеров</i>	
<i>Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарева, г. Саранск</i>	
БЛОК УПРАВЛЕНИЯ И КОНТРОЛЯ АППАРАТУРЫ СЛЕЖЕНИЯ ЗА ВОЗДУШНЫМ ПРОСТРАНСТВОМ	181
<i>А.А. Ломов, А.В. Кожин</i>	
<i>ОАО "Научно-производственный комплекс Научно-исследовательский институт дальней радиосвязи" (ОАО "НПК НИИДАР") г. Москва</i>	
ИЗМЕРЕНИЕ ОТКЛОНЕНИЯ ЧАСТОТЫ ИСКАЖЕННОГО НАПРЯЖЕНИЯ ПРОМЫШЛЕННЫХ СЕТЕЙ	182
<i>А. А. Аббакумов, С.А. Федосин</i>	
<i>Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарева, г. Саранск</i>	
ХРОНИКА	183
МНШ-2004. ФОТООТЧЕТ	184
АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ	186

**ЭЛЕКТРОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ
В НАНОСТРУКТУРАХ
И НАНОТЕХНОЛОГИИ**

НАУЧНО-ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫЙ ЦЕНТР «ФИЗИКА ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ НАНОСТРУКТУР» НИЖЕГОРОДСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

Горшков О.Н.

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

Новгород

В сообщении представлены материалы о деятельности Научно-образовательного центра «Физика твердотельных наноструктур» (НОЦ ФТНС) ННГУ, который был создан в 1998 г. в рамках пилотного проекта совместной российско-американской программы «Фундаментальные исследования и высшее образование (BRNE)» Министерства образования РФ и Фонда гражданских исследований и разработок США (CRDF).

Главная цель центра – поддержка и развитие фундаментальных исследований, повышение качества образования на физическом факультете ННГУ, интеграция научных исследований и образования в Университете и в институтах РАН. На примере настоящего пилотного проекта были отработаны механизмы создания Научно-образовательных центров в университетах России в рамках Программы BRNE.

Основные задачи, которые решает центр:

- фундаментальные и прикладные исследования в одном из приоритетных направлений развития науки – в области новых материалов со структурой нанометрового масштаба.
- развитие новых форм организации учебного процесса на базе научных исследований, инновационных форм обучения; вовлечение талантливых студентов и аспирантов в актуальные научные исследования высокого уровня с целью подготовки высококвалифицированных специалистов.

НОЦ является также центром коллективного пользования, в котором созданы лаборатории, укомплектованные уникальным оборудованием:

- сверхвысоковакуумный комплекс для исследования морфологии, атомной структуры и химического состава поверхности твердых тел Multiprobe S производства фирмы Omicron VakuumPhysik GmbH (Германия), включающий сканирующий туннельный/атомно-силовой микроскоп, Оже-спектрометр, растровый электронный микроскоп, растровый Оже-микроскоп (с латеральным разрешением до 20 нм).
- универсальный туннельный/атомно-силовой/оптический ближнепольный микроскоп TMX-2100 Accurex/Aurora (исследование топографии и свойств поверхностей твердых тел на воздухе) производства компании ToroMetrix (США).
- сканирующий зондовый микроскоп Solver-Bio производства компании NT-MDT (Россия) для исследований в области клеточной и молекулярной биологии.

- лаборатория оптической спектроскопии, оснащенная современным оборудованием для оптической трансмиссионной /абсорбционной, люминесцентной и фотоэлектрической спектроскопии твердых тел и твердотельных наноструктур.

В настоящее время научная программа центра связана с выполнением исследований в приоритетных направлениях науки и технологии:

- развитие методов СЗМ исследований наноструктурированных кристаллических и неупорядоченных полупроводниковых материалов;
- формирование и исследование оптических и электрических свойств, спин-поляризованной инжекции и спин-ориентированного туннелирования наноразмерных структур на основе полупроводниковых соединений A^3B^5 поверхности, полученных методом самоорганизованного роста;
- формирование нанокластеров в материалах на основе слоев диэлектриков и полупроводников (SiO_2 , GeO_2 , Al_2O_3 , $ZrO_2(Y)$, Si) ионно-лучевым методом и исследование их оптических и электронных свойств;
- исследование морфологии поверхности, структуры и электрических свойств тонких эпитаксиальных слоев кремния, а также гетероструктур с самоорганизованными нанокластерами $GeSi/Si$, полученных методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии;
- разработка принципов и методов дизайна границ зерен для низкотемпературной сверхпластичности нанокристаллических металлов и сплавов.

Методами сканирующей зондовой микроскопии проводятся также исследования в области биологии и медицины, связанные с изучением структурных особенностей мембран бактерий, клеток высших растений, животных и человека.

Приоритетным направлением работы НОЦ является развитие образовательной программы, основанной на интеграции науки и образования. На базе НОЦ ФТНС создан единый образовательный цикл, включающий теоретические курсы, лабораторные занятия и обучение на базе научной работы. На физическом факультете ННГУ на базе НОЦ организована новая специализация «Физика твердотельных наноструктур»,

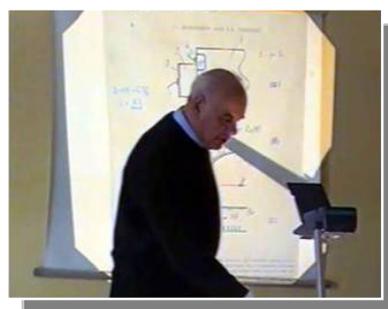
В НОЦ действует система финансовой поддержки студентов, аспирантов и молодых ученых, выполняющих свои исследования в центре.

Деятельность центра способствует развитию имеющихся и формированию новых исследовательских коллабораций ННГУ с Российскими и зарубежными научными и образовательными центрами.

Поддержка молодых ученых

Студенты и аспиранты, на конкурсной основе участвующие в научных проектах НОЦ в качестве исполнителей, получают дополнительную финансовую поддержку – стипендию НОЦ.

- **В НОЦ ФТНС проведены конкурсы для молодых ученых Нижегородского региона на соискание грантов в области физики твердотельных наноструктур, материаловедения, нанотехнологии, молекулярной и клеточной биологии, применения методов сканирующей зондовой микроскопии.** Среди победителей - проекты, представленные молодыми учеными из Нижегородского госуниверситета, Научно-исследовательского физико-технического института ННГУ, Нижегородской государственной медицинской академии, Института физики микроструктур РАН и Института химии высокочистых веществ РАН. НОЦ ФТНС не только финансирует исследования, но и предоставляет возможность пользоваться оборудованием и информационными ресурсами Центра. Среди участников молодежных проектов – молодые кандидаты наук, аспиранты, студенты магистратуры и старших курсов.
- **При НОЦ ФТНС организован и постоянно действует научный семинар** под руководством профессора И. А. Карповича, на котором студенты и аспиранты выступают с результатами своих научных исследований. На этот семинар для чтения лекций приглашаются ученые из российских (академики Л. В. Келдыш, В. Б. Тимофеев, Е. М. Дианов, чл-корр. РАН В. Ф. Гантмахер, профессора И. П. Ипатова, О. П. Пчеляков, Е. А. Виноградов и др.) и зарубежных (профессора W. Eckstein, M-E. Pistol, A. Kozanecki и др.) научных и образовательных организаций. За время выполнения проекта было проведено свыше 60 таких лекций.



- **Осуществляется финансовая поддержка участия молодых ученых, аспирантов и студентов в научных конференциях.** Молодые сотрудники и аспиранты при финансовой поддержке НОЦ и благодаря мини-грантам CRDF приняли участие более чем в 12 международных конференциях за рубежом.

- Победителями конкурса, проводившегося в рамках программы «Фундаментальные исследования и высшее образование», стали 8 молодых ученых, которые при финансовой поддержке Министерства образования и CRDF в течение 3-х лет будут работать в НОЦ, занимаясь научными исследованиями и преподавая студентам.

Образовательное направление

На базе НОЦ ФТНС создан единый образовательный цикл, включающий теоретические курсы, лабораторные занятия и обучение на базе научной работы.

- На физическом факультете ННГУ на базе НОЦ организована новая специализация «Физика твердотельных наноструктур», в учебный план которой вошли курсы, разработанные в рамках выполнения пилотного проекта с сопутствующими им лабораторными практикумами: «Методы сканирующей зондовой микроскопии», «Физика твердотельных квантово-размерных структур», «Технология твердотельных квантово-размерных структур», «Методы исследования квантово-размерных структур».

- Издано в типографии ННГУ и опубликовано в электронном виде 10 учебно-методических пособий по вышеперечисленным курсам. Размещение учебных пособий на серверах ННГУ и факультета является одним из шагов внедрения в учебный процесс технологий дистанционного обучения.

- Для учебного практикума по основам сканирующей зондовой микроскопии на средства Министерства промышленности, науки и технологий РФ создана учебная лаборатория на базе сканирующих зондовых микроскопов NanoEducator (Зеленоград), которая включает в себя 5 базовых сканирующих зондовых микроскопов, учебное пособие по основам сканирующей зондовой микроскопии, спектроскопии и нанолитографии, лабораторный практикум с набором учебных образцов.

- В рамках довузовской подготовки для школьников и учителей физики проводятся обзорные лекции и экскурсии в лаборатории НОЦ.



Инновационная деятельность

В рамках программы BRHE в 2003 г. начал выполняться пилотный проект по созданию **Отдела трансфера технологий**, основная цель которого - развитие инновационной деятельности ННГУ.

Основные задачи проекта: разработка локальных нормативных актов, методологии и процедур трансфера технологий; организационных и методических принципов технологического аудита объектов интеллектуальной собственности; разработка и содействие в реализации инновационной политики ННГУ, в том числе путем образовательных и тренинговых мероприятий; поиск и установление связей с инвестиционными источниками для коммерциализации

научных разработок и технологий; проведение комплексных маркетинговых исследований с учетом инновационного характера рынков; сопровождение сделок по трансферу технологий.

Отделом трансфера технологий разработана и реализована образовательно-просветительская программа в области инновационной деятельности для руководителей и ведущих сотрудников ННГУ; разработан пакет нормативных документов по сопровождению инновационных процессов; развернута постоянно действующая экспозиция инновационных разработок сотрудников ННГУ; подготовлен и представлен ряд инновационных проектов на выставке "Российским инновациям – российский капитал", форуме "Россия единая", конкурсе "Золотые инновации Поволжья", выставке в Филадельфии.

НОЦ Физика твердотельных наноструктур

НОЦ ФТНС ННГУ работает в режиме центра коллективного пользования уникальным научным оборудованием и открыт для выполнения актуальных научных исследований по приоритетным направлениям науки и техники.

РУКОВОДИТЕЛИ ПРОЕКТА

ДИРЕКТОР ПРОЕКТА –

Максимов Георгий Артурович, профессор, проректор ННГУ по научной работе, заведующий отделом НИФТИ ННГУ.

РУКОВОДИТЕЛЬ ПРОГРАММЫ НАУЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ –

Филатов Дмитрий Олегович, доцент, заведующий лабораторией сканирующей зондовой микроскопии.

РУКОВОДИТЕЛЬ ПРОГРАММЫ ВНЕШНИХ СВЯЗЕЙ –

Горшков Олег Николаевич, доцент, директор Научно-исследовательского физико-технического института ННГУ.

РУКОВОДИТЕЛЬ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЙ ПРОГРАММЫ –

Чупрунов Евгений Владимирович, профессор, декан физического факультета ННГУ.

УЧЕНЫЙ СЕКРЕТАРЬ ПРОЕКТА –

к.ф.-м.н. Планкина Светлана Михайловна

НОЦ ФТНС ННГУ располагается в здании Научно-исследовательского физико-технического института и физического факультета ННГУ

603950, Нижний Новгород, ГСП-20, пр. Гагарина, д.23, корп. 3.

Тел – факс. +7-(8312)-65-87-09

E-mail: spm@phys.unn.ru.

УПРАВЛЯЕМОЕ ДИССИПАТИВНОЕ ТУННЕЛИРОВАНИЕ В СИСТЕМАХ С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ: ФИЗИЧЕСКИЙ И БИОЛОГИЧЕСКИЙ АСПЕКТ ПРОБЛЕМЫ

Семенов М.Б.

Пензенский государственный университет, г. Пенза

В последние годы проблеме электронного транспорта в туннельно-связанных наноструктурах уделяется значительное внимание исследователей. Научный и практический интерес к туннельным процессам обусловлен, прежде всего, необычайно сильной чувствительностью вероятности туннелирования к электронному энергетическому спектру, потенциалу конфайнмента системы и параметрам внешнего поля. Именно последнее обстоятельство дает дополнительную «степень свободы» для возможного управления свойствами туннельно-связанных наноструктур. В этой связи изучение управляемого диссипативного туннелирования в системах с квантовыми точками актуально и является одним из приоритетных направлений твердотельной наноэлектроники. С другой стороны, при изучении мезоскопических систем (МС) необходимо учитывать то обстоятельство, что физика и химия электронных процессов в наномасштабах сильно перекрываются. МС похожи на макромолекулы, и они, как правило, связаны с матрицей [1-8]. Это дает возможность рассматривать физику МС в сочетании с многомерным диссипативным туннелированием, которое происходит не только в МС, но и во многих химических реакциях. Исследование движения квантовой частицы, взаимодействующей с термостатом, является одной из важных проблем современной теоретической физики [1-13]. Интерес к такому исследованию в значительной степени связан с изучением туннельных сверхпроводящих контактов при низких температурах [1-2], с решением проблемы квантового туннелирования с диссипацией в кристаллах [6-8], а также с изучением скорости ряда низкотемпературных химических реакций [4-9]. Интерес к дальнейшему развитию науки о квантовом туннелировании с диссипацией возродился в последнее время в связи с активизацией исследований туннельно связанных МС [3-13], которые, в частности, можно рассматривать как реактивные молекулярные комплексы. В этой связи становится актуальным изучение таких систем с позиций квантовой химической динамики, объединяющей методы современной квантовой физики и химической кинетики [4-8].

В экспериментальной работе [10] наблюдались единичные туннельные переносы электронов между КТ и резервуаром. При этом использовался квантовый точечный контакт для измерения туннелирующего заряда (рисунок 1(а)). Контакт емкостным образом был связан с КТ, и проводимость в контакте увеличивалась на 1 %, если число электронов в КТ изменялось на 1. В работе [11] исследовалась реализация

двойных КТ, содержащих небольшое число электронов, которые образуют 2D – электронный газ на поверхности GaAs/ AlGaAs гетероструктуры. В качестве детекторов туннелирующих зарядов использовались пары квантовых точечных контактов (рисунок 1(б)). Измерительная система позволяла определять число электронов проводимости в каждой КТ. Связь между КТ контролировалась даже в режиме туннельного переноса малого числа электронов. Микроволновое излучение играло роль электронного «насоса» (посредством однофотонного поглощения) при перебросе отдельных электронов из одной КТ в другую. Проведенные эксперименты позволили сделать вывод, что подобные системы пар взаимодействующих КТ могут использоваться в качестве управляемых квантовых кубитов.

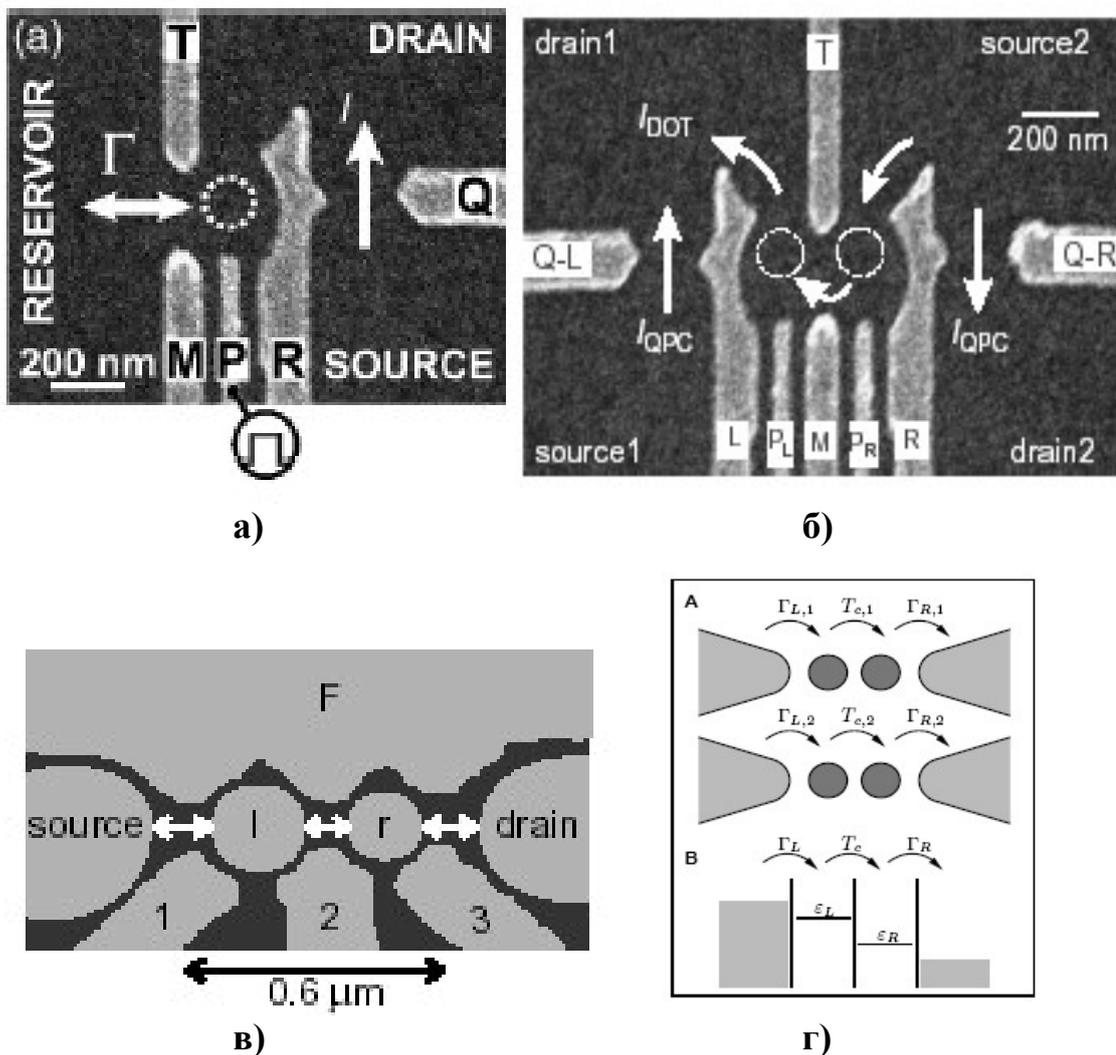


Рис. 1. Экспериментально – реализуемые схемы туннелирования в системах с квантовыми точками и квантовых молекулах.

В экспериментальной работе [12] рассматривались системы туннельно связанных КТ в качестве управляемых квантовых молекул (рисунок 1(в)). Поскольку КТ представляют собой небольшие проводящие области полупроводника, содержащие изменяемое число электронов (от одного до тысяч), для которых вполне хорошо определяются дискретные

квантовые состояния, эти структуры часто называют искусственными атомами. При соединении этих систем с контактами удается проводить «вольт - амперные» измерения туннельного транспорта единичных зарядов в этих системах и судить о дискретных энергетических спектрах этих систем. Пары связанных КТ могут представлять собой квантовые молекулы. В зависимости от величины взаимодействия между КТ (что обеспечивается туннелированием электронов между ними), пары КТ могут образовывать «ионные» или «ковалентные» связи. В одном из этих случаев электроны локализуются в отдельных КТ, а в другом они делокализуются в пределах пары КТ. «Ковалентные» связи формируют «связывающие» и «антисвязывающие» состояния, энергия которых различается пропорционально величине вероятности туннелирования. В работе [12] исследовался переход от «ионного» вида связи к «ковалентному» в «искусственной молекуле» из КТ, который сопровождался микроволновыми возбуждениями. Результаты этой экспериментальной работы демонстрируют контролируемую квантовую когерентность в одно-электронных устройствах как существенное требование для практических применений систем с КТ. При туннелировании частиц между КТ энергетические состояния отдельных систем перемешиваются и формируются новые состояния, которые расширяются на обе взаимодействующие подсистемы. Эти «расширенные» состояния определяются как связывающие или симметричные, либо антисвязывающие и антисимметричные. Для твердо - телных систем энергетическое расщепление между связывающими и антисвязывающими состояниями наблюдалось в структурах с квантовыми ямами, сверхпроводящих туннельных устройствах и экситонных системах.

В работе [13] вычислялся стационарный ток через две пары квантовых точек взаимодействующих через обычный фоновый термостат (рис. 1(г)). Численные и аналитические решения “master equation” в стационарном пределе показали, что туннельный ток может как увеличиваться, так и уменьшаться за счет диссипативного взаимодействия со средой – термостатом. Этот эффект тесно связан с коллективной спонтанной эмиссией фононов (эффект Дике, Dicke super- and subradiance effect) и генерацией «кросс – когерентности» с перепутыванием (entanglement) синглетных и триплетных состояний зарядов между квантовыми точками. Также обсуждается включение механизма неупругого туннельного тока, с помощью которого ток в одной паре квантовых точек контролирует ток в другой паре КТ.

В современной физической мезоскопике нас уже не сильно удивляют эксперименты, когда, например, молекулы ДНК используются в качестве «проводников», соединяющих сверхпроводящие контакты. А исследование проблемы управляемости параметров наноструктур с квантовыми точками (КТ) оказывается востребованным не только в мезоскопической физике, но и в современной медицине. Таким образом, сотрудничество современной физической мезоскопике, биологии и медицины становится в настоящее

время чрезвычайно продуктивным и взаимовыгодным. В наших совместных исследованиях с проф. К. Yamamoto мы сочетаем изучение управляемого диссипативного туннелирования в структурах с КТ [9], (или системах типа порфиринов [9]), с исследованиями особенностей флуоресценции КТ в зависимости от обработки их поверхности. В последнем случае важным оказывается медицинский и биологический аспект проблемы [14]. Существенной в ряде случаев оказывается обработка поверхности квантовой точки. Как показано [14], цитотоксичность зависит от обработки поверхности КТ. Это взаимодействие поверхности молекул клетки и поверхности квантовой точки играет ключевую роль в безопасности человека и окружающей среды. Размер агрегации также зависит от обработки поверхности. Связь интенсивности флуоресцентного света с обработкой поверхности КТ исследовалась экспериментально в группе проф. К. Yamamoto. Чем больше доза эмиссионного излучения, тем больше становится интенсивность флуоресценции КТ. Этот эффект известен как эффект оптической памяти. Этот эффект впервые был обнаружен в сухом слое КТ. Определялся эффект оптической памяти, который наблюдается внутри клетки, а также было показано, как длина волны флуоресцентного излучения становится более короткой. Для того, чтобы обеспечить водо-растворимость, использовались меркапто-удекановые кислоты, меркапто-глицерин и меркапто-амин для обработки поверхности. Интенсивность основной линии флуоресценции оказывается наибольшей, если поверхность КТ обрабатывалась меркапто-удекановыми кислотами. Промежуточный по интенсивности вариант соответствует обработке КТ меркапто-глицерином. Наинизшая интенсивность основной линии флуоресценции получается при обработке поверхности КТ меркапто-амином. Измерялся зета-потенциал квантовой точки этих трех различно обработанных поверхностей. Квантовая точка, обработанная меркапто-удекановыми кислотами отрицательно заряжена, обработанная меркапто-амином положительно заряжена и обработанная меркапто-глицерином является электрически нейтральной. Добавлялись компоненты электронного донора и компоненты электронного акцептора и было определено, что компоненты электронного донора повышают интенсивность флуоресцентного света, а компоненты электронного акцептора снижают интенсивность, как ожидалось. Соединения КТ с такими био-молекулами как протеины, сахара и нуклеиновые кислоты приводят к изменению зета-потенциала, что позволяет делать вывод о том, что измерение зета-потенциала био-молекулы приблизительно определяет интенсивность флуоресценции квантовой точки комплекса био-молекулы - КТ.

1. Ларкин А.И., Овчинников Ю.Н. Квантовое туннелирование с диссипацией // Письма в ЖЭТФ. - 1983. - Т. 37, N 7. - С. 322 - 325.
2. Caldeira A.O., Leggett A.J. Quantum tunnelling in a dissipative system // Ann. of Phys. – 1983. – Vol. 149, N 2. – P. 374-456.

3. Dakhnovskii Yu.I., Metiu Horia. Absolute negative resistance in double - barrier heterostructures in a strong laser field // Phys. Rev. B. – 1995. – Vol. 51, N 7. – P. 4193-4199; York J. T., Coalson R. D., Dahnovsky Yu. Control of electron current by double-barrier structures using pulsed laser fields // Phys. Rev. B. - 2002. - Vol. 65. - P. 235321-1 - 235321-8.
4. Benderskii V.A., Vetoshkin E.V., Kats E.I., Trommsdorff H.P. Competing tunneling trajectories in a 2D potential with variable topology as a model for quantum bifurcations // Phys. Rev. E. - 2003. - Vol. 67. - P. 026102; <http://www.arxiv.org/cond-mat/0209030> .
5. Benderskii V.A., Makarov D.E., Wight C.A. Chemical Dynamics at Low Temperatures. - Willey-Interscience, New York. - 1994. – 385 P.; Weiss U. Quantum dissipative systems. – World scientific pub., Singapore. – 1993. – 235 P.
6. Жуковский В.Ч., Кревчик В.Д., Семенов М.Б., Тернов А.И. Квантовые эффекты в мезоскопических системах. Ч. I. квантовое туннелирование с диссипацией. – М.: изд-во физического ф-та МГУ, 2002. – 108 С.
7. Арынгазин А.К., Дахновский Ю.И., Жуковский В.Ч., Кревчик В.Д., Овчинников А.А., Семенов М.Б., Тернов А.И. Введение в современную мезоскопику. – изд-во ПГУ, 2003. – 570 С.
8. Арынгазин А.К., Дахновский Ю.И., Кревчик В.Д., Овчинников А.А., Семенов М.Б. Принципы управляемой модуляции низкоразмерных структур. – М.: изд-во УНЦ ДО, 2003. – 510 С.
9. Aringazin A.K., Dahnovsky Yu.I., Krevchik V.D., Semenov M.B., Ovchinnikov A.A., Yamamoto K. Two-dimensional tunnel correlations with dissipation // Physical Review B. 2003. V. 68. P. 155426-1 – 155426-12.
10. Vandersypen L. M. K., Elzerman J. M., Schouten R. N., Willems van Beveren L. H., Hanson R., and Kouwenhoven L.P. Real-time detection of single-electron tunneling using a quantum point contact // Applied Physics Letters. 2004. V. 85, N 19, P. 4394 – 4396.
11. Elzerman J.M., Hanson R., Greidanus J.S., Willems van Beveren L.H., De Franceschi S., Vandersypen L.M.K., Tarucha S., Kouwenhoven L.P. Tunable few-electron double quantum dots with integrated charge read-out// Physica E. 2004. Vol. 25. P. 135 – 141.
12. Oosterkamp H., Fujisawa T., van der Wiel W.G., Ishibashi K., Hijman R.V., Tarucha S., Kouwenhoven L.P. Microwave spectroscopy of a quantum-dot molecule// Nature. 1998. – Vol. 395. – P. 873-876.
13. T. Vorrath, T. Brandes. Dicke Effect in the Tunnel Current through two Double Quantum Dots // Phys. Rev. B. – 2003. Vol. 68. – P. 035309.
14. A. Shiohara, A. Hoshino, K. Hanaoki, K. Suzuki and K. Yamamoto. On cyto – toxicity caused by quantum dots// Microbiol. Immunol., 48 (2004).-P.669- 675.

**ДВИЖУЩИЕСЯ ГРАНИЦЫ: НОВЫЕ АСПЕКТЫ
ФИЗИКИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН**

Гуляев Ю.В., Марышев С.Н.* , Шавров В.Г., Шевяхов Н.С.**

Институт радиотехники и электроники РАН, г. Москва

** Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный*

*** Ульяновское отделение института радиотехники и электроники РАН,
г. Ульяновск*

Рассмотрены особенности поведения различных типов поверхностных волн (ПВ) в условиях заданного равномерного перемещения удерживающих границ. Показано, что в лабораторной системе отсчета (ЛСО) общим отличительным признаком ПВ на движущейся границе является доплеровское приращение частоты и неколлинеарность, выраженная отклонением волновой нормали в сторону движения границы.

Если движение границы – следствие перемещения тела как целого, то неколлинеарность ПВ проявляется только в ЛСО и представляет типично релятивистский эффект. Частотным отсечкам дисперсионных спектров ПВ попутной системы отсчета здесь сопутствуют в ЛСО отсечки спектра по длинам волн [1].

В случае, когда движение границы является результатом внутренних структурных преобразований в среде (межфазные границы и фронты), релятивистские эффекты пренебрежимо малы. Невозможность одновременного покоя среды и границы обеспечивает при этом неколлинеарность ПВ в любых системах отсчета. Для движущихся межфазных границ частотная дисперсия среды обуславливает в ЛСО поворот дисперсионной ветви неколлинеарных ПВ [2-4]. Движение границ, как правило, нивелирует отличие ПВ от волн объемного распространения и вследствие доплеровского сдвига сопровождается биениями колебаний полей [3,5,6]. Установлено, что вследствие инвариантности фаз волн групповые скорости ПВ в различных системах отсчета и вектор скорости движения границы образуют галилеевский треугольник скоростей.

1. С.Н.Марышев, Н.С.Шевяхов // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. № 23. С. 40.
2. Е.А.Вилков // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. № 20. С. 28.
3. Е.А.Вилков, В.Г.Шавров, Н.С.Шевяхов // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. № 17. С. 40.
4. Ю.В.Гуляев, Г.А.Колчина, В.Г.Шавров, Н.С.Шевяхов // РЭ. 2003. Т. 48. № 4. С. 459.
5. Ю.В.Гуляев, Н.С.Шевяхов // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 5. С. 637.
6. Н.С.Шевяхов // Акуст. журн. 1999. Т. 45. № 4. С. 570-571.

ВЛИЯНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ОКРУЖЕНИЯ НА СПЕКТР ПРИМЕСНОГО МАГНИТООПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В СТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ПРОВОЛОКАМИ

В.Д. Кревчик, Е.Н. Калинин, С.В. Яшин

Пензенский государственный университет, г. Пенза

Для полупроводниковых квантовых проволок (КП) исключительно важное значение имеет кулоновское взаимодействие носителей заряда включая экситоны и мелкие водородоподобные примесные центры. Поскольку параметры примесных состояний существенно зависят от диэлектрических свойств среды, окружающей КП, то простой вид потенциала взаимодействия в аналитической форме удаётся получить лишь в ряде предельных случаев. В ряде работ было показано, что для КП, удовлетворяющих условиям $a_0, a_d / (\alpha \ln \alpha)^2 \ll L$ (L – радиус КН, a_0 и a_d – соответственно радиус экситона в массивном полупроводнике и эффективный боровский радиус электрона, $\alpha = \epsilon_1 / \epsilon_2$, ϵ_1 – диэлектрическая проницаемость КП, ϵ_2 – диэлектрическая проницаемость среды), эффективные радиусы основного и первых возбужденных связанных состояний попадают в область энергий, где потенциал изображения аппроксимируется треугольной ямой, что позволяет аналитически рассчитать энергетический спектр мелкого водородоподобного донора. В настоящей работе в рамках указанного выше приближения, теоретически исследованы локальные примесные состояния мелкого водородоподобного донора в КП с параболическим потенциалом конфайнмента в продольном магнитном поле, а также примесное магнитопоглощение для случая поперечной по отношению к направлению магнитного поля поляризации света. В дипольном приближении рассчитан коэффициент примесного магнитооптического поглощения 1D-структуры с учетом влияния диэлектрического окружения для случая, когда диэлектрическая проницаемость окружающей КП среды ϵ_2 много меньше диэлектрической проницаемости КП ϵ_1 . Показано, что учет влияния диэлектрического окружения приводит к существенному изменению спектра примесного магнитооптического поглощения, связанное с кардинальной модификацией электронных состояний вдоль оси КП. Установлено, что в случае когда $\epsilon_2 \ll \epsilon_1$, возможны оптические переходы двух типов: внутриволнозные и переходы электрона с примесных уровней в состояния квазинепрерывного спектра КП. Найдено, что для оптических переходов первого типа спектр примесного магнитооптического поглощения имеет ярко выраженный осциллирующий характер. Показано, что в случае оптических переходов второго типа происходит «подавление» примесного магнитопоглощения с уменьшением величины ϵ_2 . Установлено, что учёт дисперсии приводит к размытию дискретных линий в спектральной зависимости коэффициента поглощения.

О ЛОКАЛИЗОВАННЫХ СОСТОЯНИЯХ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ СПЕКТРЕ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ С τ_3 -РЕШЕТКОЙ

Е.Н. Гришанов

МГУ им. Н.П. Огарева, г. Саранск

В работе [1] исследовался энергетический спектр оператора сильной связи двумерной сверхпроводящей решетки с гексагональной симметрией (так называемой τ_3 -решетки), структура которой изображена на рис. 1. Решетка находится в перпендикулярном однородном магнитном поле. Одним из основных результатов [1] является наличие локализации в спектре в случае, когда число квантов потока η магнитного поля через элементарную ячейку решетки Браве – полуцелое. Представляется интересным проверить этот результат с использованием методов работы [2].

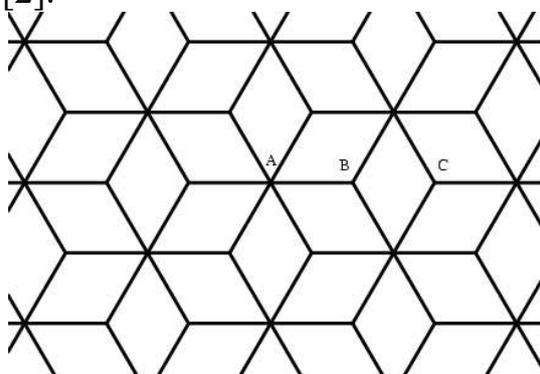


Рис.1 τ_3 -решетка

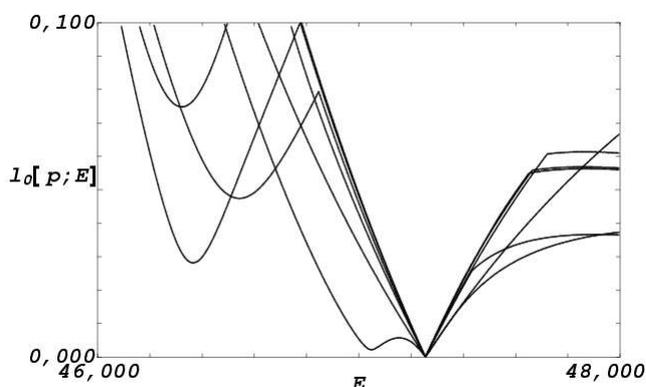


Рис.2 Локализованное состояние

Для построения гамильтониана H электрона в такой решетке воспользуемся предложенной в [2] модификацией метода сужения–расширения Б.С. Павлова. Затем, при помощи разложения представления группы магнитных трансляций решетки по спектру неприводимых, спектральную задачу для H в случае рациональных η сводим к решению дисперсионного уравнения $\det(T(p; E)) = 0$, где p – квазиимпульс, E – энергия, $T(p; E)$ – конечная матрица. При $\eta = 1/2$ для различных p численно строим графики зависимости от E наименьшего из модулей l_0 собственных значений T (см. рис.2). Из рисунка видно, что существуют решения дисперсионного уравнения, не зависящие от квазиимпульса. Таким образом, проведенный численный эксперимент указывает на наличие локализованных состояний в спектре и подтверждает выводы [1].

Работа поддержана ФАО РФ (исследовательский проект N. 1.02.00).

1. J. Vidal, P. Butaud, B. Doucot, R. Mosseri, Disorder and interaction in Aharonov–Bohm cages// Phys. Rev. B., Vol. 64, P. 115306, 2001.
2. V.A. Geyler, B.S. Pavlov, I. Yu. Popov, One-Particle Spectral Problem for Superlattice with a Constant Magnetic Field// Atti Sem. Mat. Fis. Univ. Modena, Vol V. XLVI, P. 79-124, 1998.

ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА T_3 -СЕТИ, ПОМЕЩЕННОЙ В МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

В.В. Демидов

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

Интерес к исследованию так называемых T_3 -сетей (двумерных решеток специальной геометрии), помещенных в однородное магнитное поле обусловлен необычными эффектами, обнаруженными в таких системах. В работе [1] был теоретически предсказан новый механизм локализации электронов при полужелых потоках магнитного поля через ромб T_3 -сети. В [2] сообщено об экспериментах по исследованию транспортных свойств конечных T_3 -сетей; показано подавление (не полное) критического тока и температуры перехода в сверхпроводящее состояние системы при полужелых потоках поля. В [3] приведены результаты измерений магнитосопротивления конечной T_3 -сети; обнаруженные h/e -осцилляции указывают на возникновение локализации электронов в системе. Отметим, что объяснение эффекта локализации проводилось в рамках приближения сильной связи без учета образования дополнительных потенциалов [4] в узлах T_3 -сети. В связи с этим представляется важным провести исследование транспортных свойств T_3 -сети в более адекватной модели.

Нами предложена модель, опирающаяся на технику сужения расширения симметрических операторов, магнитное поле в которой учитывается через граничные условия сшивки отрезков в T_3 -решетку. Построенный таким образом конечный граф содержит δ -потенциалы в вершинах; меняя знак константы связи при потенциалах, мы легко можем изменить характер дополнительных потенциалов (притягивающие – рассеивающие). Исследован коэффициент прохождения конечного T_3 -графа, присоединенного к 12 полупрямым. Показано, что при полужелых потоках магнитного поля через единичный ромб коэффициент прохождения системы, вообще говоря, не обращается в ноль, что указывает на неполную локализацию электронов при наличии дополнительных потенциалов в узлах T_3 -сети. График коэффициента прохождения как функция энергии электронов и потока поля обнаруживает структуру, подобную бабочке Хофштадтера, что свидетельствует о фрактальном характере спектра бесконечной T_3 -решетки. Работа выполнена при поддержке РФФИ, INTAS и DFG.

[1] *J. Vidal, R. Mosseri, B. Dousot. Phys. Rev. Lett. 81, 5888 (1998).*

[2] *C. C. Abilio, P. Butaud, Th. Fournier et al. Phys. Rev. Lett. 83, 5102 (1999).*

[3] *C. Naud, G. Faini, D. Maillyt. Phys. Rev. Lett. 86, 5104 (2001).*

[4] *O. A. Tkachenko, V. A. Tkachenko, D. G. Baksheev et al. JETP Lett. 71, 366 (2000).*

МАГНИТООПТИКА КВАНТОВЫХ ЯМ С D^- -ЦЕНТРАМИ.

В. Д. Кревчик, А. Б. Грунин, Вас. В. Евстифеев
Пензенский государственный университет

Рассматриваются D^- – состояния в квантовой яме при наличии продольного по отношению к направлению оси роста магнитного поля. В рамках модели потенциала нулевого радиуса получено уравнение, определяющее зависимость энергии связи D^- – состояния от параметров потенциала структуры, координат D^- – центра и величины магнитного поля.

На рис. 1 показана теоретическая зависимость энергии связи D^- – состояния E_{λ_B} от величины магнитной индукции B в КЯ на основе $GaAs$ для $\vec{R}_a = (0,0,0)$ (кривые 1 – 3). На том же рисунке отдельными точками показаны результаты эксперимента в случае D^- – центров в селективно легированных многоямных структурах $GaAs/AlGaAs$ [1]. Два подгоночных параметра теории U_0 и $|E_i|$ позволили оптимальным образом расположить теоретическую кривую по отношению к экспериментальным точкам. Можно видеть, что в области магнитных полей $B < 10$ Тл результаты расчета удовлетворительно согласуются с экспериментом [1].

Для спектральной зависимости коэффициента поглощения (рис 2) характерен дублет Зеемана с ярко выраженными пиками 1 и 1', связанными с оптическими переходами электронов из D^- – состояния в состояния с магнитным квантовым числом $m = \mp 1$ соответственно. Эффект гибридизации спектра примесного оптического поглощения проявляется в том, что расстояние между пиками в дублете определяется циклотронной частотой ω_B , а период появления дублета (1, 1' \rightarrow 2, 2') – гибридной частотой $\Omega = \sqrt{4\omega_0^2 + \omega_B^2}$. Амплитуда пика 1' больше амплитуды пика 1 в первом дублете. Такая особенность пиков в первом дублете Зеемана наблюдалась экспериментально в МКС $GaAs/AlGaAs$.

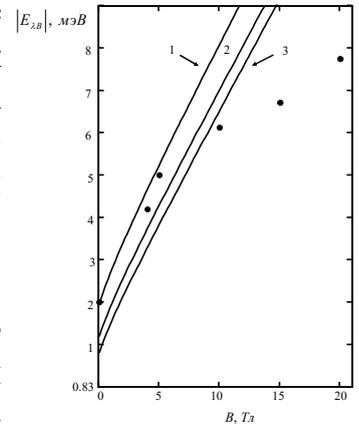


Рис. 1. Зависимость энергии связи $|E_{\lambda_B}|$ D^- -центра, локализованного в точке $\vec{R}_a = (0,0,0)$, от величины магнитной индукции B в КЯ $GaAs/AlGaAs$ при $|E_i| = 0.4$ мэВ, $L = 10$ нм для различных значений амплитуды потенциала U_0 :
1 – $U_0 = 0.48$ эВ, 2 – $U_0 = 0.45$ эВ,
3 – $U_0 = 0.4$ эВ.
Точками обозначены результаты эксперимента в селективно легированных структурах $GaAs/AlGaAs$

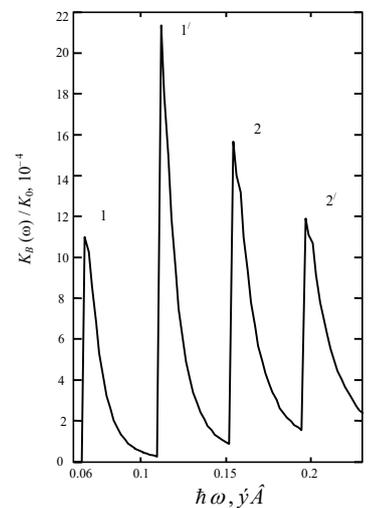


Рис. 2. Спектральная зависимость коэффициента примесного магнитопоглощения $K_B^{(s)}(\omega)/K_0$ (в относительных единицах) света поперечной поляризации многоямной квантовой структуры с учетом дисперсии ширины КЯ:
1 – 1' =

[1] Huant S. Two-Dimensional D^- – Centers / S. Huant, S. P. Najda, B Etienne // Phys. Rew. Lett.–1990.–v.65.–№ 12.–P. 1486–1489.

ПОПРАВКИ К ТОЧЕЧНЫМ ПОТЕНЦИАЛАМ, УСТРАНЯЮЩИЕ АНОМАЛИЮ В ДВУМЕРНОМ СЛУЧАЕ

В.А. Гейлер, Д.А. Иванов

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

При использовании метода потенциалов нулевого радиуса (точечных потенциалов), даже в случае двух центров возникает аномалия, впервые проанализированная в [3]. А именно, рассмотрим возмущения свободного гамильтониана двумя точечными потенциалами, расположенными соответственно в точках a и b пространства, и характеризуемые длиной рассеяния l . Тогда, при $b \rightarrow a$ основное состояние этого возмущения при $l > 0$ стремится к $-\infty$, то есть происходит падение на центр. Такая аномалия отсутствует в одномерном случае. А именно, в этом случае, основное состояние стремится к возмущению свободного гамильтониана точечным потенциалом, сосредоточенным в точке a , и характеризуемым длиной рассеяния $l/2$. Анализ, проведенный в [3], показывает, что для использования метода потенциалов нулевого радиуса при малых расстояниях между a и b , необходимо перенормировать параметр α интенсивности потенциалов, заменяя $\alpha = \frac{1}{4\pi l}$ на $\alpha = \frac{1}{4\pi l} - \frac{\beta}{4\pi r}$, где β , вообще говоря зависит от r и $\beta \rightarrow 1$ при $r \rightarrow 0$. Недавно было показано, что такая поправка необходима не только в теории ионизации молекул, рассмотренной в [3], но также в теории хранения ультра холодных нейтронов [2] и при исследовании электронных свойств нанотрубок [1]. В связи с тем, что в последнее время теория точечных потенциалов нашла широкое применение в теории двумерных систем, важно исследовать вопрос о наличии упомянутой аномалии в двумерном случае. Наше исследование показало, что отмеченная аномалия имеет место и в этом случае, но для ее устранения интенсивность точечных потенциалов необходимо перенормировать по-другому. А именно, $\alpha = \frac{\ln l}{2\pi}$, нужно заменять $\alpha = \frac{\ln l}{2\pi} - \frac{\beta \ln r}{2\pi}$, где $\beta \rightarrow 1$ при $r \rightarrow 0$.

[1] Bruning J. and e.a. IWFIC' 2005 St/ Peterburg. Book of abstracts. P. 63

[2] Bruning J. and e.a Russian J. of Math. Phys., 12 No 2, 2005, pp.157-167.

[3] Ребане Т.К., Шарибжанов Р.И. Теор. и exper. химия. 10, вып. 4, с.444-449.

НЕЛИНЕЙНЫЕ МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КВАЗИНУЛЬМЕРНЫХ СИСТЕМ С ПРИМЕСНЫМИ ЦЕНТРАМИ

В.Д. Кревчик, А.Б. Грунин, С.В. Яшин

Пензенский государственный университет, г. Пенза

Теоретически исследуется в рамках модели потенциала нулевого радиуса двухфотонное (ДФ) поглощение света комплексами «квантовая точка (КТ) – $D^{(-)}$ - центр», синтезированных в прозрачной боросиликатной матрице, при поперечной по отношению к направлению магнитного поля поляризации света с учетом дисперсии размеров КТ. Во втором порядке теории возмущений в приближении эффективной массы получено аналитическое выражение для коэффициента поглощения при ДФ ионизации $D^{(-)}$ – центров. Показано, что оптические переходы с примесного уровня возможны только в состоянии КТ с четными значениями квантового числа $n_2 = 2n$ ($n = 0, 1, \dots$) и значениями магнитного квантового числа $m = 0, \pm 2$. Учет дисперсии приводит к размытию дискретных линий в спектре ДФ поглощения (см. рис 1.). Исследована динамика спектра ДФ магнитопоглощения с изменением величины магнитного поля, а также параметров КТ и $D^{(-)}$ – центров. Период осцилляций при изменении квантового числа n_1 на единицу определяется гибридной частотой, а расстояние между полосами в «триплете» – гибридной и циклотронной частотами. Выявленная чувствительность ДФ поглощения к величине магнитного поля может составить основу для эффективного управления ДФ возбуждаемой люминесценцией.

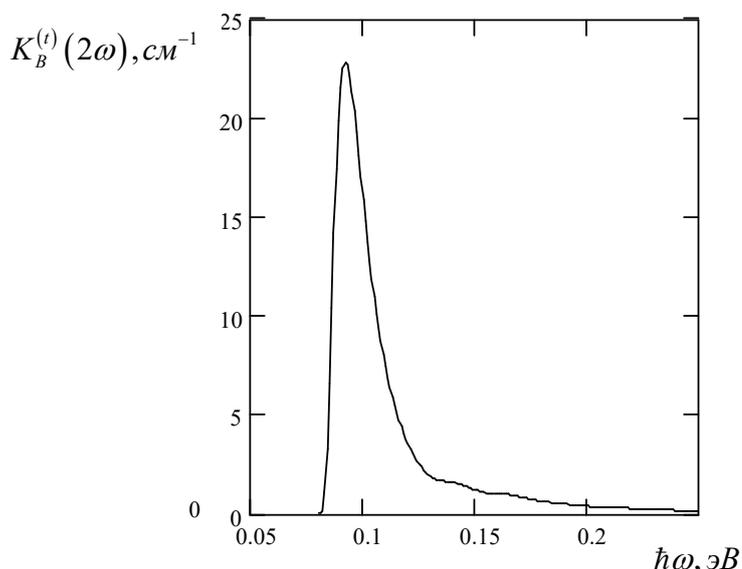


Рис. 1 Спектральная зависимость коэффициента примесного ДФ магнитопоглощения $K_B^{(t)}(2\omega)$ света поперечной поляризации в случае боросиликатного стекла, окрашенного кристаллитами InSb ($|E_i| = 1.73 \times 10^{-2}$ эВ, $\overline{R_0} = 70$ нм, $U_0 = 0.2$ эВ, $N_0 = 10^{15}$ см⁻³).

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ И УПРУГИХ СВОЙСТВ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

О.Е.Глухова, О.А.Терентьев

Саратовский государственный университет им. Н.Г.Чернышевского, Саратов

Углеродные нанотрубки (УНТ) демонстрируют уникальные физические свойства и являются перспективным материалом нанoeлектроники. Они применяются в качестве катодов плоских дисплеев, иглы атомно-силовых микроскопов. На их основе возможно конструирование элементов памяти нанокomпьютеров. Нами исследуются: эмиссионная способность и механические свойства УНТ.

Изучение электронных и механических свойств, влияние на них дефектов и особенностей геометрии остова УНТ осуществляется методом сильной связи с оригинальной параметризацией межатомных матричных элементов и равновесных интегралов перекрытия гамильтониана параметризацией [1].

Нами рассчитан модуль Юнга и модуль кручения f УНТ zigzag и armchair. Обнаружено уменьшение модуля кручения с увеличением длины L трубки, независимо от величины диаметра d (рис.1).

Для УНТ armchair различного диаметра нами рассчитан потенциал ионизации (P_{ioniz}) и показано волнообразное уменьшение его величины с ростом длины (рис.2). Такое необычное поведение потенциала ионизации будет определять и особенности работы выхода, которые необходимо учитывать при конструировании приборов, где пленки с УНТ armchair являются автокатодом.

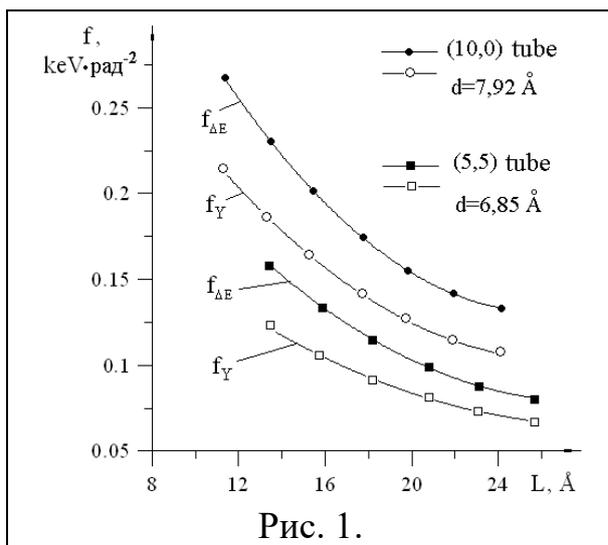


Рис. 1.

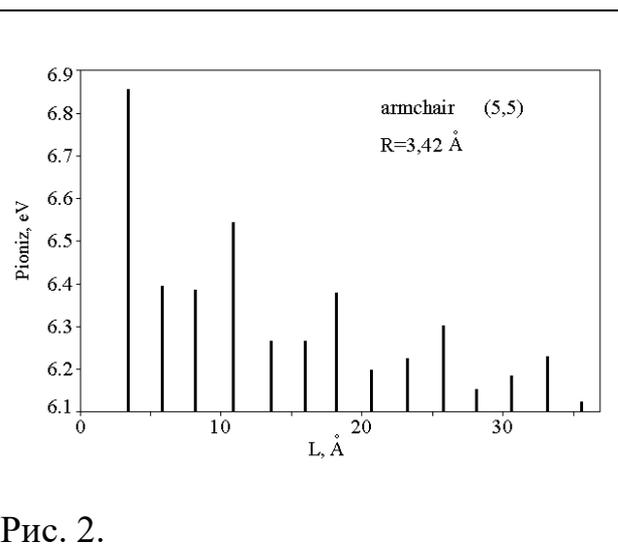


Рис. 2.

[1] Глухова О.Е., Жбанов А.И. Физика твердого тела, 2003, том 45, вып.1, стр.180-186

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КВАЗИНУЛЬМЕРНЫХ СТРУКТУР С D_2^- И D_3^- - ЦЕНТРАМИ

В.Д. Кревчик, А.В. Разумов, А.Б.Грунин
Пензенский государственный университет.

В настоящей работе в рамках модели потенциала нулевого радиуса рассмотрена задача о связанных состояниях электрона в поле двух и трех D^0 -центров в квантовой точке (КТ). Цель работы заключалась в теоретическом исследовании зависимости энергии связи $E_\lambda^{(D)}$ D_2^- и D_3^- состояний от расстояния между D^0 - центрами, а также в исследовании примесного поглощения света. Получены дисперсионные уравнения, определяющие симметричное (g-терм) и антисимметричные (u-термы) состояния электрона, с учетом различной пространственной конфигурации D_2^- и D_3^- - центров в КТ.

Численный анализ полученных уравнений выявил существенную зависимость энергии связи D_2^- и D_3^- состояний от пространственного расположения D^0 - центров. Как в случае двухатомной, так и трехатомной примесной молекулы наблюдается расщепление между вырожденными при больших расстояниях g - и u – термами, причем, если в случае D_3^- - центра треугольник равносторонний u – термы совпадают при любом расстоянии между D^0 - центрами. Кроме того, при приближении к границам КТ наблюдается характерный излом вырожденного примесного уровня. Если один из D^0 - центров находится в середине КТ, вырождение наблюдается только для антисимметричных состояний, при этом симметричный g - терм оказывается поверхностно нечувствительным (указанного выше излома не наблюдается).

С ростом числа D^0 - центров, при прочих равных параметрах, в примесной молекуле величина расщепления между g - и u – термами увеличивается и как следствие порог примесного поглощения смещается в коротковолновую область спектра, при расстояниях между D^0 - центрами меньше половины радиуса КТ, меняется и форма спектра. Учет дисперсии размера КТ и усреднение по всем возможным координатам примесных центров приводит к размытию осцилляций интерференционной природы.

[1] Huant S., Najda S. P. //Phys. Rev.Lett. – 1990. – v.65. - № 12. – p. 1486.

[2] Кревчик В.Д., Зайцев Р.В. Примесное поглощение света в структурах с квантовыми точками//ФТТ.— 2001.— т. 43.— № 3.— С.504—507.

[3] Бейтмен Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции. Наука, М.1973. Т.1, 2

ОПТИЧЕСКИЕ ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ ПЕРЕХОДЫ В КРЕМНИЕВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ

В.А. Беляков, В.А. Бурдов

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

Расчёты электронных и дырочных спектров в кремниевых нанокристаллах (квантовых точках) с использованием различных методов велись довольно интенсивно в последние десять лет. Существенно меньше количество теоретических работ посвящено вероятности электронно-дырочной межзонной излучательной рекомбинации из кремниевых квантовых точек и интенсивности фотолюминесценции.

В данной работе изучались как прямые межзонные излучательные переходы (бесфоннонные процессы), запрещённые в объёмном кремнии, так и переходы с участием фононов. В рамках этой задачи кремниевые нанокристаллы считались идеально сферическими. Теоретические расчёты продемонстрировали подавляющее превосходство (20-30 раз) переходов с участием фононов над бесфоннонными. Полученные результаты обратного времени излучательной рекомбинации хорошо согласуются с экспериментальными данными при температурах порядка комнатной и выше [1], однако при более низких температурах согласие с экспериментом не наблюдается.

Эксперименты обнаруживают слабое расщепление (в несколько мэВ) уровня основного состояния экситона в квантовой точке, что объяснялось обменным электронно-дырочным взаимодействием.

Необходимо, однако, заметить, что расчёты энергетического спектра выполнялись ранее, как правило, для кремниевых нанокристаллов идеальной сферической формы, которая, не нарушает симметрию объёмного полупроводника и, поэтому не может снять существующее в объёмном полупроводнике вырождение спектра. Очевидно, что отклонение формы нанокристаллов от сферической неизбежно и имеет место. При этом, появляющееся нарушение симметрии способно снимать вырождение в системе, что приводит к образованию тонкой структуры в спектре даже в отсутствие обменного взаимодействия. В данной работе был выполнен расчёт спектра электронов и дырок, а также времени межзонной излучательной рекомбинации для квантовой точки, имеющей форму эллипсоида. Расчёт энергетического спектра продемонстрировал, что расщепление основного уровня в зоне проводимости близко к экспериментальным данным [2].

Работа была поддержана РФФИ и фондом «Династия».

1. Y. Kanemitsu, Phys. Rev. **B53**, 13515 (1995).
2. S. Takeoka, M. Fujii, S. Hayashi, Phys. Rev. **B62**, 16820 (2000).

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ НА КРАЕВОЙ ДИСЛОКАЦИИ В МИКРОСУЖЕНИИ С ПАРАБОЛИЧЕСКИМ ПОТЕНЦИАЛОМ КОНФАЙНМЕНТА

В. Д. Кревчик, А. А. Киндаев

Пензенский государственный университет

Теоретически рассмотрена задача рассеяния электронов на краевой дислокации в полупроводниковом микросужении (МС) с параболическим потенциалом конфайнмента. Наличие в структурах дислокационных линий при определенных условиях (низкие температуры) может кардинально влиять на их транспортные и оптические свойства. Экранированный потенциал заряженной дислокации, согласно Бонч-Бруевичу и Когану [1], моделируется в виде:

$$U(\rho_1) = \frac{e^2 f^* K_0\left(\frac{\rho_1}{\lambda_0}\right)}{2\pi\epsilon\epsilon_0 a^*}, \quad (1)$$

где f^* – вероятность заполнения акцепторного центра в дислокационной линии, a^* – расстояние между акцепторными центрами в дислокационной линии, $K_0(x)$ – функция Макдональда, ρ_1 – двумерный радиус-вектор в плоскости, перпендикулярной к оси дислокации, $\lambda_0 = \sqrt{\epsilon\epsilon_0 k_0 T / (e^2 n_e)}$ – длина экранирования Дебая. Для описания МС используется потенциал «мягкой стенки» [2]:

$$V(x, y, z) = \frac{m^*}{2} (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 - \omega_z^2 z^2), \quad (2)$$

где m^* – эффективная масса электрона, ω_x , ω_y – характеристические частоты удерживающего потенциала МС, частота ω_z определяется длиной l_z МС. В рамках моделей (1) и (2) в борновском приближении получена аналитическая зависимость времени релаксации импульса электронов от их энергии. Показано, что в области низких энергий краевая дислокация не оказывает влияния на процесс рассеяния электронов. Проведено исследование зависимости времени релаксации импульса электронов от их энергии при различных параметрах дислокации и МС. Выявлено, что с увеличением расстояния между акцепторными центрами в дислокационной линии, а так же с уменьшением вероятности их заполнения время релаксации увеличивается, что является следствием ослабления рассеивающего действия краевой дислокации.

1. Бонч-Бруевич В. Л., Коган С. М. //ФТТ. – 1959. – Т.1. – с. 1221
2. Галкин Н.Г., Гейлер В.А., Маргулис В.А.// ЖЭТФ.– 2000.–Т.117– с.593.

МЕЖСЛОЕВАЯ ОБМЕННАЯ СВЯЗЬ И КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПЛЕНОЧНЫХ МАГНИТНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ

Самардак А.С.

Дальневосточный государственный университет, Владивосток

Интерес к многослойным тонкопленочным магнитным наноструктурам (толщины отдельных слоев не превышают нескольких нанометров) во многом вызван стремительным развитием новой области науки – спинтроники. Спинтроника изучает взаимодействие собственных магнитных моментов электронов (спинов) с электромагнитными полями и разрабатывает на основе открытых явлений и эффектов новые приборы и устройства. Наиболее перспективные направления в этой области – квантовый компьютер, полевой спиновый транзистор и спиновая память. Спинтроника уже принесла много благодатных плодов. Так в прошлом году компания Motorola начала массовое производство спинтронных модулей памяти MRAM (Magnetoresistance Random Access Memory). Главное отличие таких модулей – записанная информация сохраняется при отключенном питании, так как электроны способны сохранять положение спина сколь угодно долго. MRAM уже нашла свое применение в сотовых телефонах, мобильных компьютерах, идентификационных картах. Кроме того, новую память уже используют военные для управления боевыми ракетами и для контроля за космическими станциями. Высокоточные угловые, позиционные и скоростные спиновые сенсоры широко используются в автомобильных агрегатах и механизмах, например, в антиблокировочной тормозной системе, всем известной как ABS (Antilock Braking System), благодаря которой автомобиль сохраняет прямолинейное направление движения при торможении на скользком дорожном покрытии. Современную компьютерную, теле- и видео-технику невозможно представить без спинтронных устройств. Помимо жестких дисков, принципы спинтроники воплощены в персональных видео-рекордерах (тюнеров для захвата видеосигнала с аналоговых устройств), телевидение высокой четкости (HDTV), DVD-приводах с интерференцией в ближнем поле при записи (NFR - near field recording).

Функционирование многих перечисленных устройств основано на квантово-размерных эффектах, таких как гигантское магнитосопротивление, туннельный магниторезистивный эффект, плоскостной эффект Холла. Межслоевая обменная связь, существующая в многослойных наноструктурах, является главным параметром, влияющим на их эксплуатационные характеристики. Наша работа направлена на выявление механизмов межслоевых обменных взаимодействий и природы квантово-размерных эффектов в многослойных пленках, состоящих из ферромагнитных слоев (Co, Fe, Ru, Ni), разделенных немагнитными прослойками (Cu, Si).

ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРА ДВУХФОТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В МИКРОСУЖЕНИИ С $D^{(+)}$ – ЦЕНТРАМИ

В.Д. Кревчик, А.А. Марко, С.В. Яшин

Пензенский государственный университет, г. Пенза

Интерес к примесному магнитопоглощению обусловлен тем, что эффект гибридизации спектра примесного поглощения света несет ценную информацию о зависимости энергии связи локализованного носителя от магнитного поля, параметров наноструктуры и типа дефекта, что в принципе позволяет производить идентификацию примесей. Двухфотонная (ДФ) спектроскопия открывает дополнительные возможности для изучения энергетической структуры кристалла. В частности, двухфотонное поглощение может использоваться для зондирования таких состояний, которые не проявляются при однофотонном возбуждении.

В рамках модели потенциала «мягкой стенки» и потенциала нулевого радиуса теоретически исследуется примесное ДФ магнитопоглощение, связанное с оптическими переходами электрона из $D^{(+)}$ – состояния в гибридно-квантованные состояния микросужения (МС) для случая поперечной по отношению к направлению магнитного поля поляризации света. В дипольном приближении рассчитано сечение ДФ ионизации $D^{(+)}$ – центров. Выявлены следующие правила отбора: оптические переходы с примесного уровня возможны только в гибридно-квантованные состояния со значением магнитного квантового числа $m = 0, \pm 2$. Спектр примесного ДФ магнитопоглощения представляет собой серию резонансных пиков, имеющих триплетную структуру. Расстояние между пиками, составляющими триплет, определяется циклотронной и гибридной частотами, а период появления триплета – только гибридной частотой. Исследована зависимость спектра ДФ поглощения от величины магнитного поля, а также параметров примесного центра и МС. Особенность электронного спектра в МС проявляется в зависимости края полосы примесного поглощения от эффективной длины сужения.

РАСЧЕТ ФОТОННОЙ ЗОННОЙ СТРУКТУРЫ ДЕФЕКТНЫХ СЛОИСТЫХ ОПТИЧЕСКИХ СРЕД В РАМКАХ МОДЕЛИ СУПЕРЯЧЕЙКИ

Панитков Е.В., Тимошенко Ю.К.

Воронежский государственный университет, г. Воронеж

В спектрах поглощения и отражения периодических систем наблюдаются стоп-зоны (частотные интервалы), в которых свет не может распространяться в одном, двух или во всех направлениях. Слоистые периодические среды представляют собой одномерные фотонные кристаллы. Как известно, нарушение периодичности приводит к локализации (пленению) фотонов. Настоящая работа посвящена компьютерному моделированию такого эффекта в приближении суперячейки, которое широко используется в теории электронной зонной структуры кристаллов.

В качестве объекта изучения была выбрана одномерная слоистая среда Si/a-SiO₂, спектры отражения и пропускания которой исследовались экспериментально [1]. Эта среда представляет собой чередование слоёв кремния толщиной 2290 ангстрем и аморфного диоксида кремния толщиной 6580 ангстрем. Первоначально мы рассчитывали фотонную зонную структуру идеальной слоистой среды, используя метод плоских волн [2]. Компьютерная программа написана на языке Fortran в среде Visual Fortran. Для решения обобщенной проблемы собственных значений эрмитовых матриц, которая возникает при использовании метода плоских волн, использовался известный пакет подпрограмм линейной алгебры LAPACK [3]. Полученные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными [1]. Так, в промежутке от 0 до 1.75 эВ обнаружены стоп-зоны в интервалах (0.257 , 0.394), (0.394 , 0.933), (0.933 , 1.023) и (1.023 , 1.626). Данные приведены в электронвольтах.

Далее рассматривалась дефектная слоистая среда Si/a-SiO₂. Роль дефекта играл слой кремния, обладающий большей протяжённостью, чем регулярный слой. Суперячейка представляла собой n пар слоёв кремния, причём один из слоёв кремния обладал большей протяжённостью, чем регулярный. Выполнено исследование влияния размерного эффекта (т.е. величины n) на фотонную зонную структуру. Помимо фотонных дисперсионных кривых рассчитывались и полные плотности фотонных состояний. Полученные результаты обсуждаются в связи с возможностью использования дефектных структур Si/a-SiO₂ в различных приложениях.

1. M. Patrini, M. Gali., M. Belotti Optical response of one-dimensional Si/SiO₂ photonic crystals // Journal of Applied Physics. – 2002. Vol. 92 – No.4 – p.1816-1820.
2. K.M. Leung, Y.F. Liu Photon band structures: The plane-wave method // Phys. Rev. – 1990. Vol. 42. No.14. – p.10188-10190.
3. LAPACK -- Linear Algebra PACKage – см. <http://www.netlib.org/lapack/>

ОПИСАНИЕ РАЗМЕРНО-КВАНТОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ В УЛЬТРАТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ МЕТОДОМ СИЛЬНОЙ СВЯЗИ

С.А. Лесин, О.Б. Томилин

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

Свойства сверхтонких монокристаллических пленок переходных и благородных металлов, осажденных на металлических подложках, в последнее время интенсивно изучались как теоретически, так и экспериментально. Интерес к этим системам вызван созданием и поиском новых периодических магнитных структур, обладающих эффектом гигантского магнетосопротивления, который можно использовать в устройствах записи, хранения и обработки информации. Многие интересные особенности свойств подобных систем обусловлены существованием в них размерно-квантованных состояний (РКС) – дискретных уровней в зонном энергетическом спектре объемного кристалла. Для описания энергетических параметров предлагается использовать метод сильной связи в полном валентном приближении (МСС-ВП) с учетом атомных s -, p -, d -орбиталей [1]. Пленка и подложка моделируются идеальными монокристаллическими пластинами с бесконечными размерами в плоскости, параллельной поверхности системы, но с конечным количеством атомных монослоев. Были получены аналитические выражения для матричных элементов гамильтониана для ГЦК- и ОЦК-структур с кристаллографическими гранями (100), (110) и (111). Соответствующая проблема на собственные значения решается численными методами. Разработанный метод был применен к расчету энергетических спектров и плотностей электронных уровней пластины Ag различной толщины. Показано, что при толщине порядка 40 атомных монослоев различия между кривыми плотности электронных уровней модельной пластины и объемного кристалла практически исчезают.

Был также рассчитан энергетический спектр системы Ag/V(100), которая недавно была исследована экспериментально (см. обзор [2]) методом фотоэлектронной спектроскопии, с помощью которого были обнаружены РКС в пленке серебра. В рассчитанном спектре дискретных уровней по свойствам локализации электрона в пленке были идентифицированы состояния, соответствующие РКС. Сравнение с экспериментальными данными показало, что МСС-ВП корректно предсказывает энергию РКС с максимальным отклонением, не превышающим -0.12 эВ без дополнительной модификации схемы параметризации зонных расчетов.

[1] J.C. Slater, G.F. Koster, Simplified LCAO method for the periodic potential problem, Phys. Rev. (1954) **94**, 1498–1524.

[2] M. Milun, P. Pervan, D.P. Woodruff, Quantum well structures in thin metal films: simple model physics in reality?, Rep. Prog. Phys. (2002) **65**, 99-141.

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭНЕРГИИ ПАЙЕРЛСА-НАБАРРО В ДЕФОРМИРУЕМЫХ КРИСТАЛЛАХ

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

Порог подвижности дислокации в деформированном кристалле определяется величиной барьера Пайерлса-Набарро. В большинстве работ, посвящённых расчету энергии Пайерлса-Набарро (ПН), рассматривался случай нулевой температуры кристалла. В нашей работе исследовано влияние температуры на величину энергии ПН.

При анализе влияния температуры $T \neq 0$ использована вариационная методика, разработанная Т.Мацубарой. Суть метода заключается в анализе свободной энергии Гиббса системы на основе фиктивного ансамбля статистически независимых гармонических осцилляторов с переменными жесткостями, которые определяются посредством вариационной процедуры.

Нами исследована величина барьера ПН для одномерной краевой дислокации в континуальном и дискретном пределах при конечной температуре. Установлено, что в континуальном пределе наличие температуры существенно снижает барьер ПН. В частности, рассчитана температурная зависимость для первой гармоники, определяющая величину энергии ПН:

$$U \cong U_0 \exp[\pi l_0 e^{\tau/2\gamma}],$$

где U_0 – энергия, рассчитанная в [1], $\gamma \gg 1$ - упругая постоянная цепочки, τ – безразмерная температура.

В дискретном случае, на основе подхода [2], в пределе слабой межатомной связи рассчитана температурная зависимость высоты барьера ПН (рис.1).

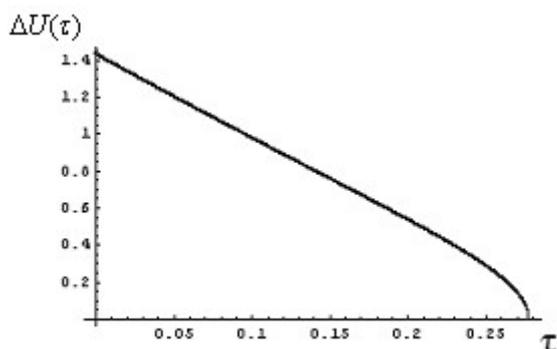


Рис.1. Барьер Пайерлса-Набарро $\Delta U(\tau)$ в пределе слабой межатомной связи, $\gamma = 0.01$, безразмерное сдвиговое напряжение $f = 0.3$

1. В.Л.Инденбом. Кристаллография 3, 2, 195 (1958)

2. О.В.Усатенко, А.В.Горбач, А.С.Ковалёв, Энергия и барьер Пайерлса дислокации (кинка) Френкеля-Конторовой, ФТТ, 2001, том 43, вып. 7

ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В НАНОКОМПОЗИЦИОННЫХ ПЛЁНОЧНЫХ СТРУКТУРАХ

С.А. Вызулин, И.С. Смаглюков

Кубанский государственный университет, г. Краснодар

Представлены результаты изучения явления ферромагнитного резонанса многослойных наногетероструктур типа: ферромагнетик – немагнитный металл, выполненных на основе слоев железа и бериллия. Исследовались образцы двух видов: 1) толщина слоев железа 14 А, бериллия – 17 А, число слоев 95; 2) толщина слоев железа 14 А, бериллия – 11 А, число слоев 110.

Измерения проводились на частоте 9270 МГц. Проведено две серии экспериментов с различными типами ориентации образца в поле подмагничивания. В одном изменялся θ – угол между полем \mathbf{H} и некоторым выделенным направлением в плоскости образца, в другой φ – угол наклона магнитного поля смещения к плоскости структуры.

Для образца 1 в спектре наблюдается одиночная резонансная линия. Анизотропия в плоскости диска имеет одноосный характер. Резонансное поле при вариации θ изменяется от 1250 до 1370 Э. Косвенные признаки – наличие двух дополнительных экстремумов (максимума и минимума) в полевой зависимости производной мощности сигнала поглощения от напряженности магнитного поля, указывает на возможность существования в

спектре еще одной резонансной линии. Однако из-за малой интенсивности наблюдаемого сигнала непосредственно зарегистрировать этот резонанс не удалось.

В спектре образца 2 в зависимости от величины θ может наблюдаться от одного до четырех резонансов. Два из них (моды А и Б) являются аналогами резонансов для образца первого типа. Резонансное поле для резонанса А изменяется при вариации θ от 730 до 940 Э, для резонанса Б – от 380 до 560 Э. Положение максимумов (минимумов) резонансных полей для мод А и Б сдвинуты относительно друг друга на угол порядка 90° . Два других резонанса аналогов в спектре для образца 1 не имеют.

По формуле Киттеля определено значение M – эффективной намагниченности и γ – гиромагнитное отношение. Для образца 1 получено $M \approx 626$ Гс и $\gamma \approx 2,96$ МГц/Э (g-фактор – 2,1). Для образца 2 – $M \approx 370$ Гс и $\gamma \approx 4,76$ МГц/Э (g-фактор – 3,4). Для таких значений параметры зависимости $N(\varphi)$ хорошо качественно и количественно описываются с помощью обобщенной формулы Киттеля. Однако следует отметить, что величины M и γ для образца 2 существенно отличаются от аналогичных параметров для толстых железных пленок. Возможно, что для объяснения этого различия, а также существования дополнительных типов резонансов, необходим учет вклада в магнитную энергию спин-орбитального взаимодействия.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект № 05-02-17064).

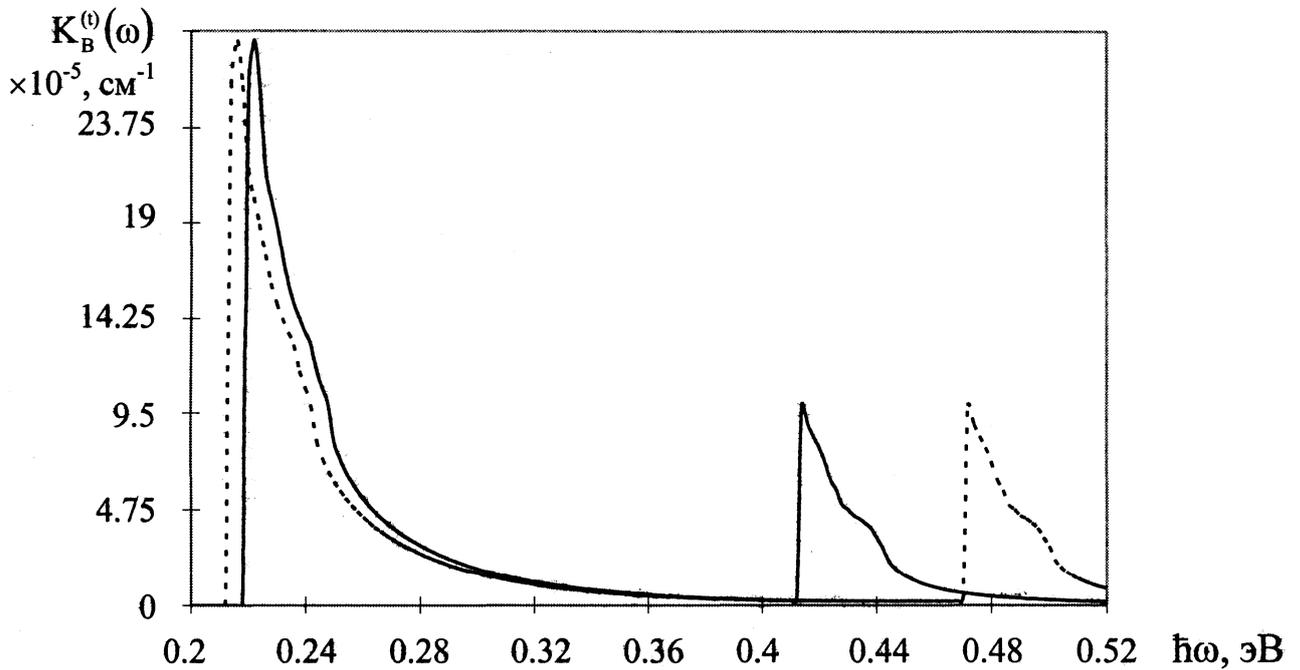
МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЛЕГИРОВАННЫХ КВАНТОВЫХ НИТЕЙ С КЕЙНОВСКИМ ЗАКОНОМ ДИСПЕРСИИ.

В.Д. Кревчик, Е.Н. Калинин, А.М. Иванов

Пензенский государственный университет, г. Пенза

В данной работе в приближении теории Кейна, в однозонном приближении исследованы локальные примесные состояния в квантовой нити (КН) на основе InSb содержащую водородоподобный примесный центр. В приближении эффективной массы было получено аналитическое выражение для волновой функции и энергетического спектра локализованного электрона. В дипольном приближении получено аналитическое выражение для коэффициента магнитооптического поглощения линейной цепочки из закрытых КН с учетом дисперсии их радиуса. Показано, что для спектральной зависимости характерен ярко выраженный эффект Зеемана, положение которого на кривой поглощения зависит от параметра s , характеризующего непараболичность закона дисперсии. Расстояние между пиками в дублете Зеемана определяется циклотронной частотой. Сами пики следуют периодически на кривой поглощения, с периодом определяемым гибридной частотой. На рисунке приведена спектральная зависимость коэффициента примесного поглощения света $K_B^{(i)}(\omega)$ структурой с КН для различных значений

магнитной индукции B при следующих значениях параметров: $L=35.8$ нм (радиус КН); $U_0=0.2$ эВ (амплитуда потенциала КН); $s=1.56 \times 10^6$ м/с; (сплошная кривая – $B = 15$ Тл, пунктиром – $B = 20$ Тл).



АКУСТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК В ТРЕХМЕРНОМ КВАНТОВОМ СУЖЕНИИ

И. А. Кокурин

Мордовский государственный университет имени Н. П. Огарева, Саранск

В работе был исследован акустоэлектрический (АЭ) ток J в трехмерном квантовом сужении с параболическим потенциалом конфайнмента, помещенном в однородное магнитное поле. За основу был взят метод так называемых нестационарных состояний рассеяния, развитый в [1]. В пределе низких температур получено удобное для дальнейшего анализа выражение для АЭ-тока. Анализ показывает, что зависимость АЭ-тока от химического потенциала μ связана с зависимостью кондактанса $G(\mu)$: так положение осцилляционных максимумов АЭ-тока соответствует положению

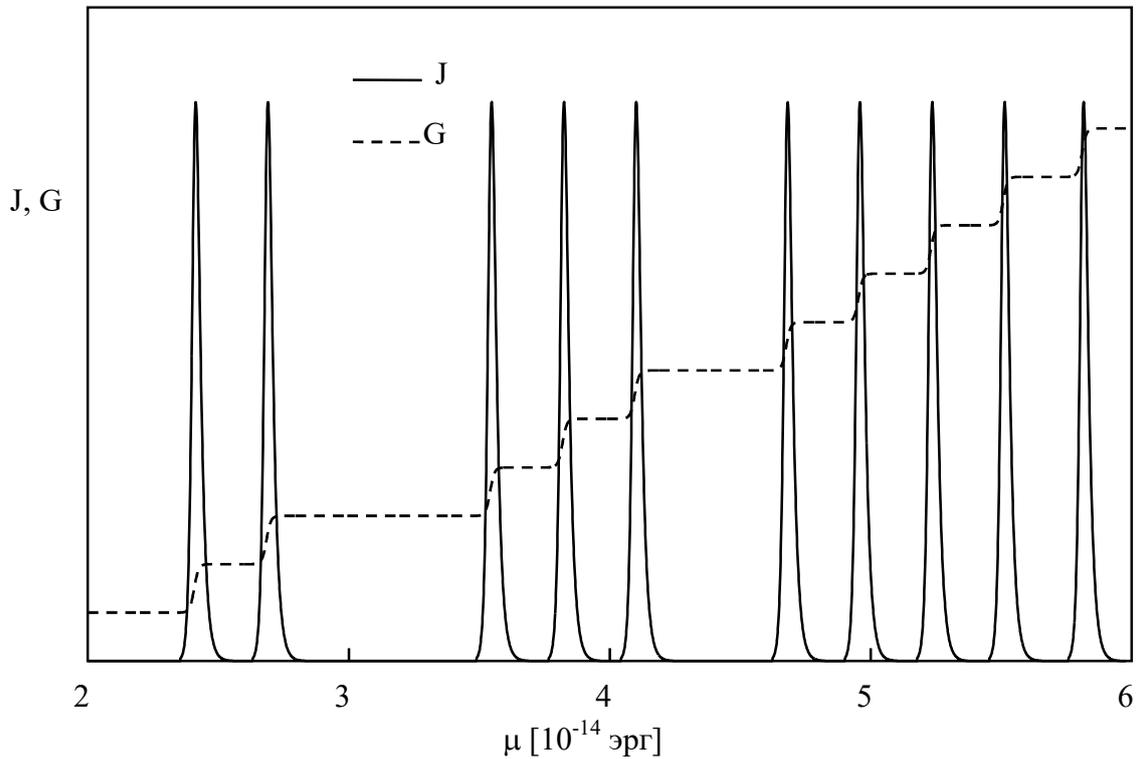


Рис.1. АЭ-ток и кондактанс как функции химического потенциала.

ступеней квантования кондактанса (Рис.1). Отметим так же, что аналогичная связь имеет место для дифференциального коэффициента термоэдс и кондактанса в квантовых проволоках и сужениях [2].

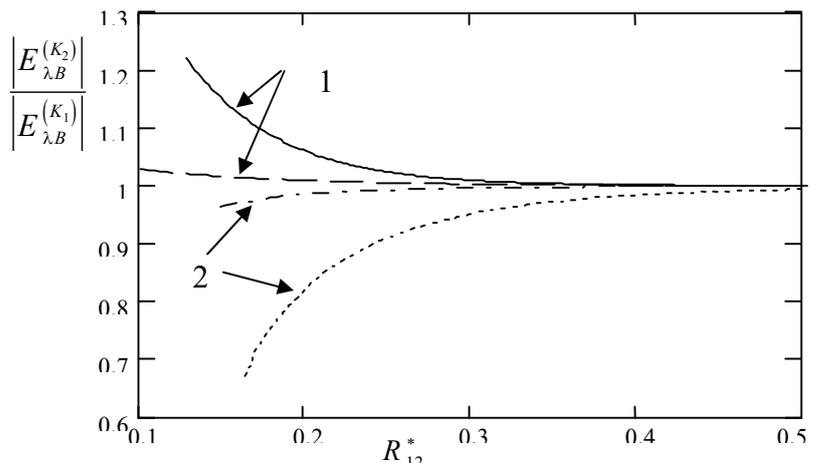
Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (грант № 15321).

1. O. Entin-Wohlman, Y. Levinson, P. Wölfle, Phys. Rev. B. **64**, 195308 (2001).
2. I. A. Kokurin, V. A. Margulis, A. V. Shorokhov, J. Phys.: Condens. Matter **16**, 8015 (2004).

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОЛЕКУЛЯРНОГО ИОНА D_2^- В КВАНТОВОЙ ЯМЕ

В. Д. Кревчик, А. Б. Грунин, Вас. В. Евстифеев
 Пензенский государственный университет, г. Пенза

Теоретически исследованы термы молекулярного иона D_2^- в полупроводниковой квантовой яме (КЯ) с параболическим потенциалом конфинмента при наличии продольного по отношению к оси роста КЯ магнитного поля. В рамках рассматриваемой модели



двухцентральной потенциал имитировался суперпозицией потенциалов нулевого радиуса с одинаковой мощностью. В однозонном приближении получены дисперсионные уравнения, описывающие зависимость g - и u - состояний от величины продольного магнитного поля, координат D^0 -центров $\vec{R}_{aj} = (\rho_{aj}, \varphi_{aj}, z_{aj})$ и параметров удерживающего потенциала. Рассмотрены случаи продольной (K_1) и поперечной (K_2) ориентации оси D_2^- -центра по отношению к направлению магнитного поля. На рис. представлена зависимость анизотропии $|E_{\lambda B}^{(K_2)}|/|E_{\lambda B}^{(K_1)}|$ энергии связи D_2^- -состояния от расстояния R_{12}^* между D^0 -центрами и величины магнитного поля соответственно для g -терма (кривая 1) и u -терма (кривая 2). Можно видеть, что анизотропия велика вблизи границ КЯ ($R_{12}^* \approx 0.5$), где более кардинальная модификация энергии связи $|E_{\lambda B}^{(K_1)}|$, обусловленная продольной конфигурацией D_2^- -центра, приводит к излому энергетических уровней, соответствующих вырожденным g - и u - состояниям. В однозонном приближении в рамках метода эффективной массы выполнен расчет коэффициента примесного магнитооптического поглощения $K_B^{(j,K_i)}(\omega)$ ($i=1, 2$) для многоямной квантовой структуры (МКС), состоящей из туннельно не связанных КЯ с учетом дисперсии их ширины $u = L/\bar{L}$. Предполагалось, что в каждой КЯ находится по одному D_2^- -центру с двумя возможными пространственными конфигурациями (K_1, K_2). Как показывает численный анализ, дихроизм примесного магнитооптического поглощения проявляется в изменении формы спектральной кривой поглощения, что отчасти связано с изменением правил отбора для магнитного и осцилляторного квантовых чисел. Также существенную роль для спектра поглощения имеет пространственная конфигурация молекулярного иона D_2^- в КЯ: меняется не только форма спектральной кривой, но и величина поглощения.

ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПАРАБОЛИЧЕСКОМ КВАНТОВОМ КАНАЛЕ

Карпунин В.В.

Мордовский государственный университет, Саранск

Рассчитано поглощение электромагнитного излучения в квантовом канале. Квантовый канал располагается на стыке двух слоев GaAs и AlGaAs и находится в постоянном продольном однородном магнитном поле. Электромагнитное излучение поглощается электронами проводимости. При этом электронные переходы происходят между отдельными гибридными уровнями. Переходы сопровождаются поглощением или испусканием оптического фонона.[1]

Найден электронный спектр параболического квантового канала

$$\varepsilon = \hbar\Omega(n + 1/2) + p_x^2 \omega_0^2 / 2m^* \Omega^2$$

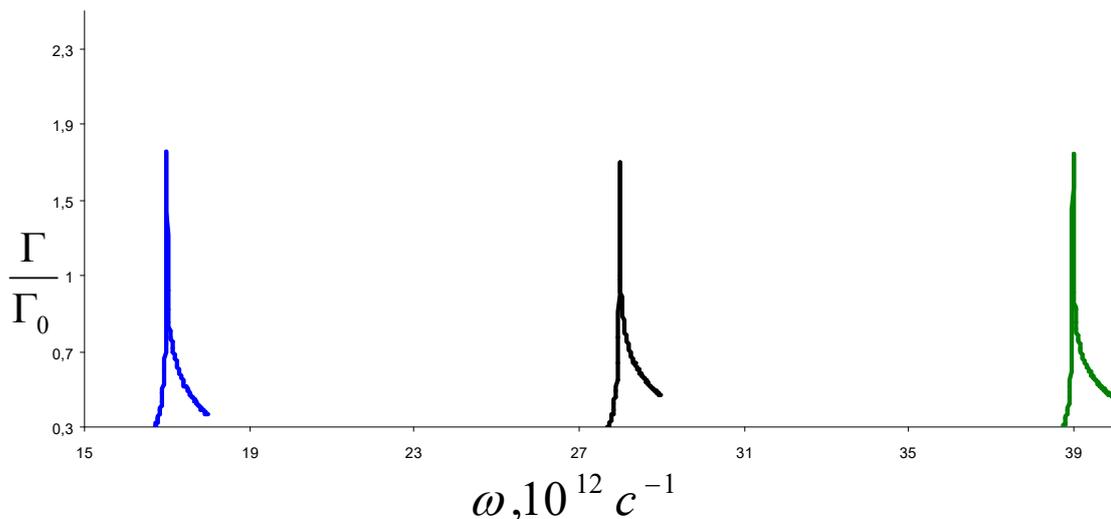
Выражение для поглощения излучения имеет вид

$$\frac{\Gamma^\pm}{\Gamma_0} = \frac{(2n' + 3)!!}{2^{n'+1}} \sqrt{\pi} \frac{\omega \omega_0^3}{(\Omega^2 - \omega^2)^2} e^{-\hbar\Omega/2T} e^{\hbar\Delta\omega_q/2T} K_0 \left(\frac{\hbar\Delta\omega_q}{2T} \right)$$

где $K_0(x)$ -функция Макдональда, $\Omega^2 = \omega_0^2 + \omega_c^2$, ω_0 -частота потенциала конфайнмента, $\Delta\omega_q$ -расстройка частоты, ω_c -циклотронная частота.

Показано, что если не учитывать дисперсию оптических фононов, то поглощение имеет логарифмическую сингулярность в точке резонанса, обусловленную соответствующим поведением функции Макдональда в точках, где расстройка частоты $\Delta\omega_q = \omega - \Omega(n' - n) \pm \omega_0$ обращается в нуль, при $\Delta\omega_q > 0$ на больших расстояниях $\hbar\Delta\omega_q \gg T$ асимптотика имеет корневой характер $\Delta\omega_q^{-1/2}$, переходя на близких расстояниях при $\hbar\Delta\omega_q \ll T$ в логарифмическую $\ln\Delta\omega_q$. Слева от резонансной точки $\Delta\omega_q < 0$ вблизи нее, где $\hbar\Delta\omega_q \ll T$, сингулярность также логарифмическая.

В связи с этим резонансный пик имеет асимметричный вид.



Зависимость поглощения от частоты электромагнитного излучения.

[1] Ф.Г. Басс, И.Б. Левинсон. //ЖЭТФ.-1965.-Т.49.-С.914.

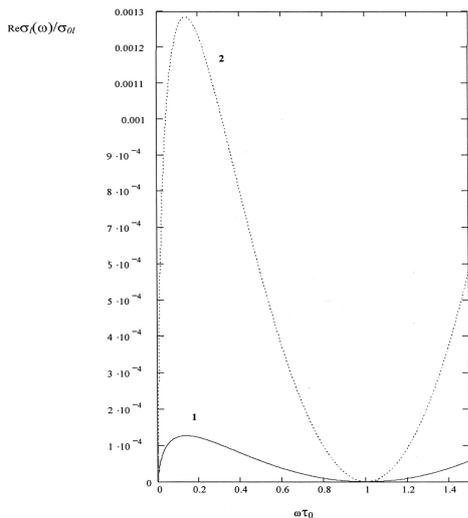
МОДУЛЯТОР ПАВ НА ОСНОВЕ КВАНТОВОЙ ЯМЫ С ПРЫЖКОВЫМ МЕХАНИЗМОМ ПРОВОДИМОСТИ

В.Д. Кревчик, С.Е. Игошина, Л.Н. Туманова, Е.Ю. Самофалова
Пензенский государственный университет

Теоретически рассмотрена возможность использования монолитной слоистой структуры пьезоэлектрик – плёнка окисла – плёнка полупроводника – плёнка окисла в качестве модулятора интенсивности поверхностных акустических волн (ПАВ). Полупроводниковый слой в такой структуре имеет толщину порядка длины волны де Бройля и его можно рассматривать как квантовую яму (КЯ). Физическую основу модуляции интенсивности ПАВ составляет прыжковый механизм проводимости на переменном токе в КЯ. Показано, что модуляторы на основе монолитной структуры могут эффективно использоваться в линиях задержки электрических сигналов.

В парном приближении проведён расчёт вещественной части продольной прыжковой проводимости по примесям в полупроводниковой КЯ с параболическим потенциалом Конфайнмента. Для потенциала примеси использовалась модель потенциала нулевого радиуса. Исследована зависимость прыжковой проводимости от глубины залегания примесных уровней. Показано, что основной вклад в прыжковую проводимость дают электронные переходы вблизи уровня Ферми. Выявлена высокая чувствительность прыжковой проводимости к глубине залегания примесных уровней.

На рисунке представлена зависимость нормированной проводимости $\text{Re}\sigma_1(\omega)/\sigma_{01}$ от величины $\omega\tau_0$ при различных значениях глубины залегания примесного уровня η_i . Можно видеть (см. кривую 2), что проводимость в основном определяется переходами электронов между примесными состояниями, лежащими вблизи уровня Ферми. Незначительное понижение примесных уровней сопровождается уменьшением проводимости примерно на порядок (ср. кривые 2 и 1). Необходимо отметить, что в достаточно узкой области частот переменного тока электрического поля $0,2 \leq \omega\tau_0 \leq 1$ (см. рисунок) прыжковая проводимость меняется от нуля до максимального значения.



Эта особенность составляет физическую основу модуляции интенсивности ПАВ.

Зависимость вещественной части нормированной проводимости $\text{Re}\sigma_1(\omega)/\sigma_{01}$ от величины $\omega\tau_0$ при различных значениях глубины залегания примесного уровня η_i :

- 1 $\eta_i=6$
- 2 $\eta_i=5.1$

ТЕРМОЭДС НАНОЦИЛИНДРА С ПРИСОЕДИНЕННЫМИ ОДНОМЕРНЫМИ ПРОВОДНИКАМИ

А.С. Панкратов, М.А. Пятаев

Мордовский государственный университет, Саранск

В работе исследуется термоэлектрический транспорт в системе, состоящей из проводящего наноцилиндра радиуса r с присоединенными к нему в произвольных точках двумя одномерными проводниками. Для получения явного вида коэффициента термоэдс S используется известный подход [1], позволяющий выразить термоэдс квантовой проводящей наноструктуры через ее кондактанс. С использованием формул для кондактанса, полученных в [2], найден явный вид термоэдс как функции химического потенциала μ и температуры T . Показан осцилляционный

характер зависимости S от μ (Рис.1). Исследована форма осцилляционных кривых.

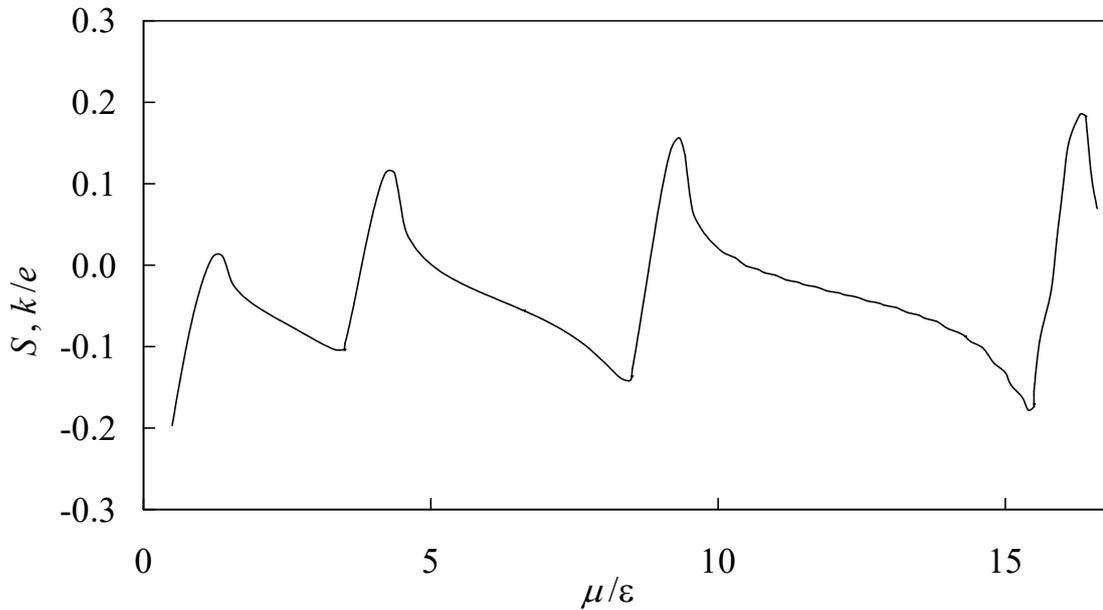


Рис. 1. Зависимость коэффициента термоэдс S от химического потенциала μ . Здесь $\epsilon = \hbar^2 / (2mr^2)$, m – масса электрона.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (грант 15321).

1. Bogachek E. N., Scherbakov A. G., Landman U. Thermopower of quantum nanowires in a magnetic field. *Phys. Rev. B* **54**, R 11094 (1996).

2. Margulis V. A., Pyataev M. A. Electron transport on a cylindrical surface with one-dimensional leads. *Phys. Rev. B* **72**, 075312 (2005).

НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫЕ ПЛЕНКИ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ ДЛЯ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ НОСИТЕЛЕЙ ИНФОРМАЦИИ

П. М. Малышев, М. В. Герасимов, М. В. Логунов, Н. В. Моисеев
Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарева, Саранск

Выпускаемые различными фирмами носители и приводы для записи информации весьма разнообразны, но далеко не все из них подходят для долговременного и надёжного хранения информации. Среди мобильных носителей выделяются магнитооптические диски, число допустимых циклов перезаписи которых в тысячи раз превышает аналогичный показатель для CD/DVD-RW дисков при сравнимых плотности записи и скорости записи/считывания информации [1]. Высокая величина не только эффекта Фарадея, но и эффекта Керра в ферритах-гранатах [2] делают их

одним из основных магнитооптических материалов. По сравнению с аморфными пленками на основе редкоземельных и переходных металлов, используемыми в магнитооптических дисках, пленки ферритов-гранатов обладают большей устойчивостью к коррозии благодаря оксидной структуре.

В настоящей работе представлены результаты исследования свойств поликристаллических пленок ферритов-гранатов с размерами кристаллитов в десятки/сотни нанометров. Основной проблемой, ограничивающей использование таких материалов, является пониженное отношение сигнал/шум при считывании информации из-за разброса размеров кристаллитов. Изучение влияния поликристаллической структуры пленки на процесс перемагничивания мы проводили в градиентном магнитном поле. Регистрация величины и количества скачков Баркгаузена на петле гистерезиса при квазистатическом изменении магнитного поля в сопоставлении с площадью освещаемой поверхности пленки позволяли оценить размеры одновременно перемагничивающихся областей пленки. Полученные результаты позволяют предположить, что эффективный («магнитный») размер кристаллитов ~ 100 нм и, соответственно, плотность записи информации может составлять $\sim 10^{10}$ бит/см². Следует отметить также высокую термостабильность эффекта Фарадея в исследованных пленках (что необходимо для надежного считывания информации): для фиксированной длины волны в диапазоне $\lambda = 470\div 650$ нм при изменении температуры от 20 до 100 °С фарадеевское вращение изменялось менее чем на 30%.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки России, грант № E02-3.4-419.

[1]. S. Tsunashima J. Phys. D. **34**, R87 (2001).

[2]. T. Dolgova e.a. J. Appl. Phys. **95**, 7330 (2004).

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА D_2^- - ЦЕНТРА В МИКРОСУЖЕНИИ

*Кревчик В.Д., Прошкин В.А., Марко А.А.
Пензенский государственный университет*

В последние годы резко возрос интерес к изучению магнитооптических свойств наноструктур, содержащих примеси. Особый интерес представляют примесные молекулы типа D_2^- , которые могут образовываться в процессе двойного селективного легирования наноструктур. Возможность управлять термами молекулярного иона D_2^- путем варьирования величины внешнего магнитного поля открывает перспективу для развития молекулярной электроники. С другой стороны, современные тенденции развития прецизионного наноструктурирования материалов таковы, что возникает необходимость учитывать влияние

особенностей геометрической формы наноструктур на электронный энергетический спектр, включая примесные состояния. В случае микросужений, такие особенности проявляются, прежде всего, в кардинальной модификации электронного спектра при переходе «квантовая проволока → микросужение». Ранее нами было показано, что метод потенциалов нулевого радиуса позволяет получить аналитическое решение для волновой функции и энергии связи локализованного на D_2^0 - центре электрона в микросужении, которое моделировалось потенциалом вида $V(x, y, z) = m^* (\omega_0^2 x^2 + \omega_0^2 y^2 - \omega_z^2 z^2) / 2$, где m^* – эффективная масса электрона; z – координата вдоль оси микросужения; частота ω_z определяется длиной микросужения L_z : $\omega_z = \sqrt{\hbar / (m^* L_z^2)}$; ω_0 – характерная частота двумерного гармонического осциллятора, потенциалом которого моделируется потенциал микросужения в плоскости, перпендикулярной оси структуры. В данной работе в дипольном приближении рассчитано сечение фотоионизации D_2^- – центра расположенного в сечении узкого горла микросужения для случая поперечной по отношению к направлению магнитного поля поляризации света. Показано, что спектр магнитопоглощения света поперечной поляризации содержит резонансные пики с ярко выраженными осцилляциями интерференционной природы, заполняющими расстояния между дублетами. Установлено, что период осцилляций слабо зависит от величины магнитного поля и не зависит от эффективной длины микросужения. Найдено, что край полосы примесного магнитооптического поглощения существенно сдвигается в коротковолновую область спектра при уменьшении эффективной длины микросужения.

ДИССИПАТИВНОЕ ТУННЕЛИРОВАНИЕ В СИСТЕМАХ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК (КВАНТОВЫХ МОЛЕКУЛАХ).

***В.Д. Кревчик, М.Б. Семенов, В.Г. Майоров, Е.И. Кудряшов, Р.В. Зайцев,
Е.В. Щербакова, Е.В. Кучумов***
Пензенский государственный университет

В последние несколько лет в связи с современными достижениями нанотехнологий резко выросло количество экспериментальных и теоретических исследований по туннелированию в системах взаимодействующих квантовых точек (квантовых молекулах). При этом очень важным оказалось дальнейшее развитие известной науки о квантовом туннелировании с диссипацией применительно к управляемому диссипативному туннелированию в структурах с квантовыми точками (КТ) [1]. В рамках этого подхода нами был выявлен эффект блокировки одноэлектронной волновой функции для квантовых молекул (КМ), в случае, когда радиусы квантовых точек, образующих КМ, совпадают. При

этом важно подчеркнуть, что эффект принципиально обусловлен влиянием среды – термостата. Изучена температурная зависимость вероятности туннелирования в системах типа КМ, «КТ – квантовая яма», «КТ – объемный контакт», а также в системе взаимодействующих КМ. В рамках развитого теоретического подхода, учитывающего роль спектра среды в одночастичном и двухчастичном туннельном переносе, показано, что с ростом частоты фононной моды вероятность туннелирования возрастает за счет увеличения эффективности электрон – фононного взаимодействия. Возрастание константы взаимодействия приводит к увеличению вязкости контактной среды и к соответствующему «вымерзанию» туннельного переноса. Показано, что для двухчастичного туннельного переноса с диссипацией, в случае, когда туннелирующие частицы движутся по параллельным координатам реакции в одном направлении в асимметричном адиабатическом потенциале (система взаимодействующих КМ), при некоторой температуре T_c в зависимости от величины коэффициента взаимодействия между частицами происходит «бифуркация» подбарьерных траекторий. Причем такая бифуркация осуществляется по типу фазового перехода первого рода. Показан эффект квантовых биений в окрестности точки бифуркации для параллельного двухчастичного туннельного переноса. Изученный эффект двумерных туннельных бифуркаций (и корреляций) с диссипацией может быть использован при создании термоуправляемых двумерных искусственных наноструктур, образованных из изолированных пар заряженных квантовых точек (КМ).

I.Dahnovsky Yu.I., Krevchik V.D., Semenov M.B., V.Ch. Zhukovsky, Yamamoto K., Kudryashov E.I., Mayorov V.G. One dimensional quantum dissipative tunneling in structures with quantum dots // in “Transfer processes in low - dimensional systems”, (2005), UT Research Institute Press, Tokyo, Japan (497pp.), p.251-263.

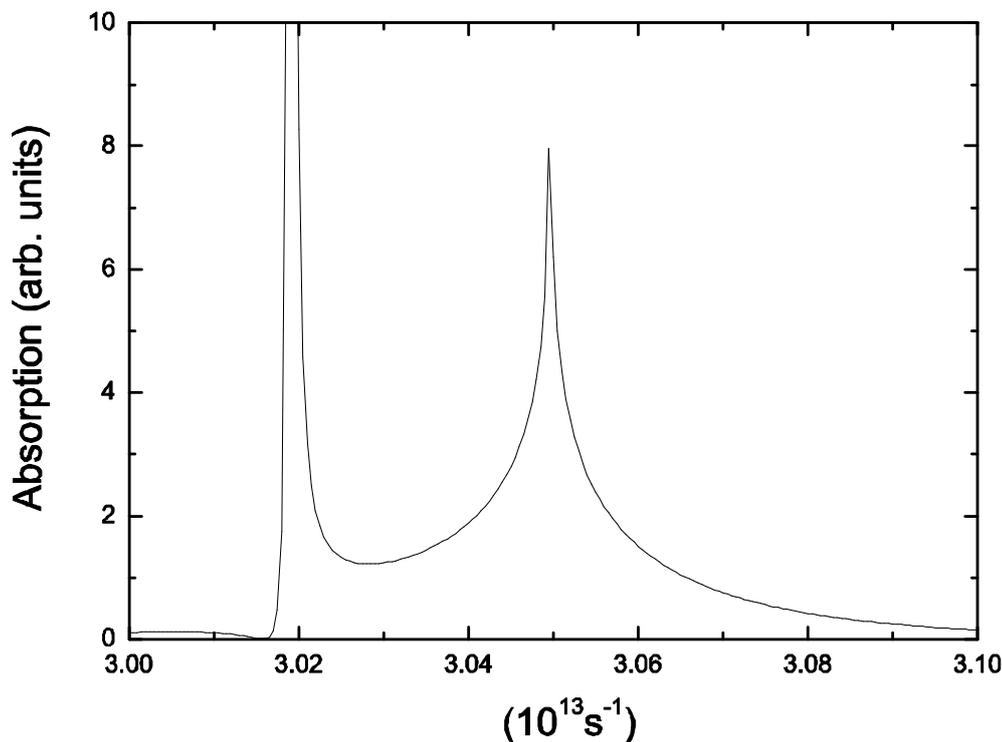
ГИБРИДНО-ПРИМЕСНЫЙ РЕЗОНАНС В ТРЕХМЕРНОЙ АНИЗОТРОПНОЙ КВАНТОВОЙ ПРОВОЛОКЕ

Н.Ф.Павлова

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

Квантовые проволоки привлекают к себе большое внимание в связи с их потенциальным применением в новых оптоэлектронных устройствах, в частности, в инфракрасных детекторах. Наличие внешнего магнитного поля дает возможность управлять рабочей частотой детектора и величиной поглощения. В работе теоретически исследовано поглощение электромагнитного излучения анизотропной квантовой проволокой, находящейся в магнитном поле с учетом процессов, связанных с одновременным рассеянием на ионизованной примеси. Данные процессы позволяют изучить механизмы рассеяния в квантовых проволоках и дают возможность оценить потери в оптических устройствах, основанных на квантовых проволоках. Мы изучили зависимость коэффициента

поглощения от частоты излучения и величины магнитного поля. Исследована форма кривой поглощения.



На рисунке показана зависимость коэффициента поглощения от частоты излучения. Левый пик соответствует обычному гибричному резонансу, правый пик соответствует гибридно-примесному резонансу.

[1] V. Ryzhii, I. Khmyrova, M. Ryzhii, and V. Mitin, *Semicond. Sci. Technol.* **19**, 8 (2004).

АКУСТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК В КВАНТОВОЙ ПРОВОЛОКЕ С УЧЕТОМ РАССЕЯНИЯ НА ТОЧЕЧНОЙ ПРИМЕСИ

И. А. Кокурин

Мордовский государственный университет имени Н. П. Огарева, Саранск

Теоретически исследован акустоэлектрический (АЭ) ток J в квантовой проволоке с параболическим потенциалом конфайнмента, помещенной в однородное магнитное поле, параллельное оси симметрии системы. Для расчета был использован метод, основанный на решении кинетического уравнения [1]. Потенциал примеси моделировался при помощи потенциала нулевого радиуса. Звуковая волна представлена как поток монохроматических акустических фононов.

Получено аналитическое выражение для АЭ-тока как функции химического потенциала μ и индукции магнитного поля B . Известно, что

при баллистическом транспорте АЭ-эффект возможен лишь для частот фононов ω_q превышающих пороговую $\omega_{th} = 2m^*s^2/\hbar$ [1], где m^* – эффективная масса электрона, s – скорость звука. Наличие примеси снимает это ограничение.

Примесную составляющую АЭ-тока можно представить в виде:

$$J^{imp} = J_0(\omega_q) \sum_{n=0}^{\infty} \left[\sum_{i,j=1}^{4,4} K_i K_j^* - K_1 K_1^* \right] [f^F(\varepsilon_{0n}^-) - f^F(\varepsilon_{0n}^+)], \quad (1)$$

где K_i – являются функциями параметров электронного энергетического спектра, частоты фононов ω_q и квантового числа n ; f^F – функция распределения Ферми; $\varepsilon_{0n}^{\pm} = \varepsilon_{0n} + (\hbar q/2 \pm m^*s)^2/2m^*$, ε_{mn} – дискретная составляющая электронного спектра, q – волновой вектор фононов. Здесь учтено, что точечной примесью эффективно рассеиваются только электронные моды с магнитным квантовым числом $m = 0$ [2].

Для частот фононов $\omega_q > \omega_{th}$ наличие примеси приводит к уменьшению высоты осцилляционных максимумов на зависимостях $J(\mu)$ и $J(B)$, то есть ток J^{imp} является отрицательным (относительно баллистической компоненты АЭ-тока), причем величина эффекта на порядок меньше баллистической составляющей. Для случая $\omega_q < \omega_{th}$ (в области, где баллистическая компонента тока отсутствует) J^{imp} является положительным, при этом величина эффекта еще на порядок меньше.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (грант № 15321).

1. V. L. Gurevich, V. B. Pevzner, G. J. Iafrate, Phys. Rev. Lett. **77**, 5219 (1996).
2. В. А. Гейлер, В. А. Маргулис, Л. И. Филина, ЖЭТФ, **113**, 1376 (1998).

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ПЛЕНОК GaAs:Mn МЕТОДОМ МАГНИТНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ

Малышева Е.И., Филатов Д.О.

Нижегородский государственный университет, г. Н.Новгород

Арсенид галлия, легированный марганцем, является перспективным материалом полупроводниковой спинтроники, поскольку при определенных условиях получения он может обладать ферромагнетизмом [1]. В настоящее время существует несколько технологических методов формирования ферромагнитных полупроводников. Наиболее распространенным из них является метод молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Полученные этим методом слои $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ($x \sim 0.05$) обладают ферромагнитными свойствами при низких температурах (температура Кюри $T_c < 180$ К). При повышении концентрации Mn и/или последующих термообработках ($T > 450^\circ\text{C}$) наблюдается сегрегация твердого раствора и

образование кластеров MnAs в матрице GaMnAs [2]. В работе [3] показано, что слои $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$, полученные методом МОС-гидридной эпитаксии (МОСГЭ), проявляют ферромагнитные свойства при комнатной температуре.

Целью данной работы было исследование однородности магнитных свойств пленок GaAs:Mn, полученных методом МОСГЭ с лазерным легированием Mn, методом магнитно-силовой микроскопии (МСМ) и выяснение условий формирования магнитных кластеров. Выращивание эпитаксиальных структур проводили методом МОСГЭ. Лазерное распыление мишеней из Mn и нелегированного GaAs производилось импульсами лазера АИГ:Nd. Содержание Mn в пленках определяли по соотношению времен распыления мишеней. МСМ измерения проводились на установке Solver Pro производства компании NT-MDT (Зеленоград, Россия). Методом МСМ было показано наличие нескольких фаз в слоях GaAs:Mn, полученных МОСГЭ при высоких температурах роста 400-550°C и высоких концентрациях Mn ($t_{\text{Mn}}/t_{\text{GaAs}}=0.68$). При более низком содержании Mn ($t_{\text{Mn}}/t_{\text{GaAs}}=0.2$) на МСМ-изображении также наблюдается несколько фаз. Понижение температуры роста (до 300°C) и содержания Mn в слоях GaAs:Mn способствует формированию однофазной системы, на МСМ-изображениях контраст отсутствует. Показано, что уменьшение температуры роста до 300°C и уменьшение содержания Mn (до $t_{\text{Mn}}/t_{\text{GaAs}}=0.2$) позволяет создавать однородные пленки.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (05-02-16624) и совместной Российско-американской программы "Фундаментальные исследования и высшее образование" (REC-NN-001).

1. Ohno H. Science, vol. 281, p. 951 (1998).
2. Matsukura F. *et. al.*, Phys. Rev. B **57**, 2037 (1998).
3. Вихрова О.В., Данилов Ю.А., Звонков Б.Н., и др. Мат. симп. «Нанопизика и наноэлектроника» (2005) С. 190-191.

СПЕКТРЫ МЕЖЗОННОГО ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В СВЯЗКАХ ОДНОСТЕННЫХ НАНОТРУБОК ИЗ НИТРИДА БОРА

О.В. Бояркина, Е.Е. Мурюмин, Л.В. Фомина

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

Теоретически изучены спектры межзонного оптического поглощения в связках параллельно расположенных и выровненных по длине одностенных борнитридных нанотрубок (БННТ) типа «зиг-заг» с индексом хиральности $(m,0)$. Рассмотрение проведено в рамках простой модели зонной структуры БННТ, основанной на приближении эффективной массы. Рассчитана продольная (вдоль оси БННТ) макроскопическая диэлектрическая функция $\epsilon_{\parallel}(\omega)$ системы, связанная с продольной компонентой тензора линейной оптической восприимчивости $\chi_{\parallel}^{(1)}(\omega)$ соотношением $\epsilon_{\parallel}(\omega) = 1 + 4\pi\chi_{\parallel}^{(1)}(\omega)$. В

одноэлектронном приближении частотная дисперсия $\chi_{\parallel}^{(1)}$ определяется выражением

$$\chi_{\parallel}^{(1)} = -\frac{e^2}{V\hbar} \sum_k \left[\frac{\Omega_{vc}(k)\Omega_{cv}(k)}{\omega_{cv}(k) - \omega + i\Gamma/2} + \frac{\Omega_{vc}(k)\Omega_{cv}(k)}{\omega_{cv}(k) + \omega + i\Gamma/2} \right],$$

где ω – частота электромагнитного излучения, поляризованного вдоль оси БННТ, V – нормировочный объем системы, e – элементарный заряд, $\hbar\omega_{cv}(k) = \varepsilon_{ck} - \varepsilon_{vk}$ – энергетическое расстояние между высшей занятой валентной подзоной ε_{vk} и низшей пустой подзоной зоны проводимости ε_{ck} при фиксированном значении электронного квазиимпульса $\hbar k$, Γ – фактор затухания возбужденных электронных состояний, $\Omega_{cv}(k)$ – матричный элемент дипольного перехода между указанными квантованными подзонами. В рассмотренной модели матричный элемент $\Omega_{cv}(k)$ равен

$$\Omega_{cv}(k) = \frac{\gamma^2}{2\varepsilon_{ck} \sqrt{\varepsilon_{ck}^2 - \Delta^2}} \left(\frac{\Delta}{\varepsilon_{ck}} k - i\kappa_v \right),$$

где $\gamma = \sqrt{3} |V_{pp\pi}| a_0 / 2$ ($V_{pp\pi}$ – интеграл переноса между ближайшими соседними π -орбиталями, a_0 – постоянная решетки БН), $\kappa_v = -v/3R$ ($v = \text{mod}(m, 3)$, R – радиус БННТ), Δ – полуширина запрещенной зоны в энергетическом спектре БННТ при $k=0$. Полученные на основе приведенных выше формул аналитическое выражение для $\text{Im}\varepsilon_{\parallel}(\omega)$ и численные результаты демонстрируют характерное резонансное поведение оптического поглощения в связках БННТ, которое должно наблюдаться при частоте $\omega \rightarrow 2\Delta$, и зависимость частотной дисперсии $\text{Im}\varepsilon_{\parallel}(\omega)$ от радиуса БННТ.

ВЛИЯНИЕ ПЕРИОДА И ОТЖИГА НА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ МНОГОСЛОЙНЫХ НАНОПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР α -SiO/Al₂O₃

Трухин А.А., Ершов А.В., Казанцева И.А.

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

Гетероструктуры с квантовыми точками (КТ) в настоящее время интенсивно изучаются. Особый интерес вызывают кремниевые структуры с КТ, которые проявляют интенсивную фотолюминесценцию (ФЛ) при комнатной температуре, перспективные для создания оптоэлектронных интегральных устройств. Согласно [1] система кремниевых КТ в матрице SiO₂ может быть сформирована путем отжига многослойных нанопериодических структур (МНС) α -Si/SiO₂, и более эффективно это

осуществляется при использовании вместо нанослоев a -Si слоев монооксида кремния (SiO).

В данной работе исследуется влияние отжига в осушенном азоте при температурах от 500 до 1100 °С на ФЛ МНС a -SiO/Al₂O₃, сформированных методом электроннолучевого испарения. Структуры, состоящие из 9 периодов, получали на вакуумной установке ВУ-1А последовательным напылением ультратонких слоев SiO и Al₂O₃. Толщина ямного слоя SiO составляла 2, 4 и 6 нм при постоянной толщине барьерных слоев Al₂O₃ в 3 нм. Спектры ФЛ измеряли в диапазоне 350-900 нм при возбуждении азотным лазером (337 нм) при комнатной температуре.

Результаты исследований показали следующее.

1. В зависимости от периода МНС и температуры отжига структуры проявляют высокоинтенсивную ФЛ при комнатной температуре в трех полосах: 410-430, 470-500 и 750-810 нм.

2. Полосу при 410 нм мы связываем с дефектами в слоях Al₂O₃, именно – с F -центрами. Пик ФЛ на 470-500 нм мы объясняем участием дефектных состояний в SiO₂-фазе (или SiO _{x} с $x \rightarrow 2$), появление которой происходит при отжиге SiO. Рассматриваемые дефекты отжигаются уже при 700 °С. Полосу ФЛ на 760 нм мы связываем с образованием нанокристаллов Si в слое SiO при отжиге МНС при 1100 °С.

3. В докладе обсуждается механизм излучательной рекомбинации исследуемых наноструктур с позиций квантового ограничения и влияния поверхностных состояний на границе раздела «нановключение/матрица».

Работа выполнена в рамках программы «Развитие научного потенциала высшей школы» Минобрнауки РФ. Раздел 3.3. Код проекта 4623.

1. Size-controlled highly luminescent silicon nanocrystals: a SiO/SiO₂ superlattice approach / M. Zacharias, J. Heitmann, R. Scholz, et. al. // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 80, N 4. P. 661-664.

МАГНИТНЫЕ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОКОМПОЗИТОВ ФЕРРОМАГНЕТИК-СЕГНЕТОЭЛЕКТРИК

В.А. Вызулин¹, В.Е. Буравцова², А.А. Дмитриев², С. Пхонгхирун²

¹*Кубанский государственный университет, г. Краснодар.*

²*Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва.*

В работе представлены результаты экспериментальных исследований магнитных и магнитооптических свойств гранулированных нанокомпозитов типа ферромагнетик-сегнетоэлектрик.

Наноконпозитный материал имел формулу (Co) _{x} (LiNbO₃)_{100 - x} и представлял собой наноразмерные аморфные кластеры Co беспорядочно распределенные в сегнетоэлектрической аморфной матрице LiNbO₃.

Форма спектров и величина экваториального эффекта Керра (ЭЭК)

для исследованных гранулированных пленок значительно отличаются от спектра ЭЭК однородного поликристаллического Co.

Методом ФМР были исследованы спектры резонансных полей H_{res} и ширин линий ΔH различных типов колебаний в зависимости от ориентации постоянного магнитного поля \vec{H} относительно нормали \vec{n} к плоскости пленки.

По угловым зависимостям ΔH для различных концентраций показано, что при $x < 40$ ат.% система проявляет свойства суперпарамагнетика. С ростом x ширина линии сначала уменьшается, а при концентрациях 44—76 ат.% проявляет слабую зависимость от x . Сравнение с результатами магнитооптических исследований позволяет сделать вывод, что при этих концентрациях между гранулами возрастает взаимодействие, что приводит к существенной перестройке гранулированной структуры.

Исследования спектров ферромагнитного резонанса и экваториального эффекта Керра позволяют достаточно точно описать структуру гранулированных нанокмозитов в широком диапазоне концентраций металлической фазы.

Авторы выражают благодарность Калинину Ю.Е. и Ситникову А.В. за предоставленные образцы нанокмозитов.

МАГНИТНОЕ И СТРУКТУРНОЕ СОСТОЯНИЕ Fe-Co КАТАЛИЗАТОРА ОКИСЛИТЕЛЬНОГО ДЕГИДРИРОВАНИЯ БУТЕНОВ В ДИВИНИЛ

**Ю.В. Максимов^{*}, А.В. Голубьев, Г.И. Килейников, Е.Н. Лютова,
К.Н. Нищев**

^{} Институт химической физики им. Н.Н.Семенова РАН, Москва
Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск*

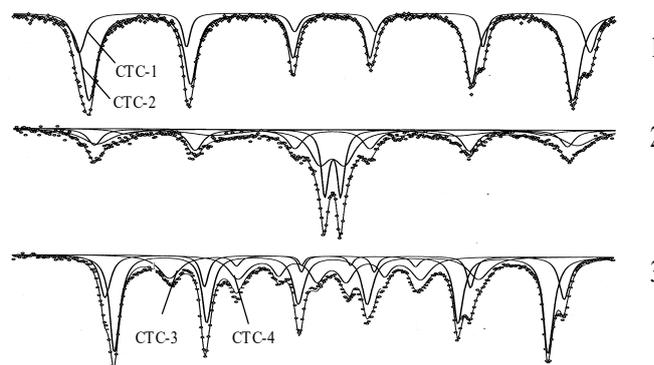
Кристаллическая структура и характер распределения ионов во многом определяют каталитические и магнитные свойства оксидов. Каталитические и адсорбционные процессы, протекающие на поверхности контакта, часто оказывают очень существенное влияние на его кристаллическую структуру. Происходящие при этом изменения могут быть очень существенными:

а) внутренняя перестройка кристаллов [1]

б) изменение структуры и состава поверхности [2].

В данной работе методом гамма-резонансной спектроскопии (ГРС) изучены структурные аспекты формирования наноксидных железокобальтовых систем, активных в реакции окислительного дегидрирования бутенов в дивинил. Согласно полученным данным ГРС, активная железосодержащая фаза свежеприготовленного исследуемого катализатора (Co : Fe = 3 : 7) представляет собой феррит CoFe_2O_4 (спектр 1. СТС-1 и СТС-2). Увеличение концентрации кобальта в образце (Co : Fe = 7 : 3) привело к образованию непрерывного ряда твердых растворов $\text{Co}_{3-x}\text{Fe}_x\text{O}_4$ (спектр 2).

С целью изучения катионного распределения и выявления механизма формирования активных структур исследована высокотемпературная адсорбция смеси бутенов в образце. В ГР спектре такого образца появляются новые линии двух магнитных СТС-3 и СТС-4 с параметрами, характерными для металлического соединения железа.



Таким образом, вследствие обработки бутенами наблюдается восстановление части оксида железа со структурой шпинели, до металлического состояния.

1. А.В. Голубьев, А.И. Матвеев, Э.Н. Амирбеков, Ю.В. Максимов, И.П. Суздаlev. Кинетика и катализ. 1987, т. 28, вып. 6, с. 1445.

2. А.В. Голубьев, Г.И. Килейников, М.В. Логунов, Е.Н. Четвергова. Материалы нано-, микро- и оптоэлектроники: физические свойства и применение. Саранск. 2003.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР КОМПЛЕКСА $A^+ + e$ В КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ В АДИАБАТИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

В.Д. Кревчик, А.В. Левашов
Пензенский госуниверситет, г. Пенза

Интерес к комплексам $A^+ + e$ в наноструктурах обусловлен прежде всего тем, что они, наряду со стационарными A^+ - центрами, при определённых условиях могут давать вклад в фотолюминесценцию. Этот вклад, по-видимому, будет определяться количеством незаполненных A^0 - позиций в процессе двойного селективного легирования [1]. С другой стороны, отличие энергии связи дырки в комплексе $A^+ + e$ от энергии связи стационарного A^+ - состояния может заметно проявиться при больших уровнях легирования [2] (вероятность незаполненных A^0 - позиций велика). В настоящей работе рассмотрена ситуация, когда в процессе возбуждения фотолюминесценции светом накачки возможно образование

комплекса $A^+ + e$, представляющего собой дырку, локализованную на A^0 -центре, взаимодействующую с электроном, локализованным в основном состоянии квантовой точки (КТ). Действительно согласно работе [2], при использовании метода двойного селективного легирования, например в квантовых ямах сохраняется вероятность нахождения некоторого количества A^0 - центров, с которыми могут эффективно взаимодействовать неравновесные электроны и дырки с образованием комплексов $A^+ + e$. Цель данной работы состоит в вычислении энергии связи дырки в таком комплексе в рамках метода потенциала нулевого радиуса в адиабатическом приближении. Аналитически получено уравнение, определяющее зависимость энергии связи дырки, локализованной на нейтральном акцепторе, от параметров потенциала структуры и квантового состояния электрона. Показано, что в квантовых точках малого радиуса энергия связи дырки в рассматриваемом комплексе может значительно превышать энергию основного состояния стационарного A^+ - центра. Проведено сравнение энергии связи дырки, локализованной на A^+ - центре с энергией стационарного A^+ - центра [3] в отсутствии кулоновского взаимодействия. Показано, что с уменьшением радиуса квантовой точки энергия связи дырки в комплексе $A^+ + e$ значительно возрастает. Это обстоятельство может оказаться полезным для идентификации пиков, соответствующего излучению с A^+ -центра и пика рекомбинации комплексов $A^+ + e$, возникающих в неравновесных условиях в квазиульмерных структурах.

[1] D.Larsen. Phys.Rev.B, 47,16,333 (1993)

[2] Ю.Л. Иванов, П.В. Петров, А.А. Тонких, Г.Э. Цырлин, В.М. Устинов. ФТП, 37, 9, 1114 (2003)

[3] В.Д. Кревчик, А.В. Левашов. ФТП, 36, 2, 216 (2002)

**МАТЕРИАЛЫ ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ
И ЛАЗЕРНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ**

СПЕКТРОСКОПИЯ И ИНДУЦИРОВАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ РАЗУПОРЯДОЧЕННЫХ КРИСТАЛЛОВ, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ Yb³⁺

*Шестаков А.В.1) Воронько Ю.К. 2) Осико В.В. 2) Соболев А.А. 2) Ушаков
С.Н.2) Шукшин В.Е. 2)*

ООО НПЦ «ЭЛС-94», г. Москва1)

Институт общей физики РАН, г. Москва2)

Введение: Объекты исследования.

Использование активированных кристаллов с разупорядоченной структурой, по сравнению с кристаллами с регулярной кристаллической решеткой за счет широких неоднородно уширенных спектров поглощения и люминесценции дает следующие преимущества:

1. Возможность перестройки длины волны излучения лазера в пределах неоднородной ширины линии люминесценции, что составляет в ряде случаев величину десятки нанометров. Это относится и к исследованным кристаллам, как будет показано.

2. Возможность получения коротких импульсов (фемтосекундной длительности), позволяющих эффективно проводить нелинейные преобразования частоты излучения.

3. По сравнению с промышленными лазерными стеклами, активированными редкоземельными ионами, которые также имеют неоднородно уширенные спектры и применяются в мощных импульсных системах, у разупорядоченных кристаллов лучшие теплофизические и механические характеристики.

4. Требования к стабильности внешних параметров могут быть снижены, поскольку в случае неоднородно уширенных спектров изменение внешних условий не будет критическим.

В последнее время внимание исследователей обращено к кристаллам, активированным Yb³⁺, поскольку они обладают определенными преимуществами по сравнению с другими РЗИ:

1. Ионы иттербия хорошо подходят для лазерных применений благодаря своей простой схеме энергетических уровней. Эти ионы имеют только два энергетических уровня – основной ²F_{7/2} и возбужденный ²F_{5/2}. Энергетический зазор между ними составляет около 10000 см⁻¹. Поскольку есть только одна спектральная полоса для накачки, то использование ламповой накачки делало непрактичным использование иттербия в качестве лазерного иона, что изменилось с появлением диодной накачки. Полоса поглощения иона Yb³⁺ находится в спектральном интервале 940-980 нм, т.е. для возбуждения могут быть использованы лазерные диоды на основе InGaAs, для которых отработана наилучшая к настоящему времени технология.

2. Поскольку другие 4f-уровни отсутствуют, то на лазерный выход не могут оказывать влияние такие эффекты, как ап-конверсия, кросс-релаксация и поглощение из возбужденного состояния, актуальные для других трехвалентных РЗИ.

3. Близость полос поглощения и люминесценции. Это приводит к существенному уменьшению тепловыделения при узкополосном возбуждении активной среды, что минимизирует влияние термоэффектов (возникновение тепловых линз и двойного лучепреломления) на лазерные параметры. Это особенно актуально для разупорядоченных сред, поскольку они обладают меньшей теплопроводностью, чем упорядоченные.

Для исследований имелось три группы кристаллов, существенно отличающихся друг от друга: кальций-ниобий-галлиевого граната (КНГГ), диоксида циркония (со стабилизацией оксидом Yb₂O₃ и с двойной стабилизацией – оксидами Yb₂O₃ и Y₂O₃).

Также была исследована группа кристаллов со структурой шеелита: двойных натрий-гадолиниевого вольфрамата (NGW), натрий-гадолиниевого молибдата (NGM), натрий-лантанового молибдата (NLM). Кроме всех перечисленных, также был исследован кристалл ортованадата иттрия YVO_4 , характеризующийся большими интегральными сечениями межуровневых переходов РЗИ. Неоднородное уширение спектральных линий, проявляющееся при значительной концентрации активирующей примеси, позволяет рассматривать изначально упорядоченный кристалл YVO_4 при его активации редкоземельными ионами в высокой концентрации как кристалл с разупорядоченной структурой со всеми их преимуществами.

Разупорядоченные кристаллы КНГГ, активированные редкоземельными ионами, исследуются уже около 20 лет. За это время на многих ионах-активаторах получена лазерная генерация при ламповой и лазерной накачке в диапазонах длин волн 1; 2 и 3 мкм при различных режимах генерации. В связи с распространением диодной лазерной накачки было решено акцентировать внимание на использовании изучаемых материалов в качестве активных элементов лазеров с диодной накачкой. Исследованы параметры генерации на КНГГ с неодимом. Многоцентровость этих кристаллов, являющаяся одной из их отличительных особенностей, вызвана статистическим распределением анионных группировок галлия и ниобия в различных координационных сферах TR^{3+} , замещающего ионы кальция в катионной подрешетке граната и наличием кислородных вакансий в конгруэнтном составе. Исследованные кристаллы были выращены методом Чохральского группой Е.В. Жарикова.

Кристаллы стабилизированного диоксида циркония (фианиты) традиционно привлекают внимание с точки зрения их использования в качестве лазерных кристаллов. Активирование ионами Yb и использование диодной накачки позволяют минимизировать недостатки этих кристаллов (низкую теплопроводность и возможную неоднородность). Любые стабилизированные лазерные кристаллы на основе ZrO_2 изначально содержат значительную концентрацию вакансий по кислороду, которые приводят к разупорядочению кристаллической решетки. Вследствие этого, кристаллическое окружение активаторных ионов различается, что приводит к заметному различию их индивидуальных оптических спектров и уширению суммарных спектров. Кристаллы выращены группой Е.Е. Ломоновой.

Следующая исследованная группа кристаллов – двойные вольфраматы и молибдаты со структурой шеелита. Основная идея, которая вызывает интерес к этим кристаллам – это возможность сочетания положительных свойств разупорядоченных материалов (большая ширина полос поглощения и люминесценции) и, в то же время, благодаря особенностям этих кристаллов, возможность сохранения большого значения сечений переходов. В них ионы Na и Gd распределены по решетке случайно, т.е. разупорядоченность кристалла вызвана наличием двух типов анионов основы. Кристаллы были выращены группой Е.В. Жарикова.

Все кристаллы исследованы впервые.

Методика

Из всех образцов вырезали плоскопараллельные пластины (размерами, в среднем, 5-10мм, толщиной 1-5мм) перпендикулярно оси роста кристалла. В случае использования оптически неизотропных (одноосных) кристаллов образцы ориентировались так, чтобы оптическая ось была перпендикулярна одной из плоскостей кристалла. В процессе роста возможны отклонения оси роста от заданного направления, поэтому проводился дополнительный контроль ориентации кристалла после выращивания. Полученные образцы, использовались для проведения исследований. Фактические концентрации активаторов в кристаллах измерялись с помощью рентгеноспектрального микроанализа (РСМА).

Все исследованные материалы изучались по одному плану. 1) Поглощение. Для удобства спектр поглощения в единицах сечения перехода приведен для каждого

материала вместе со спектром люминесценции. Спектры регистрировались на спектрофотометре СФ-20М 2) При регистрации спектров люминесценции для исключения эффекта перепоглощения, актуального для Yb, применялась такая геометрия съемки, чтобы угол между излучением возбуждения и регистрации был близок к 180° . Кроме того, образцы, особенно с большими концентрациями активатора, делались по возможности тонкими: толщина образцов, на которых регистрировались спектры люминесценции, составляла 100 мкм. Подсчет сечения осуществлялся по формуле Фухтбауэра – Ладенбурга. Для расчетов необходимо знать значение радиационного времени жизни. Для его определения были изучены кинетики затухания люминесценции имеющихся образцов. Но время жизни может быть сильно «затянуто» за счет перепоглощения. Для уменьшения эффекта перепоглощения применялся метод измерения времени жизни на мелких частицах образца, взвешенных в иммерсионной жидкости. Излучение регистрировалось на длине волны около 1 мкм при возбуждении в диапазоне 970-980 нм, в зависимости от кристалла.

Для каждого исследованного кристалла рассчитано сечение усиления при разных значениях инверсной заселенности.

Спектроскопия КНГГ

Спектр поглощения образца КНГГ:Yb 2,8 ат.% представлен на рис.1 совместно со спектром люминесценции. Спектр поглощения состоит из широких, взаимно перекрывающихся полос. Полоса с максимумом на 973 нм соответствует основному переходу между нижними штарковскими компонентами $^2F_{5/2}$ и $^2F_{7/2}$. Полуширина спектра достигает 5 нм. Это превосходит полуширину спектров поглощения кристаллов YAG: Yb³⁺ (~3 нм). Кроме того, полуширина этой полосы хорошо согласуется со спектрами излучения лазерных диодов (около 3 нм). Интенсивность полосы поглощения (около 6 см^{-1} и около 10 см^{-1}) позволит уже при данных значениях концентрации иметь длину лазерного элемента около 1,7 мм и около 1 мм соответственно.

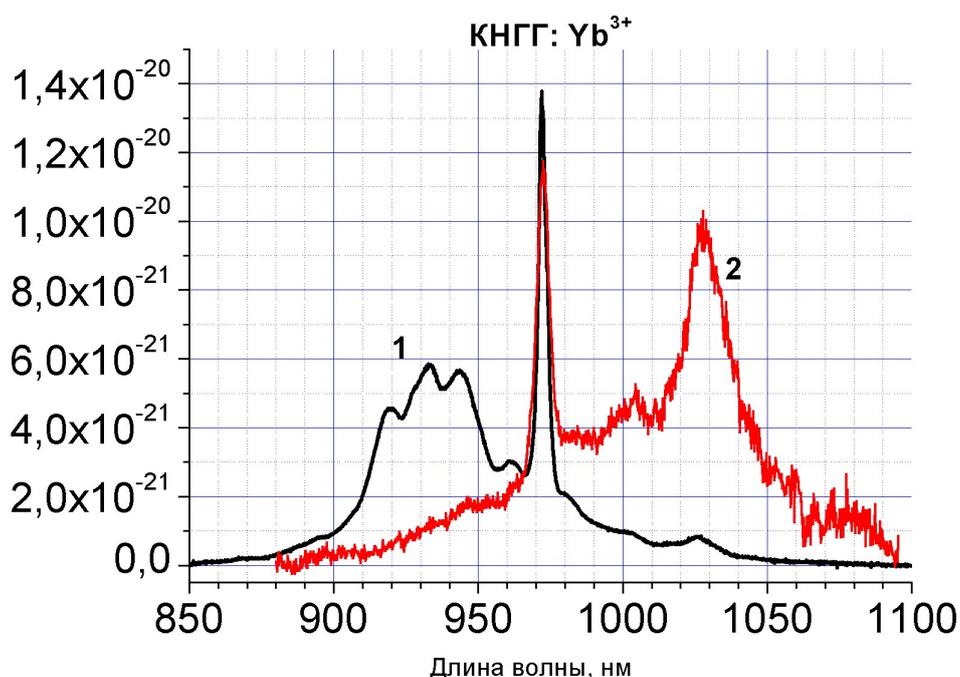


Рис.1 Спектр поглощения (1) и люминесценции (2) кристалла КНГГ-Yb ($c_{Yb}=2.8$ ат.%).

Для возбуждения люминесценции использовался лазерный InAlGaAs диод с диапазоном перестройки излучения 962-968 нм. Возбуждающий диод включался в импульсном режиме, регистрация излучения проводилась после временной задержки 100 мкс. Образец имел толщину 100 мкм. Спектр люминесценции образца КНГГ:Yb³⁺ 2,8% представлен на том же графике. Рассчитанное по формуле Ф.-Л. значение сечения люминесценции в максимуме, оказалось равным $1,2 \cdot 10^{-20}$ см². Для определения времени жизни зарегистрирована кинетика затухания люминесценции. Время жизни оказалось равно 780 мкс.

На рис.2 представлены значения сечения усиления (σ_g) для КНГГ: Yb для разных значений коэффициента относительной инверсной населенности «бета». Видно, что спектры усиления представляют собой очень широкие неоднородно уширенные полосы в диапазоне 1,02-1,07 мкм.

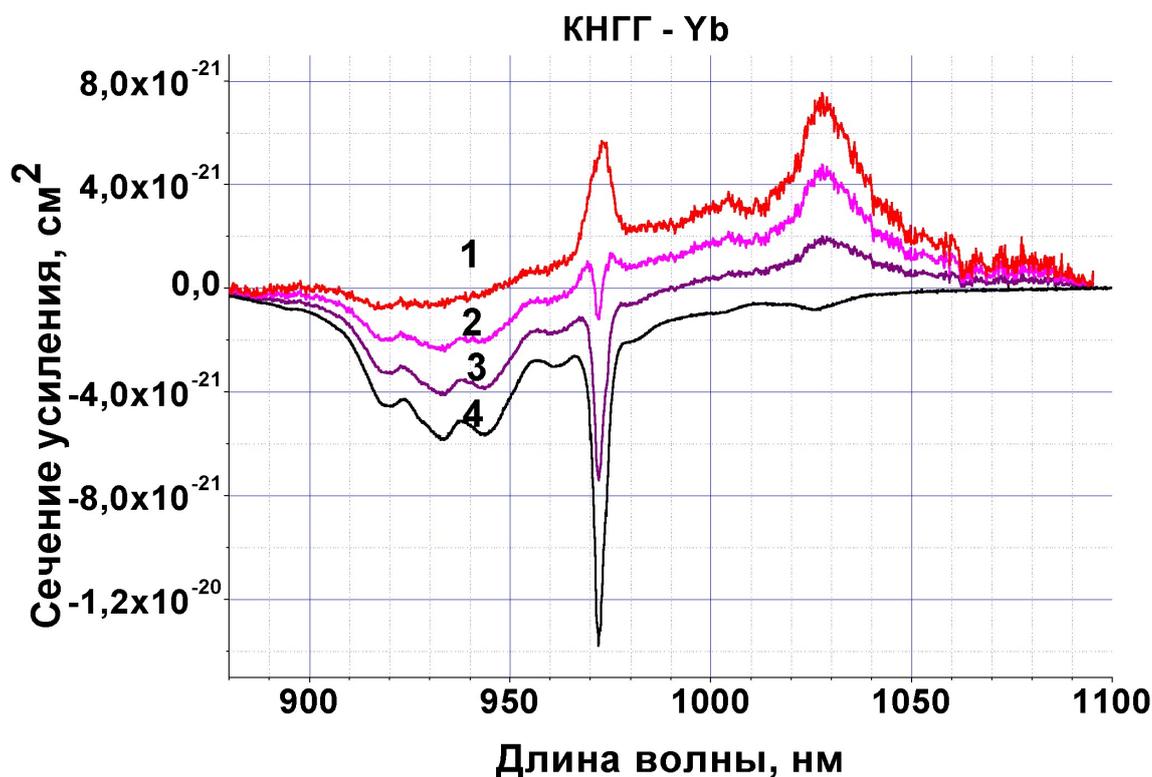


Рис.2 Графики зависимостей $\sigma_g(\lambda)$ при различных значениях параметра инверсной населенности для кристаллов КНГГ: Yb.

Спектроскопия фианитов

Были исследованы кристаллы химического состава: ZrO₂-0,3%Yb₂O₃-12%Y₂O₃; ZrO₂-4%Yb₂O₃-10%Y₂O₃. Отметим, что в кристаллах концентрация Yb³⁺ различна на порядок, а концентрация стабилизирующей примеси (Yb³⁺ либо Y³⁺ и Yb³⁺) и приблизительно одинакова.

На рис.3 приведен спектр поглощения образца ZrO₂-0,3%Yb₂O₃-12%Y₂O₃. Максимум линии поглощения для ZrO₂-Y₂O₃ находятся на длине волны $\lambda=966$ нм. Линии в ZrO₂-Y₂O₃ имеют пиковое поглощение при концентрациях Yb³⁺: 0,3%- 1.63 см^{-1} и 4%- 18.5 см^{-1} . При этом эффективная длина активного элемента при продольной накачке диодным лазером составит 0,6 мм. Ее интенсивность более чем в два раза превосходит интенсивность группы линий в области 910 нм и делает эту линию предпочтительной для лазерной диодной накачки. К тому же этому способствует и достаточная полуширина (более 5 нм), что хорошо согласуется с линией большинства

лазерных диодов накачки. Мы видим на рис 3., что линия частично разрешается на две компоненты. Это связано с наличием в кристалле нескольких типов оптических центров, отличающихся структурой локального окружения. С увеличением концентрации ионов Yb^{3+} до 4% увеличивается многообразие центров, что приводит к еще большему неоднородному уширению спектральных линий. Это и наблюдается на рис.3, где мы видим одну линию с полушириной около 10 нм. Спектры близки по форме, несмотря на отличие концентраций активатора. Такое совпадение вида спектров поглощения двух кристаллов со значительным различием концентрации Yb^{3+} и примерно одинаковой концентрацией стабилизатора указывает на определяющее влияние общей концентрации стабилизатора на центральный состав кристалла.

Также были проведены исследования спектров поглощения при низких (77 К и 20 К) температурах.

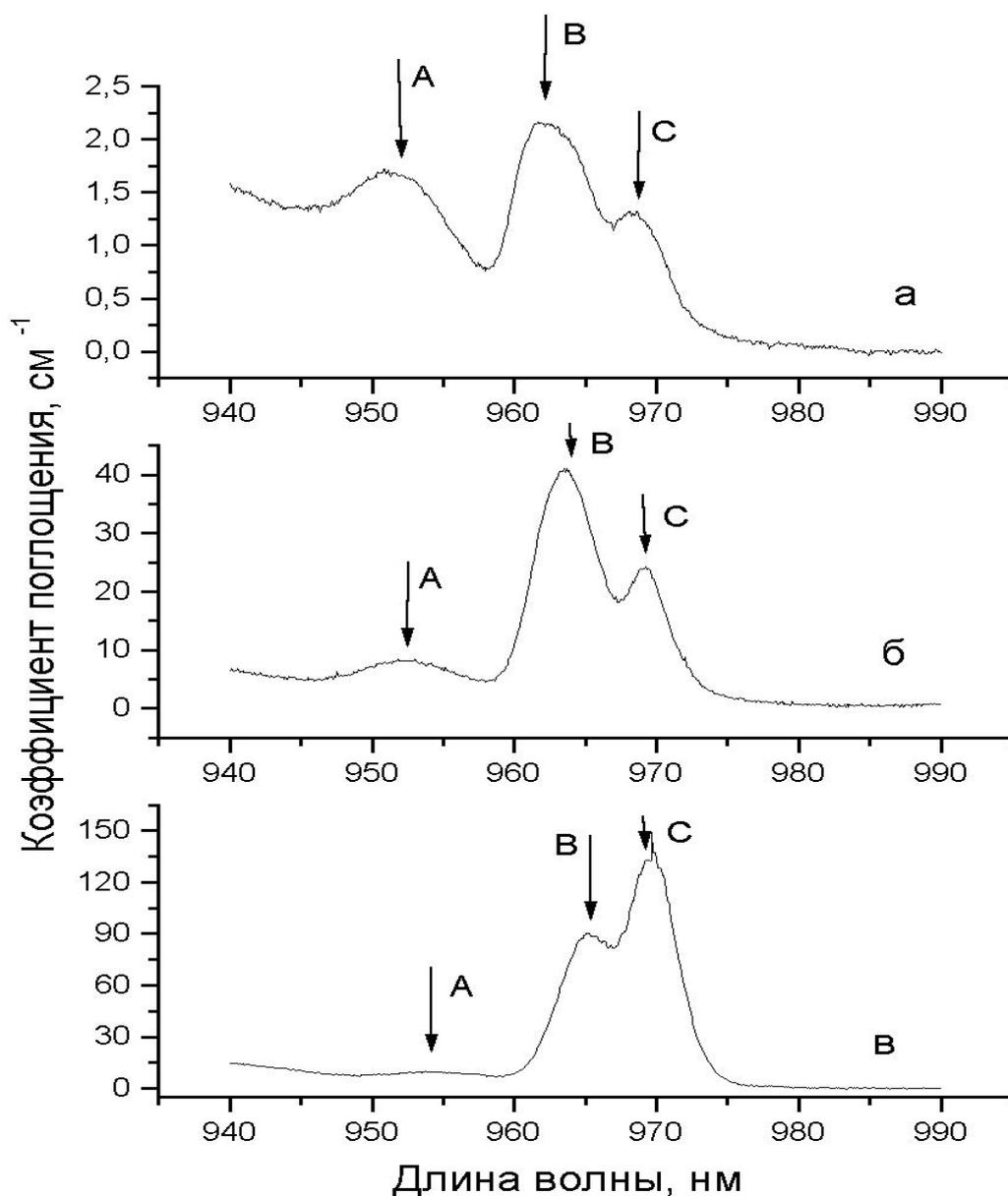


Рис.3 Спектры поглощения кристалла $ZrO_2-0,3\%Yb_2O_3-12\%Y_2O_3$.

Селективные спектры с временным разрешением

Для проверки предположения о наличии разных оптических центров в образцах с концентрацией ионов Yb 0,3% были зарегистрированы селективные спектры люминесценции. Возбуждение проводилось импульсным лазером на центрах окраски, в различные участки неоднородно уширенной полосы поглощения Yb^{3+} , регистрация люминесценции производилась бокскар-интегратором.

На рис. 4 приведены два спектра, полученные для образца $\text{ZrO}_2\text{-}0,3\%\text{Yb}_2\text{O}_3\text{-}12\%\text{Y}_2\text{O}_3$ при длине возбуждения 969 нм и разных временах задержки: 3мс и 5мкс.

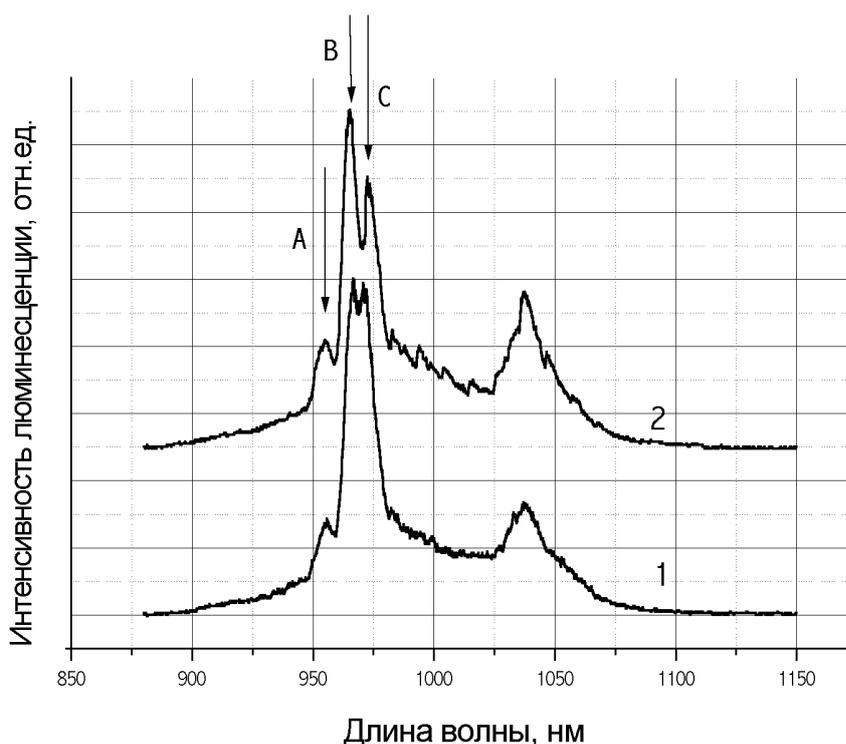


Рис.4 Спектры люминесценции кристалла $\text{ZrO}_2\text{-}0,3\%\text{Yb}_2\text{O}_3\text{-}12\%\text{Y}_2\text{O}_3$ при $\lambda_{\text{возб.}}=969\text{нм}$ и временах задержки 3мс (1) и 5мкс (2).

Причем из рис. 4 видно, что при меньшем времени задержки (5мкс) наблюдается хорошо селектированная линия, принадлежащая короткоживущему оптическому центру. С увеличением времени задержки до 3мс мы проявляется другая форма линии, которая, принадлежит центрам с большим временем жизни. Хорошо видно, что происходит перераспределение интенсивности в пользу коротковолновой компоненты. Видно, что соотношение интенсивностей линий В и С меняется как с изменением длины волны, так и со временем задержки. Наблюдаемое изменение соотношения интенсивностей линий связано, либо с различием во временах жизни этих центров, либо с их взаимодействием. Этот эксперимент вслед за изучением поглощения этого же образца при низких температурах подтверждает предположение о наличии в кристалле $\text{ZrO}_2\text{-}n\text{Y}_2\text{O}_3$, оптических центров, различных между собой как положением линий межштарковских переходов, так и различными вероятностями переходов.

Для идентификации оптических центров, обозначенных на рисунке буквами А,В,С были проведены исследования спектров поглощения кристаллов состава $\text{ZrO}_2\text{-}3\text{Yb}_2\text{O}_3$; $\text{ZrO}_2\text{-}12\%\text{Yb}_2\text{O}_3$; $\text{ZrO}_2\text{-}20\%\text{Yb}_2\text{O}_3$. Экспериментальные данные по спектрам поглощения, спектрам селективного возбуждения люминесценции и спектрам люминесценции с временной задержкой могут быть непротиворечиво интерпретированы, если предположить, что линии оптических центров А, В и С в спектрах поглощения рис. соответствуют оптическим переходам между нижними

компонентами электронных уровней $2F_{5/2}$ и $2F_{7/2}$ ионов Yb^{3+} в 3-х основных конфигурациях их структурного окружения. При этом линия А принадлежит иону Yb^{3+} в центре восьмивершинника с кубической (тетрагональной) симметрией, не искаженного наличием анионных вакансий во второй координационной сфере. Линия В соответствует переходу иона Yb^{3+} в центре восьмивершинника с вакансией кислорода во второй координационной сфере. Наконец, линия С отвечает переходу между нижними компонентами иона Yb^{3+} в центре семивершинника. Все рассматриваемые линии неоднородно уширены дефектами (вакансиями, ассоциатами вакансий и примесных ионов), расположенными в более далеких координационных сферах иона Yb^{3+} . При этом с изменением концентрации стабилизатора (Y^{3+} либо Yb^{3+}) и, обусловленного этим изменения концентрации вакансий положение каждой компоненты (А, В, С) может меняться в пределах нескольких обратных сантиметров.

В пользу указанной идентификации говорят следующие экспериментальные результаты.

Сравнение относительных интенсивностей линий А, В и С показывает, что линия А относительно сильна в образцах с наименьшей концентрацией стабилизатора (3 мол% Yb_2O_3). Ее интенсивность уменьшается с увеличением концентрации Yb_2O_3 , и, следовательно, с увеличением концентрации вакансий вплоть до 20 мол% Yb_2O_3 , где ее величина становится ничтожно малой в сравнении с интенсивностью линий В и С. Это обстоятельство согласуется с предположительным строением центра А как имеющего восьмерную координацию, не возмущенную наличием вакансий во второй координационной сфере. С предположением, что за излучение линии С ответственен ион Yb^{3+} в центре семивершинника также хорошо согласуется наблюдаемое увеличение её интенсивности с ростом концентрации стабилизатора. Действительно, относительная концентрация центров С растет с ростом концентрации вакансий, вносимых стабилизирующим ионом Yb^{3+} и становится доминирующей при $SYb=20$ мол% Yb_2O_3 .

Из рис.4 видно, что соотношение интенсивностей линий В (восьмивершинника) и С (семивершинника) меняется как с изменением длины волны, так и со временем задержки. Наблюдаемое изменение соотношения интенсивностей спектральных линий связано, по-видимому, либо с различием во временах жизни этих центров, либо с их взаимодействием. Предположение о наблюдении в спектрах исследованных кристаллов центров с восьмерной и семерной координацией не противоречит результатам работы [], в которой, в зависимости от типа рассматриваемой модели взаимодействия структурных элементов в области концентрации стабилизатора 12 – 15 мол% доля восьмивершинников составляет 0,6–0,65, а доля семивершинников 0,25–0,35, т.е. величины одного порядка. При сравнительной близости ионных радиусов Zr^{4+} , Yb^{3+} и Y^{3+} нельзя исключить возможность вхождения вакансий как в первую, так и во вторую координационные сферы Y^{3+} (Yb^{3+}), что, по-видимому, находит отражение в наличии указанных выше основных типов центров в кристаллах стабилизированного диоксида циркония, активированного иттербием. Следует отметить, что наблюдаемые для иона Yb^{3+} в кристаллах кубического стабилизированного диоксида циркония особенности структуры проявляющиеся в наличии двух и более основных типов структурных элементов в первой координационной сфере иона Yb^{3+} , не является общей закономерностью для всех активаторных ионов в этих кристаллах. Действительно, как показывают результаты работы по EXAFS кристаллов диоксида циркония с разными редкоземельными стабилизаторами, процесс стабилизации кубической структуры, а, следовательно, специфическое распределение структурных элементов по отношению к ионам активатора, существенным образом зависит от природы используемого редкоземельного стабилизатора (активатора). При этом, максимальная из всех редкоземельных ионов близость ионного радиуса Yb^{3+} к Zr^{4+} делает, по-видимому,

возможность заселения семивершинников этими ионами наиболее вероятной из всех ионов редкоземельного ряда.

Спектры сечения усиления имеют вид, традиционный для всех разупорядоченных кристаллов – очень широкий и гладкий контур. Но даже по сравнению с другими изученными в настоящей работе кристаллами – КНГГ и шеелитоподобными кристаллами контур усиления еще дальше заходит в длинноволновую область – до 1070 нм, что должно быть благоприятным для перестройки длины волны лазерного излучения в широком спектральном диапазоне.

Кинетика затухания люминесценции ионов Yb^{3+} в кубическом ZrO_2 .

Ниже приведены кинетики затухания люминесценции образцов: $ZrO_2-12\%Y_2O_3-0.3\%Yb_2O_3$ и $ZrO_2-10\%Y_2O_3-4\%Yb_2O_3$, при разных длинах волн возбуждения.

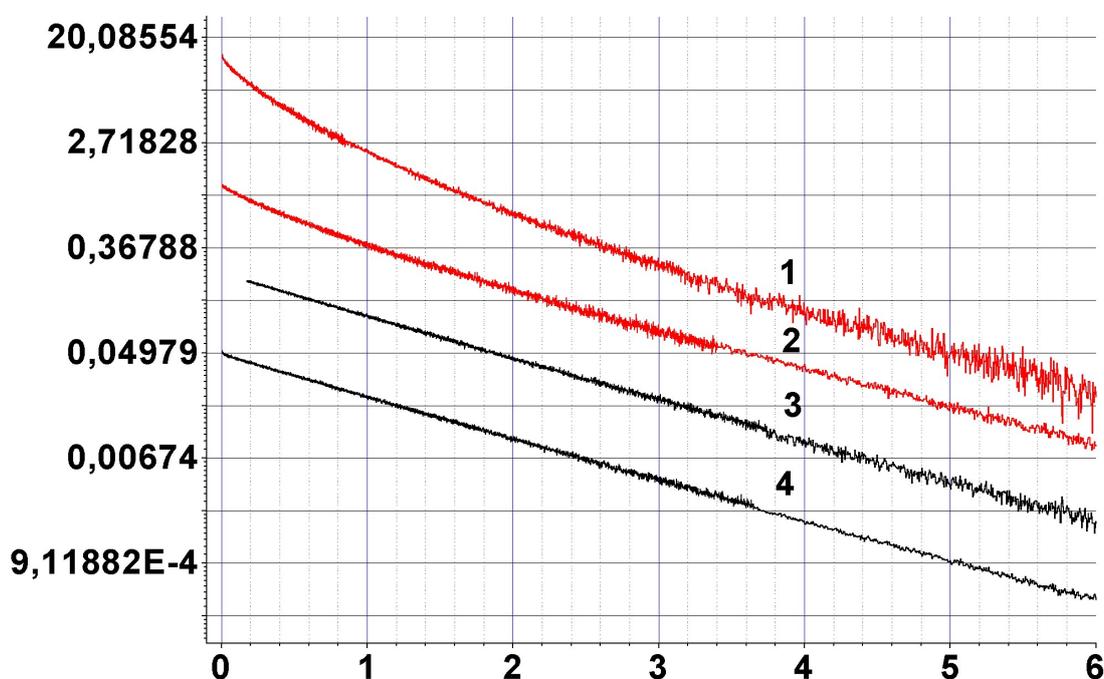


Рис.5 Кинетики затухания люминесценции кристаллов : $ZrO_2-12\%Y_2O_3-0.3\%Yb_2O_3$ и $ZrO_2-10\%Y_2O_3-4\%Yb_2O_3$ при $\lambda_{\text{возб.}}=902$ нм. и 970 нм соответственно. Zr

На рис. 5 представлены кинетики люминесценции образца с концентрацией ионов Yb^{3+} 0,3%, при длинах волн возбуждения 902 и 970 нм. Регистрация проводилась в области коротковолновой линии люминесценции, состоящей из нескольких линий отдельных оптических центров. Обе кинетики неэкспоненциальны. Отличием в них является то, что в случае возбуждения длиной волны 902 нм лучше возбуждаются долгоживущие оптические центры Yb^{3+} с характерным временем жизни $\tau_2=1,44$ мс, а в случае возбуждения длиной волны 970 нм возрастает доля короткоживущих оптических центров с характерным временем жизни $\tau_1=0,5$ мс. Это свидетельствует о том, что в кристалле $ZrO_2-12\%Y_2O_3-0.3\%Yb_2O_3$ имеются оптические центры, отличные

друг от друга не только по положению спектральных линий поглощения и люминесценции, но и с разными вероятностями переходов. Это обстоятельство затрудняет определение сечения люминесценции методом Фухтбауэра-Ладенбурга.

Видно, что для образца $ZrO_2-10\%Y_2O_3-4\%Yb_2O_3$ кинетика люминесценции близка к экспоненциальной (рис. 5). При этом время жизни – 1,3 мс. Такое различие в кинетиках затухания люминесценции может быть связано с тем, что с увеличением концентрации Yb^{3+} увеличивается относительная концентрация центров люминесценции с долгим временем жизни, и их люминесценция оказывается преобладающей.

При этом кинетика почти не зависит от длины волны возбуждения, что видно на двух последних рис.5.

Таким образом, можно утверждать, что при концентрации ионов Yb^{3+} , равной 4%, в люминесценции доминирующими являются оптические центры с временем жизни $\tau \approx 1,3$ ms.

Спектроскопия кристаллов со структурой шеелита

Из всего разнообразия возможных двойных вольфраматов и молибдатов, характеризующихся разупорядоченной структурой, были синтезированы и исследованы отдельные образцы кристаллов составов: $NaGd(WO_4)_2$ (0,5; 1,5; 5; 16 20 % Yb), $NaGd(MoO_4)_2$, (0,5; 15 % Yb) $NaLa(MoO_4)_2$ (0,3; 0,7; 3,5 % Yb).

Спектр поглощения в обеих поляризациях представлен на рис. 6.

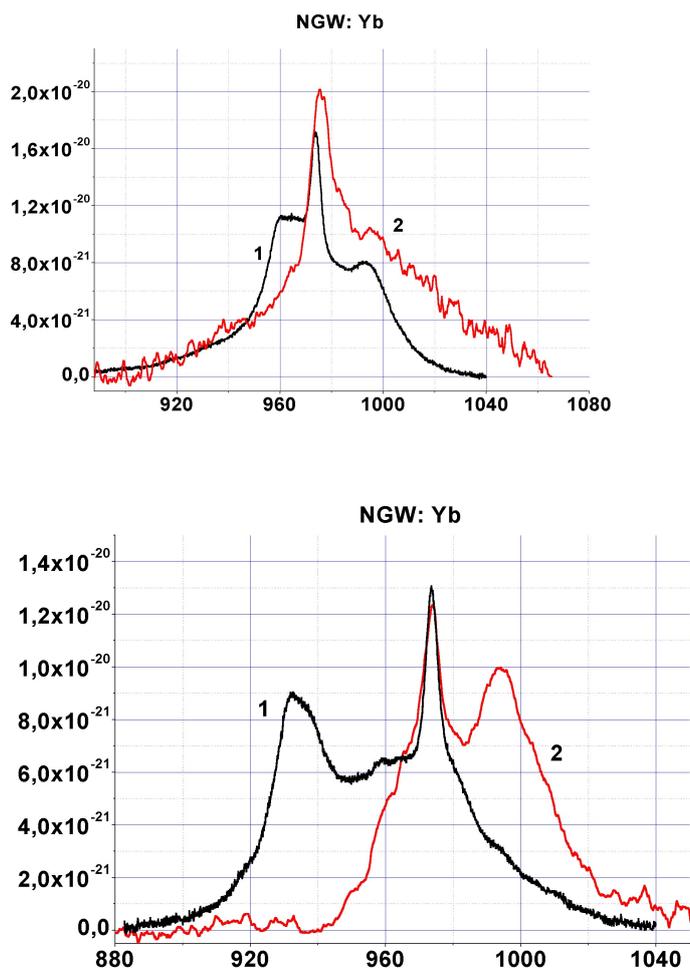


Рис.6 Спектры поглощения кристаллов NGW:Yb.

Видно заметное различие в спектрах для поляризаций $E \parallel c$ и $E \perp c$. Подобный дихроизм наблюдается во всех некубических кристаллах, активированных ионами Yb^{3+} . Линия 973 нм соответствует основному переходу между нижними штарковскими компонентами уровней ${}^2F_{5/2}$ и ${}^2F_{7/2}$ и является самой интенсивной. Спектры поглощения других образцов по форме отличаются от приведенного несущественно.

Спектры поглощения и люминесценции всех исследованных кристаллов представляют собой очень широкие неоднородно уширенные полосы. Полуширины спектров поглощения превосходят по величине таковую для кристалла $YAG: Yb^{3+}$ (~25 нм). Полуширина спектра NGW составляет 50 нм, 58 нм для $Yb:NLM$ и 50 нм для $Yb:NGM$.

Для возбуждения люминесценции использовался лазерный диод на основе $InAlGaAs$, излучение которого может быть перестроено в области 962-968 нм изменением температуры. При регистрации кинетик затухания люминесценции возбуждение производилось лазером на ЦО.

Сечение люминесценции рассчитано методом Ф-Л. Его пиковое сечение люминесценции в исследованных кристаллах близко к аналогичной величине для Yb в кристалле YAG : $\sigma_e = 2,2 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$. Оно составило: $(1,3 \div 2) \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ (NLM); $(1,4 \div 1,9) \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ (NGM); $(0,9 \div 1,7) \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ (NGW) в зависимости от поляризации.

При исследовании кинетики затухания люминесценции получены следующие значения $\tau_{\text{рад}}(Yb^{3+})$: -280 мкс (NGM и NLM); 320 мкс (NGW). Эти значения являются достаточно низкими (для Yb^{3+}) и указывают на большую разрешенность перехода ${}^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2}$ в исследованных кристаллах в сравнении с большинством других систем.

На рис. 7 представлены значения σ_g для NGM – Yb 0,5 ат%. Усиление имеет широкий гладкий контур в области 1,0-1,06 мкм.

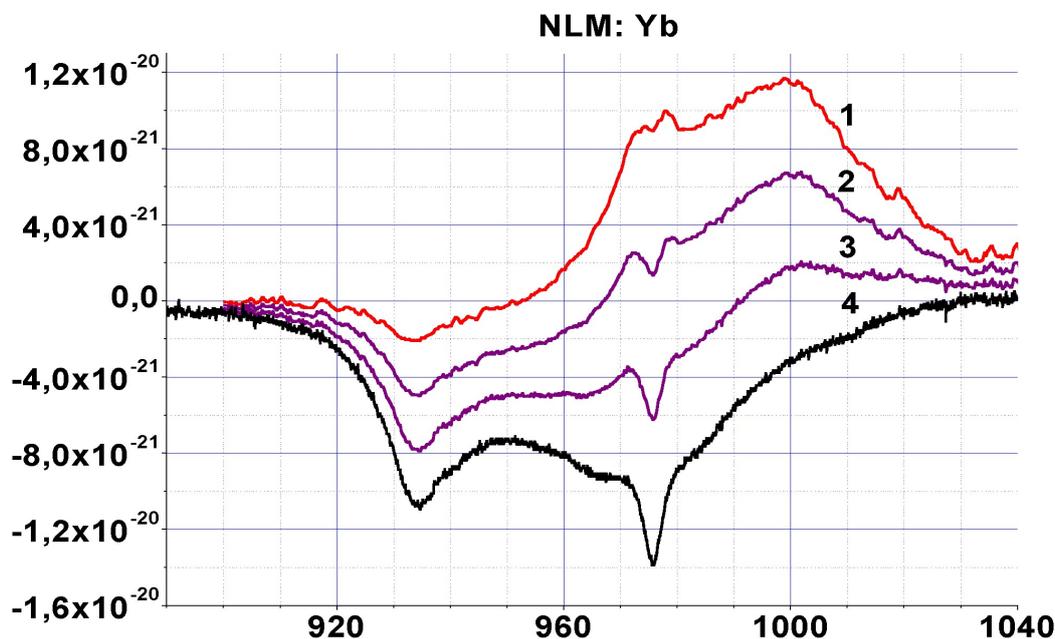


Рис.7 Графики зависимостей $\sigma_g(\lambda)$ при различных значениях параметра инверсной населенности для кристаллов NGW-Yb: 0.5 ат.%.

Резюмируя: исследованные кристаллы характеризуются высокими сечениями поглощения и люминесценции при больших полуширинах полос поглощения и люминесценции. Сочетание всех перечисленных свойств ставит кристаллы NGM,

NLM, NGW активированные Yb^{3+} , в ряд наиболее перспективных материалов для активных сред перестраиваемых и фемтосекундных иттербиевых лазеров.

Спектроскопия ванадатов

Спектр поглощения состоит из широких полос поглощения, максимум поглощения находится на длине волны 982 нм. Следует отметить очень высокий, по сравнению с другими классами кристаллов, коэффициент поглощения, который в зависимости от поляризации может достигать $22\text{-}58\text{ см}^{-1}$ в пике поглощения, при полуширине спектра перехода 45 нм и 11 нм соответственно. Такая полуширина спектра, в поляризации $E \parallel c$ значительно превосходит полуширину спектра кристалла YAG: Yb^{3+} (11 нм). Кроме того, спектры поглощения в разных поляризациях очень сильно различаются между собой. Аналогичная картина наблюдалась и для ванадата иттрия с неодимом.

Спектры люминесценции, как и поглощения, различаются в зависимости от поляризации и имеют вид широких полос. Спектры люминесценции образца $\text{YVO}_4: \text{Yb}^{3+} 10\text{at}\%$ в поляризации E перпенд оси «с» представлены совместно с поглощением. Возбуждение проводилось диодом с $\lambda=965$ нм. Методом Фухтбауэра-Ладенбурга было оценено значение сечения люминесценции в максимуме $\sigma_{em} (\lambda=1,01\text{ мкм}) = (1,75 - 1,9) \cdot 10^{-20}\text{ см}^2$, в зависимости от поляризации.

Время жизни оказалось равным 255 мкс. Кинетика затухания люминесценции хорошо аппроксимируется экспоненциальной функцией.

На рис. 8 представлены значения сечения усиления σ_g для исследуемых кристаллов при различных значениях инверсной заселенности. Видно, что контур усиления занимает область 1,0-1,06 мкм.

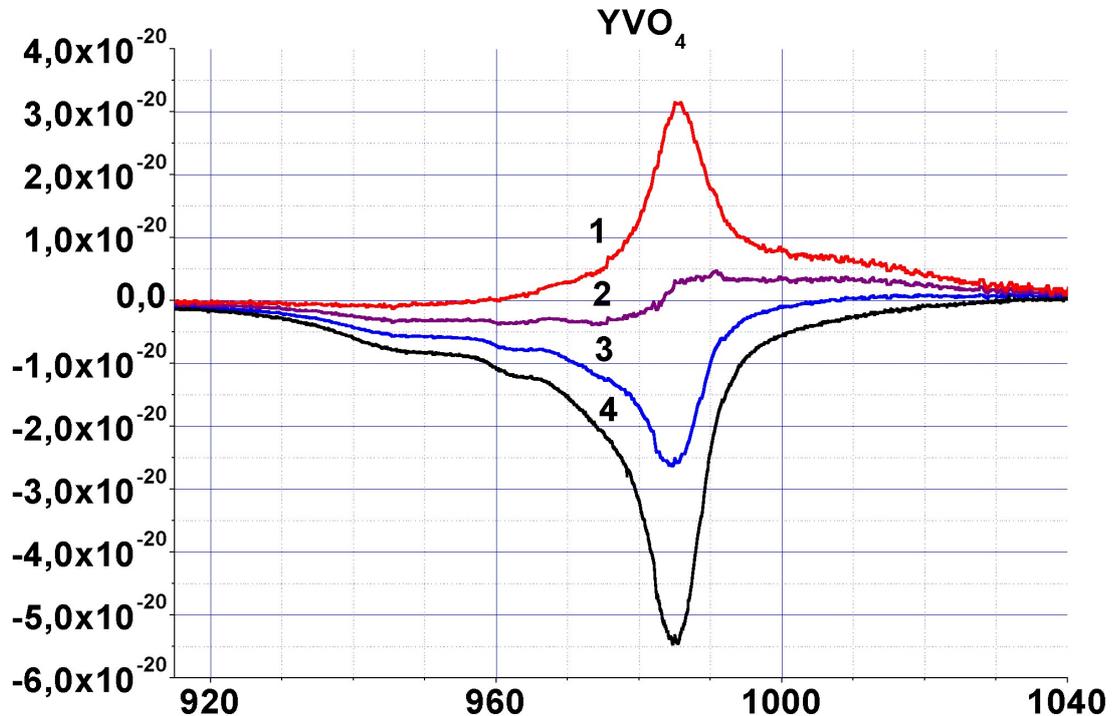


Рис.8 Графики зависимостей $\sigma_g (\lambda)$ для кристаллов при различных значениях параметра инверсной населенности для кристаллов $\text{YVO}_4: \text{Yb}^{3+}$.

Генерационные эксперименты

На основе проведенных измерений спектроскопических характеристик иона Yb^{3+} в кристаллах диоксида циркония сделаны выводы о возможности получения лазерной генерации на этих кристаллах.

Из образца КНГГ: $2,8\% \text{Yb}^{3+}$ были изготовлены активные элементы толщиной 2 мм, а из образца $\text{ZrO}_2: 4\% \text{Yb}^{3+}$ - АЭ длиной 1 мм. На АЭ КНГГ: Yb^{3+} с одной стороны было нанесено просветляющее покрытие на длину волны 1030 нм, а с другой стороны – глухое зеркало на диапазон $\lambda=1030-1060$ нм; и прозрачное для длины волны накачки. На АЭ $\text{ZrO}_2: \text{Yb}^{3+}$ были нанесены два типа покрытий: 1) с одной стороны - просветление на $\lambda=(1040-1060)$ нм, с другой – глухое зеркало на $\lambda=(1040-1060)$ нм; прозрачное на длине волны накачки; 2) с одной стороны – зеркало $T=1\%$ на $\lambda=(1040-1060)$ нм и $T<10\%$ на $\lambda=980$ нм, с другой стороны - глухое зеркало на $\lambda=(1040-1060)$ нм, прозрачное на длине волны накачки. Из образца $\text{YVO}_4 1,5\% \text{Yb}^{3+}$ изготовлены активные элементы (АЭ) длиной 1,2 мм. На них с одной стороны было нанесено просветляющее покрытие на длину волны $\lambda=1,03$ мкм, с другой стороны - зеркало с $R>99,9\%$ в диапазоне $\lambda=(0,98-1,06)$ мкм, которое обеспечивало два прохода излучения накачки.

Накачка осуществлялась лазерной диодной сборкой с оптоволоконным выводом излучения PUMA фирмы MilonLaser в непрерывном и импульсном режимах (длительность импульса – 4 мс, частота повторения - 20 Гц). Мощность сборки – 19,2Вт. Длина волны накачки – 972 нм (25°C). Диаметр выходного волокна 100 мкм. В качестве фокусирующей оптики применялся объектив с увеличением 1,5. Для КНГГ и ZrO_2 применялась торцевая схема накачки, для YVO – трехзеркальная схема.

В качестве выходных зеркал для КНГГ: Yb^{3+} и $\text{ZrO}_2: \text{Yb}^{3+}$ типа 1) использовались следующие зеркала с пропусканием на 1030 нм (0,3-12,5%) – всего 6 разных зеркал. Для $\text{ZrO}_2: \text{Yb}^{3+}$ с покрытием типа 2) выходное зеркало нанесено на сам элемент. Для ванадата выходные зеркала менялись – коэффициент пропускания составлял (0,1-12,5)%.

При проведении генерационных экспериментов получены следующие результаты:

1) Для КНГГ: Yb^{3+} эффективность генерации в непрерывном режиме составила 41%. Длина волны генерации 1049 нм. Максимальная мощность генерации – 420 мВт.

2) Для КНГГ: Yb^{3+} эффективность генерации в импульсном режиме составила 58%, 53% и 50% (для разных выходных зеркал). Длины волн генерации $\lambda_{\text{ген}}= 1040$ нм, 1042 нм и 1049 нм соответственно. Максимальная мощность генерации – 194 мВт, 180 мВт и 170 мВт соответственно, что соответствует энергии 9-10 мДж.

3) Для $\text{ZrO}_2: \text{Yb}^{3+}$ с покрытием типа 2) эффективность генерации в непрерывном режиме составила 44%. Максимальная мощность – 420 мВт на длине волны генерации 1060 нм.

4) Для $\text{ZrO}_2: \text{Yb}^{3+}$ с покрытием типа 1) достигнута максимальная мощность генерации в импульсном режиме 320 мВт (16 мДж) (длина волны генерации 1042 нм).

5) YVO : эффективность генерации в зависимости от поглощенной мощности накачки в непрерывном режиме составила 12%. Максимальная мощность 355 мВт получена на длине волны генерации $\lambda_{\text{ген}}=1023$ нм.

6) В зависимости от использованного выходного зеркала длина волны генерации изменялась в диапазоне (1015-1025) нм. Получена максимальная мощность генерации в импульсном режиме 105 мВт на длине волны генерации $\lambda_{\text{ген}}= 1025$ нм, 95 мВт на длине волны генерации $\lambda_{\text{ген}}= 1023$ нм, 50 мВт на длине волны генерации $\lambda_{\text{ген}}= 1015$ нм и 90 мВт на длине волны генерации $\lambda_{\text{ген}}= 1021$ нм.

5 мДж.

МОДИФИКАЦИЯ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ В ОПТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ И ЗАПИСЬ ВОЛНОВОДОВ

А.Г. Охримчук

Научный центр волоконной оптики при ИОФ РАН, Вавилова 38, Москва

- 1. Модификация показателя преломления фемтосекундными импульсами – новый процесс воздействия излучения на вещество. Обзор экспериментов по модификации показателя преломления и записи волноводов.**
 - оптические материалы, в которых возможно изменение показателя преломления без оптического пробоя,
 - верхняя граница длительности импульса,
 - условия создания высокой плотности энергии падающего излучения – необходимость избежать самофокусировки,
 - частота повторения фемтосекундных импульсов: отличия высокочастотного и низкочастотного режимов.
- 2. Современное состояние теории механизмов воздействия сверхкоротких импульсов на диэлектрики.**

Многофотонная ионизация,
столкновительная ионизация и электронная лавина,
электрон-фононные столкновения,
поглощение света свободным электронным газом.
- 3. Исследования структурных изменений в облученной области диэлектрика**

комбинационное рассеяния,
электронно-лучевая дифракция,
спектры отражения в среднем ИК диапазоне
- 4. Методы измерения изменения показателя преломления в облученной области диэлектрика микронного размера.**
- 5. Свойства записанных волноводов**
 - потери,
 - геометрия сердцевины и оболочки,
 - поддержание поляризации.
- 6. Устройства на основе волноводов, записанных фемтосекундными импульсами**
 - ответвители,
 - волноводные лазеры.

МОДОВЫЙ СОСТАВ ДВУХЧАСТОТНОГО ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА НА ОСНОВЕ ТРЁХ INGAAS КВАНТОВЫХ ЯМ.

Мишкин В.П., Максимов Г.А.¹, Филатов Д.О.¹, Некоркин С.М.²

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

¹Научно-Образовательный Центр «Физика твердотельных наноструктур» ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород.

²Научно-Исследовательский Физико-Технический Институт, ННГУ

В ранних экспериментах двухчастотная генерация в гетеролазерах достигалась только в узком диапазоне токов накачки порядка нескольких процентов от тока на пороге генерации. Принципиальным в использовании в данной работе конструкции является ассимитричное расположение квантовых ям: две ямы, генерирующие наиболее коротковолновое излучение, располагались почти в центре волноведущего слоя, а одна квантовая яма, генерирующая более длинноволновое излучение, была смещена от центра волноведущего слоя примерно на $1/7$ его толщины.

Лазерный диод на основе InGaP/GaAs с тремя InGaAs квантовыми ямами излучающий на двух длинах волн на $1.005 \mu\text{м}$ и $1.030 \mu\text{м}$, исследовались с помощью спектрально-разрешённой БСОМ, которая позволяет регистрировать карту распределения интенсивности ЛД излучения в ближнем поле и изучать его модальный состав отдельно на каждой частоте генерации. В данной работе представлена пространственная структура излучения двухчастотного лазера при различных токах накачки на разных частотах. Картина распределение интенсивности в ближнем поле на первой частоте представлена только при токе накачки равным $I_p = 0.3 \text{ А}$, так как качественно картина не меняется при увеличении тока накачки увеличивается лишь максимум распределения интенсивности. Теоретические расчеты показывают, что два максимума в моде второго порядка должны быть симметричными, наблюдалась противоположная картина. Это, по-видимому, связано с временной нестабильностью работы лазера, филаментацией, так же возможностью вытекания мод в подложку.

Интерпретация наблюдаемых режимов работы исследованных лазеров с помощью спектрально – разрешённой БСОМ в существенной мере основана на предположении о том, что длинноволновое излучение представляет собой моды типа шепчущей галереи, а коротковолновое – обычные моды широкого (100 мкм) волновода. Последние имеет сильно неоднородную структуру в плоскости квантовых ям не столько благодаря большой ширине волновода, сколько вследствие филаментации тока накачки в достаточно узких каналах шириной $\sim 10 \text{ мкм}$.

Работа проводилась при поддержке совместной Российско-американской программы «Фундаментальные исследования и высшее образование», Минобрнауки РФ и CRDF USA, (проект REC – 001).

ИССЛЕДОВАНИЕ СИСТЕМЫ $\text{Na}_2\text{O}-\text{BaO}-\text{V}_2\text{O}_5$, ИСПОЛЬЗУЕМОЙ ДЛЯ РОСТА МОНОКРИСТАЛЛОВ ВВО, МЕТОДАМИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА (ВКРС)

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

Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва.

Одним из наиболее распространенных материалов для генерации второй гармоники (Second Harmonic Generation – SHG) служит ВВО – β - BaV_2O_4 . Метаборат бария существует в двух модификациях. Монокристаллы устойчивой при нормальных условиях β -фазы выращивают из раствора в расплаве. Для их роста необходимо понизить температуру синтеза ниже $\alpha \leftrightarrow \beta$ -фазового перехода (925°C). В этих целях используется не стехиометрический состав, а расплав с избытком оксида натрия. Таким образом, рост кристаллов ВВО происходит в тройной системе $\text{Na}_2\text{O}-\text{BaO}-\text{V}_2\text{O}_5$. Соотношение вышеназванных оксидов подбиралось таким образом, чтобы получить кристаллы β -фазы наилучшего оптического качества (без дефектов и примесей) и в то же время не допустить включения фаз других соединений, например, сложных боратов натрия-бария. Ранее эмпирически было найдено оптимальное соотношение компонент рабочего расплава: $\text{BaO} - 40\%$, $\text{V}_2\text{O}_5 - 40\%$, $\text{Na}_2\text{O} - 20\%$.

В настоящей работе методами ВКРС впервые исследованы строение расплава и процессы спонтанной кристаллизации данной тройной системы с составами вблизи «рабочего расплава». В процессе эксперимента в «рабочем расплаве» были идентифицированы реальные бор-кислородные фрагменты различного состава: от изолированных треугольников $[\text{BO}_3]^{3-}$ до длинных цепочечных образований $[(\text{BO}_2)_n]^{2-}$. Этим «рабочий расплав» отличается от расплава стехиометрического состава ВВО, где присутствуют фрагменты в виде цельных $[\text{B}_3\text{O}_6]^{3-}$ и разорванных метаборатных колец и конденсированных образований последних. Их наличие ограничивает возможности роста кристаллов β -фазы в стехиометрическом расплаве, а благоприятным условием роста в рабочем расплаве является наличие в нем мономерных фрагментов, в данном случае – изолированных боратных треугольников. Подобных условий можно добиться введением в рабочий расплав оксида натрия. Однако увеличение концентрации оксида натрия в расплаве больше 20 % моль приводит к увеличению вязкости расплава и затруднению диффузии ионов натрия и бария, что ухудшает условия роста кристаллов ВВО.

Полученные температурные серии спектров тройной системы являются уникальными. На их основе удалось объяснить поведение перегретых расплавов и оптимизировать условия роста монокристаллов ВВО. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 04-02-16482).

ВЛИЯНИЕ КИНЕТИКИ ЭЛЕМЕНТОВ РЕЗИСТОРНОГО ОПТРОНА НА КОЭФФИЦИЕНТ ПЕРЕДАЧИ

Б.Н.Денисов, Н.А.Кучаев

Мордовский государственный университет, г. Саранск

Совмещение в оптроне функций приема, обработки оптических и электронных сигналов, позволяет резко упростить конструкцию оптоэлектронных систем, и повысить скорость обработки информации.[1] Одна из проблем, которую при этом необходимо решить, заключается в создании резисторного оптрона с линейной зависимостью

$$I_{\phi} = kI_{\text{св.}} \quad (1)$$

где I_{ϕ} - ток фоторезистора, $I_{\text{св.}}$ - ток светодиода, k - const, что позволит резко уменьшить нелинейные искажения при обработке информации. Для решения этой задачи необходимо рассмотреть функциональную зависимость проводимости фоторезистора от интенсивности света. В случае межзонной рекомбинации и выполнения соотношения $\mu_n n \gg \mu_p p$, кинетическое уравнение изменения концентрации свободных носителей в зоне проводимости фоторезистора можно записать в виде:

$$dn / dt = a \beta \Phi (I_{\text{св.}}) - \alpha n^m \quad (2)$$

где $1 < m < 2$ - величина зависящая от уровня инжекции, μ_n , μ_p , n , p - соответственно подвижность и концентрация свободных дырок и электронов, $a, \beta = \text{const}$ - коэффициент поглощения света и квантовый выход соответственно, α -коэффициент рекомбинации. При квазистационарном режиме $\omega \ll 2\pi/\tau$ (где τ - время жизни свободных носителей), ток через фоторезистор в случае равномерной засветки по объему и омических контактов равен:

$$I_{\phi} \sim n = [a\beta\Phi(I_{\text{св.}}) / \alpha]^{1/m} \quad (3)$$

Для обеспечения линейного режима работы оптрона, зависимость интенсивности излучения светодиода от величины тока должна иметь вид:

$$\Phi(I_{\text{св.}}) = \gamma I_{\text{св.}}^m \quad (4)$$

где γ – коэффициент пропорциональности. В этом случае согласно (3) и (4) зависимость тока фоторезистора от тока светодиода будет иметь линейный характер. Выражение (4) выполняется для светодиодов изготовленных из не прямозонных полупроводников. Следовательно, для создания оптрона с линейной зависимостью вида (1), на основе фоторезистора с межзонной рекомбинацией, необходимо использовать светодиоды из не прямозонных полупроводников.

1. Денисов Б.Н., Беглов В.И. Функциональные электронные свойства резистивного оптрона. Труды российского научно-технического общества радиотехники, электроники и связи Москва 2002г, Выпуск LX-2 с.6

ГЕНЕРАЦИЯ Yb^{3+} В КРИСТАЛЛЕ $\text{ZrO}_2\text{-Y}_2\text{O}_3$ С ЛАЗЕРНОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ.

*Вишнякова М.А.¹⁾ Ломонова Е.Е.¹⁾, Онищенко А.М.²⁾, Ушаков С.Н.¹⁾,
Хромов М.Н.²⁾, Шестаков А.В.²⁾.*

*Институт общей физики РАН, г. Москва¹⁾
ООО НПЦ «ЭЛС-94», г. Москва²⁾*

Кристаллы $\text{ZrO}_2\text{-Y}_2\text{O}_3$ с разупорядоченной структурой обладают важными преимуществами при их функционировании в качестве активных элементов твердотельных лазеров. Они могут быть использованы для получения ультракоротких (пико- и субпикосекундных) импульсов, для перестройки длины волны генерации в пределах неоднородно-уширенной линии люминесценции лазерного перехода (в диапазоне порядка десятков нанометров) к тому же в случае использования диодной лазерной накачки требования к стабильности внешних параметров для таких кристаллов могут быть значительно снижены.

Для проведения лазерных экспериментов был выращен кристалл $\text{ZrO}_2\text{-Y}_2\text{O}_3$ с концентрацией активатора 4 ат.%. Из него изготовлены активные элементы, имеющие габариты $5 \times 5 \times 1$ мм. Диэлектрические зеркала были нанесены на плоскопараллельные торцы элемента. Выходное зеркало имело коэффициент пропускания 5%. Продольная полупроводниковая накачка производилась через селективное глухое зеркало. Блок накачки был термостабилизирован при температуре 25°C , что соответствует длине волны излучения 973 нм. Эффективность генерации в непрерывном режиме составила 40%. Максимальная мощность генерации 400 мВт при поглощенной мощности 1000 мВт.

При генерации в импульсном режиме, был обнаружен эффект самомодуляции добротности. При этом длительность импульсов составляла 160 нс, частота следования импульсов в цуге 380 кГц. Спектр генерации 1055.25 - 1059.4 нм. состоит из большого числа линий соответствующих собственным частотам резонатора. Выявлена зависимость длины волны генерации от длины волны накачки.

СЕЛЕКТИВНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ КРИСТАЛЛОВ КАЛЬЦИЙ-НИОБИЙ-
ГАЛЛИЕВОГО ГРАНАТА, АКТИВИРОВАННОГО ИОНАМИ Yb^{3+} .

**Ю.К.Воронько¹⁾, Е.В.Жариков^{1, 2)}, Д.А.Лис^{1, 2)}, А.В.Попов¹⁾, А.А.Соболь¹⁾,
К.А.Субботин¹⁾, С.Н.Ушаков¹⁾.**

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

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

Методом Чохральского выращены разупорядоченные кристаллы кальций-ниобий-галлиевого граната (КНГГ) высокого оптического качества, активированные ионами Yb^{3+} . Концентрация ионов Yb^{3+} составила 2.0 ат%.

Исследованы спектры поглощения и люминесценции в спектральном диапазоне 850–1100 нм на электронном переходе ${}^2F_{7/2} - {}^2F_{5/2}$ ионов Yb^{3+} . Максимальное значение сечения поглощения перехода составило $1.4 \cdot 10^{-20}$ см² при $\lambda = 973$ нм, полуширина линии 5 нм. Измеренное на порошке, полученном путем измельчения монокристалла КНГГ:Yb, время жизни состояния ${}^2F_{5/2}$ составило 780 мкс. Максимальное значение сечения люминесценции перехода, рассчитанное по методу Фухтбауера-Ладенбурга с учетом указанного времени жизни, составило $1.0 \cdot 10^{-20}$ см² ($\lambda = 1027$ нм, полуширина линии ~ 35 нм). Предполагаемый диапазон плавной перестройки длины волны лазерной генерации при уровне относительной инверсной населенности 0.25 составил около 50 нм.

При температуре 77 К методами селективной спектроскопии проведена селекция оптических спектров люминесценции ионов Yb^{3+} . Результаты работы обсуждаются в рамках приближения нескольких моделей оптических центров ионов Yb^{3+} в КНГГ.

Из выращенных образцов кристаллов КНГГ:Yb изготовлены активные элементы, проведены генерационные эксперименты с применением лазерной диодной накачки и применением выходных зеркал резонатора с различным коэффициентом пропускания. Зарегистрирована лазерная генерация на длинах волн 1032, 1040 и 1049 нм (полуширина линий генерации в пределах 50 – 75 Å). Дифференциальный КПД составил около 50%.

Работа проводилась при поддержке РФФИ (Грант №04-02-16479 и №03-02-17360)

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ИОНОВ Nd^{3+} В СТЕКЛОКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ МАТЕРИАЛЕ НА ОСНОВЕ БОРАТОВ РЗЭ

*О. Б. Петрова^{1,2}, Ю. К. Воронько¹, С.С. Галактионов², Л. Н. Дмитрук¹,
А. В. Попов¹*

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

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

Прозрачные стеклокристаллические материалы, состоящие из стеклянной матрицы, в которой диспергированы наночастицы кристаллической фазы, интенсивно изучаются как новый перспективный материал для оптики и фотоники. Нами были получены стеклокристаллические материалы на основе стекол в системе $Lu_2O_3 - La_2O_3 - B_2O_3$ легированные ионами Nd^{3+} . Кристаллическая фаза выделялась путем термообработки стекол, затем исследовались изменения люминесцентных свойств материала.

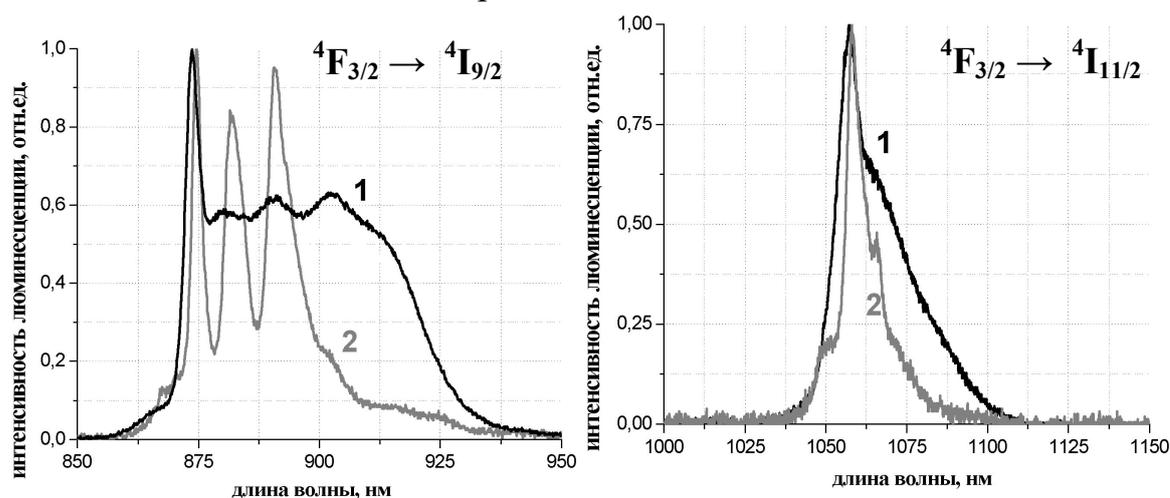


Рис. Спектры люминесценции иона Nd^{3+} при температуре 77К в материалах состава $1,05 Lu_2O_3 \cdot 0,05 Nd_2O_3 \cdot 0,7 La_2O_3 \cdot 3 B_2O_3$
1 – стекло; 2 – стеклокристаллический материал

На рис. видно заметное изменение спектров люминесценции стекла после отжига. На спектре люминесценции стеклокристаллического материала более отчетливо прослеживается штарковская структура электронных состояний переходов. Вид спектров похож на спектры люминесценции иона Nd^{3+} в боратных кристаллах, близких по составу. При этом наблюдаемый спектр представляет собой наложение спектров нескольких, оптических центров, возможно принадлежащих кристаллическим соединениям $LuVO_3$, $(LuO)_3VO_3$ и $LaVO_3$, легированным Nd^{3+} . Это также подтверждается данными рентгенофазового анализа,

сравнения спектров КРС и изменения некоторых физических свойств стеклокристаллических материалов по сравнению с исходным стеклом.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КРИСТАЛЛОВ СО СТРУКТУРОЙ ГРАНАТА, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ Er^{3+} .

Малов А.В.¹, Нищев К.Н.², Рябочкина П.А.¹, Ушаков С.Н.²

¹ Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева

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

Кристаллы со структурой граната, активированные Er^{3+} ионами, находят широкое применение в качестве активных сред лазеров с ламповой и полупроводниковой накачкой.

В настоящей работе исследованы оптические спектры поглощения кристаллов КНГГ: Er^{3+} при $T = 300$ К в области длин волн 0.35-1.1 мкм.

Установлено, что линии поглощения, обусловленные переходами с основного мультиплета $^4\text{I}_{15/2}$ на возбужденные мультиплеты ионов Er^{3+} в кристаллах КНГГ: Er^{3+} значительно неоднородно уширены, что является следствием разупорядоченности их структуры.

Из спектров поглощения кристаллов КНГГ: Er^{3+} рассчитаны значения сил осцилляторов переходов из основного состояния эрбия на возбужденные мультиплеты $^4\text{I}_{9/2}$; $^4\text{F}_{9/2}$; $^4\text{S}_{3/2}$; $^2\text{H}_{11/2}$; $^4\text{F}_{7/2}$; $^4\text{F}_{5/2} + ^4\text{F}_{3/2}$; $^2\text{H}_{9/2}$; $^4\text{G}_{11/2}$. Методом Джадда-Офельта определены параметры интенсивности Ω_2 , Ω_4 , Ω_6 . С этими значениями параметров интенсивности рассчитаны вероятности излучательных переходов ионов Er^{3+} в КНГГ: Er^{3+} , а также коэффициенты ветвления.

Для длины волны $\lambda = 970$ нм, соответствующей области излучения лазерного диода, применяемого в качестве источника накачки на уровень $^4\text{I}_{9/2}$, определено значение пикового поперечного сечения поглощения.

ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ ГЕНЕРАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ НА КИНЕТИКУ ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАНАРНЫХ МДПДМ – СТРУКТУР

Б.Н. Денисов, Е.М. Бибанина

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

В уравнение для процесса разгорания излучения электролюминесцентного конденсатора (ЭЛК) входит выражение для скорости генерации (G). Нами было получено соотношение для G : $G = kU dU/dt$ ($k = const$). Используя этот результат можно записать дифференциальное уравнение, которое описывает процесс изменения концентрации свободных носителей (N) в зоне проводимости в момент разгорания вспышки включения при условии, что $G \approx 2N/t_d$:

$$dN/dt = kUdU/2dt - \Psi(N), \quad (1)$$

где $\Psi(N)$ – функция, характеризующая скорость рекомбинации свободных носителей на центры свечения, t_d – время дрейфа свободных носителей в область объемного заряда. В случае прямоугольных импульсов возбуждения закон изменения напряжения на ЭЛК определяется процессом его зарядки. Поэтому выражение (1) можно записать в виде:

$$dN/dt = \left(kU_0^2/2RC \right) [1 - \exp(-t/RC)] \exp(-t/RC) - \Psi(N), \quad (2)$$

где U_0 – максимальное значение напряжения в импульсе. Уравнение (2) не решается в аналитическом виде, но позволяет сделать ряд выводов о механизме процесса разгорания свечения. Процесс разгорания свечения при импульсе включения имеет максимум, положение которого можно определить из (2), учитывая, что $\Phi = \Psi(N)$ – интенсивность свечения люминофора в единицах квант/с. Полагая в максимуме $dN/dt = 0$, $t = t_{\max}$ и пренебрегая в уравнении (2) слагаемым $\exp(-2t/RC)$ с учетом что $\Phi = m(U_0 - U_p)^s$ (где $m = const$, $1 < s < 2$) получаем выражение для сдвига максимума вспышки включения от напряжения:

$$\Delta t_{\max} = t_{\max 1} - t_{\max 2} = (2 - s)RC \ln(U_{02}/U_{01}), \quad (3)$$

где $t_{\max 1}$, $t_{\max 2}$ – положение максимума вспышки включения при напряжениях U_{01} и U_{02} соответственно. Соотношение (3) верно для любого механизма рекомбинации и любой зависимости яркости от напряжения. Для проверки выражения (3) использовалась конструкция ЭЛК на основе люминофоров ЭЛ-515 и ЭЛ-525, описанная в [1]. Хорошее совпадение экспериментальных и теоретических кривых, рассчитанных по формуле (3), является доказательством правильности вывода о функциональной зависимости скорости генерации от напряжения.

1. Бибанина Е.М., Горюнов В.А., Денисов Б.Н., Никишин Е.В. // Письма в ЖТФ. 2000. Т.26. В.11. С. 47-51.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ И ПРОЦЕССОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИОНОВ Tm^{3+} В КРИСТАЛЛАХ СО СТРУКТУРОЙ ГРАНАТА

Большиков Ф.А.¹⁾, Попов А.В.²⁾, Рябочкина П.А.¹⁾, Ушаков С.Н.²⁾

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

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

Высокая механическая прочность, оптическая однородность и изотропия свойств кристаллов со структурой граната позволяют их использовать в качестве активных сред твердотельных лазеров в условиях ламповой и полупроводниковой накачек.

В настоящей работе исследованы спектрально-люминесцентные свойства кристаллов кальций-ниобий-галлиевого граната, активированного ионами Tm^{3+} (КНГГ: Tm^{3+}).

Для кристаллов КНГГ: Tm^{3+} , согласно формуле Фухтбауэра-Ладенбурга, получена зависимость сечения люминесценции вынужденного перехода ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$ ионов Tm^{3+} от длины волны $\sigma_{em}(\lambda)$. Значение пикового поперечного сечения люминесценции на длине волны генерации $\lambda_{ген} = 2,01$ мкм оказалось равным $0,9 \cdot 10^{-21}$ см². По данным спектров поглощения и люминесценции для переходов ${}^3H_6 \rightarrow {}^3F_4$ и ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$, построенных в единицах сечений, для предполагаемого лазерного перехода ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$ ионов Tm^{3+} построены графики зависимостей сечения усиления от длины волны $\sigma_g(\lambda)$ в случае различных значений параметра инверсной населенности.

Для кристаллов КНГГ: Tm^{3+} численным методом получены решения балансных уравнений, описывающих изменение населенностей уровней 3H_6 , 3F_4 , 3H_4 ионов Tm^{3+} с учетом кросс-релаксационного процесса (${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$, ${}^3H_6 \rightarrow {}^3F_4$).

Из спектров поглощения кристаллов КНГГ: Tm^{3+} , исследованных при $T = 300$ К, рассчитаны силы осцилляторов переходов из основного состояния 3H_6 ионов Tm^{3+} на возбужденные мультиплеты. Методом Джадда-Офельта определены параметры интенсивности Ω_2 , Ω_4 , Ω_6 . С этими значениями параметров интенсивности рассчитаны вероятности излучательных переходов и коэффициенты ветвления. Сделаны оценки скоростей многофононных безызлучательных переходов в кристаллах КНГГ: Tm^{3+} .

РОСТ И СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ $\text{Yb}^{3+}:\text{NaGd}(\text{MoO}_4)_2$ И $\text{Yb}^{3+}:\text{NaLa}(\text{MoO}_4)_2$.

*Д.А.Лис, К.А.Субботин, Е.В.Жариков, С.Н.Ушаков.
Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва*

Исследованы спектры поглощения и люминесценции, а также кинетика затухания люминесценции ионов Yb^{3+} в монокристаллах разупорядоченных шеелитоподобных двойных молибдатов $\text{NaGd}(\text{MoO}_4)_2$ (NGM) и $\text{NaLa}(\text{MoO}_4)_2$ (NLM).

Монокристаллы NGM:Yb и NLM:Yb с различными концентрациями активатора для исследований были выращены из собственного стехиометрического расплава методом Чохральского из иридиевых тиглей в нейтральной (Ar) или слабо-окислительной ($\text{N}_2 + 2 \text{ об.}\% \text{ O}_2$) атмосферах. В качестве затравок использовались монокристаллические бруски, ориентированные перпендикулярно оси 4-го порядка. Скорость роста составляла от 2 мм/ч (для сильнолегированных кристаллов) до 4 (для слаболегированных). Скорость вращения составляла 15 – 20 об/мин.

Спектры поглощения NGM:Yb и NLM:Yb состоят из широких, взаимно перекрывающихся полос. Полоса с максимумом на 975 нм соответствует основному переходу между нижними штарковскими компонентами $^2\text{F}_{5/2}$ и $^2\text{F}_{7/2}$. Полуширина полосы поглощения достигает 58 нм для Yb:NLM и 50 нм для Yb:NGM, что весьма удобно для лазерной диодной накачки лазерных элементов на основе данных кристаллов.

Спектры люминесценции имеют вид широких полос с зачатками штарковской структуры. В спектрах люминесценции и поглощения имеет место выраженный дихроизм. Рассчитанные значения сечений люминесценции в максимуме (в зависимости от поляризации) составляют $(1,7 \div 2,6) \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ для кристаллов Yb:NLM и $(1,4 \div 2,7) \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ для Yb:NGM. Для всех исследованных образцов, вне зависимости от концентрации Yb, время жизни люминесценции оказалось практически одинаковым (близко к 280 мкс), что является прямым доказательством отсутствия искажений из-за перепоглощения при использованной нами методике измерений. Рассчитанные полуширины полосы усиления при $\beta = 0,5$ (степень инверсной заселенности) составляют 39 нм для Yb:NLM и 46 нм для Yb:NGM.

Таким образом, исследованные кристаллы Yb:NGM и Yb:NLM характеризуются высокими сечениями поглощения и люминесценции при значительных полуширинах спектральных полос, в сочетании с достаточно простой и дешевой технологией получения кристаллов и возможностью введения высоких концентраций активатора. Уникальное сочетание этих свойств ставит кристаллы Yb:NGM и Yb:NLM в ряд наиболее перспективных материалов для активных сред перестраиваемых и фемтосекундных иттербиевых лазеров с диодной накачкой.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (03-02-17360).
**МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ ПРИ
НЕСТАЦИОНАРНОМ ОСВЕЩЕНИИ ШИРОКОЗОННЫХ
ПОЛУПРОВОДНИКОВ**

В.И. Беглов, Б.Н. Денисов, Е.В. Никишин
Мордовский государственный университет, г. Саранск

Методы исследования процессов рекомбинации в полупроводниках, основанные на анализе кинетики фототока при нестационарном освещении, обладают широкими информативными возможностями. Обычно результаты таких измерений интерпретируют с помощью теории Шокли-Франка-Холла. Используемые при расчетах упрощения ограничивают область допустимых концентраций дефектов и мощность светового возбуждения. В настоящей работе численными методами проведен анализ влияния рекомбинационных каналов на нелинейные искажения фотоотклика. В случае полупроводников с одним центром рекомбинации кинетические уравнения имеют вид:

$$\begin{cases} dn/dt = A(t) - \beta_n N' f - \sigma_n n N'(1-f) - \sigma(np - n_0 p_0), \\ N_t dn/dt = -\beta_n N' f + \sigma n N'(1-f) + \beta_p N'(1-f) - \sigma_p p N' f, \\ dn/d = A(t) - \beta_p N'(1-f) - \sigma_p p N' f - \sigma(np - n_0 p_0), \end{cases} \quad (1)$$

где f – функция распределения на центрах рекомбинации, β_n, β_p – коэффициенты генерации электронов и дырок, $A(t)$ – скорость генерации неравновесных носителей, $\sigma, \sigma_n, \sigma_p$ – коэффициенты захвата зона-зона, электронов и дырок на примесные уровни, N'_g, N'_a – концентрация ионизированных доноров и мелких акцепторов, захвативших электроны, $N' = N'_a - N'_g$; При расчете учитывалось условие квазинейтральности для донорных уровней: $n + N_t f = p + N'$, акцепторных: $n = N_t(1-f) + p + N'$, полагалось, что ширина запрещенной зоны Si изменяется с температурой и уровнем легирования в соответствии с соотношением [1]:

$$E_g(T, N_t) \approx \Delta E(T=0, N_t) - 0,00024 \cdot T - 0,148(N_t \cdot 10^{-20}), \quad (2)$$

где ΔE – глубина залегания энергетического уровня примеси, отсчитанная от края валентной зоны. Для In она равна $\Delta E = 0,156$ эВ. При наличии нескольких рекомбинационных центров кинетические уравнения имеют аналогичный вид. Для решения системы дифференциальных уравнений использовались методы Рунге-Кутты и Булирша-Штера 4-го порядка. Получены зависимости коэффициента нелинейных искажений и фазового сдвига фотоотклика от частоты, амплитуды освещения и от концентрации дефектов для Si и CdS.

1. Каражанов С.Ж. Свойства точно компенсированных полупроводников. //ФТП.-2000.-Т.34,вып.8.-С.909-916.

ФОТОЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА ПОВЕРХНОСТНЫХ ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ МАГНИЯ С БАРИЕМ

Бурибаев И., Нурматов Н. А., Талипов Н., Аскарлов М.А.

Национальный Университет Узбекистана им. М.Улугбека, Ташкент.

Фотоэмиссионные материалы с высоким квантовым выходом в ультрафиолетовой области спектра ($h\nu \sim 4-5$ эВ) являются объектом интенсивных исследований, направленных на создание сильноточных эмиттеров электронов для мощных СВЧ-генераторов, лазеров и мазеров на свободных электронах. В работе экспериментально изучено образование интерметаллических соединений магния с барием в поверхностном слое твердого раствора Mg-Ba в результате твердофазной реакции и изменение их фотоэлектронных свойств. Увеличение концентрации бария в поверхностном слое кристалла осуществлялось термодиффузией и сегрегацией атомов легирующего элемента из объема сплава. При этом одновременно снимались оже-спектры и производилась их количественная обработка. Рост концентрации атомов бария в приповерхностной области кристаллов приводил к химическому сдвигу оже-пика магния при 45 эВ (переход KVV), свидетельствующий об образовании интерметаллического соединения магния с барием в поверхностном слое кристалла. С увеличением концентрации атомов бария обнаружены сдвиги энергетического положения оже-пика магния до 41 эВ, 37 эВ и 33 эВ. Анализ диаграммы состояние - свойства системы Mg-Ba показывает, что растворимость бария в магнии очень ограничена и образуется ряд интерметаллических соединений в зависимости от концентрации атомов бария в магнии. Сравнение спектральных распределений квантового выхода фотоэмиссии (КВФ) чистого магния и интерметаллического соединения Mg-Ba показывает, что КВФ сплава значительно превышает квантовый выход чистого магния в диапазоне энергии фотонов $h\nu \sim 4-5$ эВ. Кроме этого, экспериментальные значения КВФ в кривой Фаулера - $Y(h\nu)$ для интерметаллического соединения очень разбросаны, чем в случае чистого магния. Этот факт свидетельствует о том, что образовавшееся соединение в поверхностном слое кристалла не является сплошным, а имеет наноразмерный кластерный характер.

Кривые энергетического распределения фотоэлектронов по начальным энергиям, измеренные с поверхностей интерметаллических соединений при $h\nu = 8,4$ и 10 эВ показывают, что вблизи уровня Ферми образовался максимум плотности электронных состояний, обусловленный с 5d- состояниями атомов бария. Увеличение КВФ системы Mg-Ba мы связываем не только с уменьшением фотоэлектронной работы выхода из-за увеличения концентрации атомов бария в поверхностном слое

кристалла, но и увеличением плотности электронных состояний вблизи уровня Ферми интерметаллического соединения магния с барием.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МАТЕРИАЛА И КОНСТРУКЦИИ ЭЛЕКТРОДА НА ТОК ВЗРЫВНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ

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

Для исследования характеристик взрывной электронной эмиссии (ВЭЭ) в газоразрядных источниках излучения служит установка состоящая из конденсатора ёмкостью 10 мкФ, который заряжали от источника

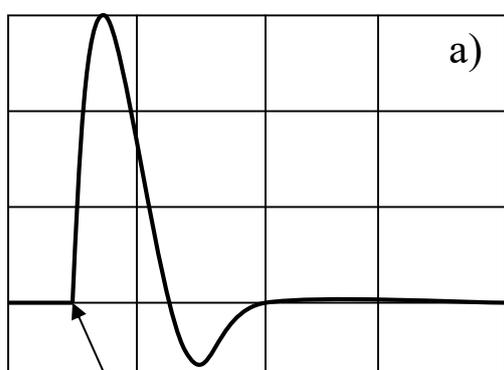


Рис.1.

питания до начального напряжения 300 В и подключали к электродам 1 и 2 лампы (рис.1б) последовательно с сопротивлением 0,1 Ом. Иницирующий высоковольтный импульс вызывал протекание тока между

электродами. При этом конденсатор разряжался через газоразрядный промежуток 1 – 2.

В качестве образцов для измерений были использованы кварцевые горелки лампы ДРЛ-400 и специальные лампы, наполненные Хе при давлении 20 и 300 мм рт.ст. В качестве катода в этих лампах можно было задействовать электрод 1 из вольфрамовой проволоки диаметром 0,2 мм длиной 10 мм или электрод 2, по конструкции подобный основному электроду лампы ДРЛ-400. Работа выхода электрода 1 равнялась 4,5 эВ, а электрода 2 около 2 эВ. Площади электродов существенно отличались.

Осциллограммы, характеризующие зависимость тока от времени для всех исследованных ламп и различных вариантов подключений (катодом включали или электрод 1 или 2) имели вид, изображенный на рис.1а, цена деления по вертикали 130 А, по горизонтали 20 мкс. Стрелкой обозначен момент пробоя газоразрядного промежутка. Максимальное значение тока определялось наличием паразитной индуктивности ~ 2мкГн.

Результаты измерений указывают на то, что процесс нарастания тока определялся ни характеристиками электродов, ни составом газового наполнения, а параметрами внешней цепи. Эмиссионные свойства электродов, их размер не являлись ограничителем тока через газоразрядный промежуток. Хотя эмиссионный ток был больше 400 А,

электроды в целом оставались холодными. Это не может быть обеспечено никаким иным механизмом эмиссии, кроме ВЭЭ.

ФОРМИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИ АКТИВНЫХ ОКСИДНЫХ ФАЗ ПЕРЕХОДНЫХ И ТЯЖЁЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В ПОРИСТОМ КРЕМНИИ

*И.С. Белорунова, Е.С. Демидов, В.В. Карзанов, Н.Е. Демидова
ННГУ им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород*

Для повышения эффективности люминесценции пористого кремния (ПК) в ИК области в настоящей работе предпринята попытка синтеза и исследования фаз форстерита $Mg_2SiO_4:Cr$ и силиката эрбия $Er_2SiO_5:Cr$ с примесью четырёхвалентного хрома в тонких слоях ПК, которые характеризуются высоким квантовым выходом фотолюминесценции (ФЛ) в актуальном для волоконной оптики диапазоне длин волн 1,3-1,5 мкм [1]. Своеобразие данной многофазной структуры состоит в фотонном и электронном взаимодействии нанокристаллов кремния и включений диэлектрической фазы, активированной переходными элементами. Кроме того, с целью стабилизации ФЛ в видимой и ближней ИК области спектра и ФЛ в районе 1,5 мкм изучалось влияние на свойства ПК формирования в нём оксидов тяжёлых элементов – теллуридных и свинцовых стёкол.

Применялась простая технология пропитки пор водными растворами солей с последующим окислительным отжигом. Приводятся данные исследования ФЛ, ЭПР и токопереноса в слоях ПК, выращенных на легированных мелкими примесями монокристаллах кремния n- и p- типа.

Характерная для $Mg_2SiO_4:Cr$ и зависящая от содержания Mg и Cr люминесценция наблюдалась при 293К в ПК на Si-n-типа после отжига при 700°C. В случае $Er_2SiO_5:Cr$ также при 293К наблюдались широкая полоса ФЛ с максимумами около 1,3 и 1,5 мкм и пик излучения около 1500 нм от внутрицентровых переходов 4f-оболочки ионов Er^{3+} в ПК на n- и p- типа после отжига при 1000°C. Наиболее интенсивная ФЛ наблюдалась в слоях, пропитанных при 700°C теллуридным стеклом с примесями эрбия и иттербия. Обнаружилось стимулирующее влияние примесей хрома и эрбия на красную ФЛ наночастиц кремния в ПК. Интересным было влияние формирования оксида свинца при 1000°C на собственную ФЛ ПК. Наблюдалось пятикратное сужение и голубой сдвиг спектра. Обсуждается связь ФЛ с ЭПР парамагнитных R_b -центров в ПК. Электрические измерения свидетельствуют о дискретном туннелировании электронов сквозь гранулы кремния в ПК. Об этом свидетельствует характерный для кулоновской блокады туннелирования слабо зависящий от полярности смещения почти экспоненциальный рост тока с напряжением в диодных структурах с прослойкой пористого кремния.

Работа выполнена при поддержке программы Федерального агентства по образованию "Развитие потенциала высшей научной школы" 2005 г., пункт 3.3, проект №4619.

[1] S. Kück// Appl. Phys. 2001. V B72. P. 515.

МИКРОПОЛОСКОВЫЕ ЛИНИИ НА ФОТОРЕЗИСТИВНЫХ СТРУКТУРАХ.

Д.К. Нарайкин, С.С. Поелуев, Беглов В.И., Денисов Б.Н.

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

Совмещение нескольких функций в одном элементе электронной схемы - основная идея нового направления функциональной оптической электроники. Это позволяет уменьшить количество элементов и их соединений, повысить скорость и качество обработки информации [1]. В последние годы начинают находить применение оптически управляемые полупроводниковые СВЧ приборы [2]. В настоящей работе анализируется возможность изготовления оптически управляемых фильтров СВЧ, амплитудного модулятора, переключателя на основе кремниевых фоторезистивных структур. Освещение изменяет удельное сопротивление участков микрополосковой линии (МПЛ) в достаточно больших пределах, что позволяет осуществить амплитудную модуляцию и переключение СВЧ сигнала. Изменение конфигурации засвеченных участков МПЛ меняет ее частотные характеристики. Преимуществами данных устройств являются: высокая степень развязки СВЧ тракта от цепей управляющего тока, линейность ВАХ, совместимость с волоконно – оптической и интегрально – оптической технологией, позволяющая, с одной стороны повысить технологические характеристики, с другой – снизить их себестоимость. Проведены расчеты характеристик МПЛ и амплитудного модулятора на основе высокоомного кремния. Исследовано влияние длины волны светодиода на коэффициент модуляции. Для расчёта фильтра СВЧ диапазона использовался метод сравнения с фильтрами – прототипами НЧ из элементов с сосредоточенными параметрами. Сопротивление проводящих участков зависит от интенсивности света в поглощаемом объеме:

$$I(z) = I_0(1 - R)\exp(-\alpha z)$$

где I_0 -интенсивность излучения на поверхности, α -коэффициент поглощения, R коэффициент отражения. Фотопроводимость дорожек микрополосковой линии находилась из выражения: $\sigma = q\mu\eta(1 - R)\alpha Q\psi(t)$, где q -заряд электрона, μ -подвижность, η -квантовый выход, Q - интенсивность потока фотонов, $\psi(t)$ -временная зависимость интенсивности. Толщина проводящих участков МПЛ принималась равной толщине скин-слоя.

1. Щука А.А. Процессоры и ЗУ в функциональной электронике. //Обзоры по электронной технике. М.: ЦНИИ "Электроника", 1991.-сер.9 вып.1(1620) - 40 С.
2. Быстров Ю.А. Оптоэлектронные приборы М., РадиоСофт, 2001. 253 С.

ВОЛОКОННАЯ ОПТИКА

ФАЗОВОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ВОЛОКОННЫЙ РЕФЛЕКТОМЕТР ДЛЯ РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ДАТЧИКОВ ВНЕШНЕГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

*А.С.Курков, В.М.Парамонов
НЦВО при ИОФ РАН., Москва*

Введение.

Волоконные рефлектометры, или OTDR- устройства, являются одним из самых распространенных типов приборов для измерения параметров волоконного световода. Принцип действия их достаточно прост. В волоконный световод через ответвитель вводится световой импульс. При его распространении вследствие релеевского рассеяния часть излучения рассеивается в обратном направлении. Измеряя через ответвитель временную зависимость относительной мощности излучения, распространяющегося назад $P_R(t)$, можно легко определить зависимость изменения этой мощности по длине световода $P_R(L)$, зная скорость света в материале световода. Далее, поскольку мощность рассеянного излучения прямо пропорциональна мощности излучения, распространяющегося в прямом направлении, появляется возможность определить характер изменения мощности распространяющегося излучения по длине световода. Таким образом, производится измерение оптических потерь в волоконном световоде на длине волны излучателя, а также появляется возможность определить места дефектов и обрывов световода.

Следует отметить, что в качестве источника излучения в рефлектометрии используются полупроводниковые лазер, излучающие на многих продольных модах. При этом ширина спектра излучения может составлять несколько нм, или несколько сот ГГц. В силу этого длина когерентности оставляет порядка 1 мм, что исключает появление интерференционных эффектов при распространении излучения по световоду. Современные технологии позволяют получать одночастотный режим генерации, при этом ширина линии излучения составляет 10^5 - 10^6 Гц, что соответствует длине когерентности в десятки и сотни метров. В этом случае следует ожидать проявления интерференции излучения, рассеянного разными участками световода. Это делает невозможным использование рефлектометра для тестирования световода, но, в то же время, открывает новые возможности для его применения. Так, в работах [1, 2] предлагается использовать такие рефлектометры в качестве датчика внешних воздействий. К несомненным достоинствам устройства относится высокая чувствительность, обусловленная интерференционным механизмом отклика, и возможность пространственной локализации воздействия за счет рефлектометрического принципа измерения.

Схема устройства.

Упрощенная схема фазочувствительного рефлектометра представлена на рис.1.

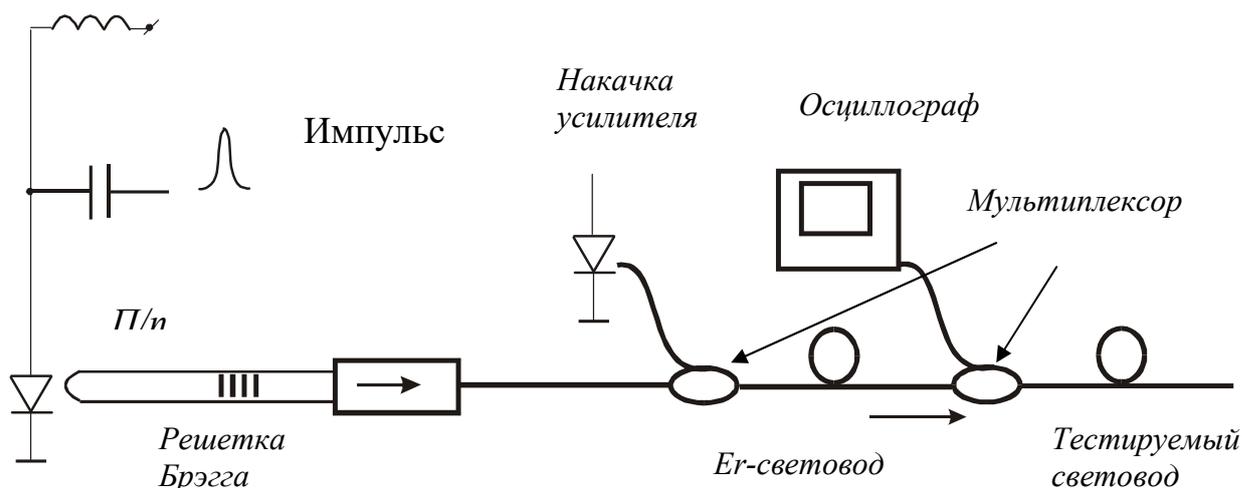


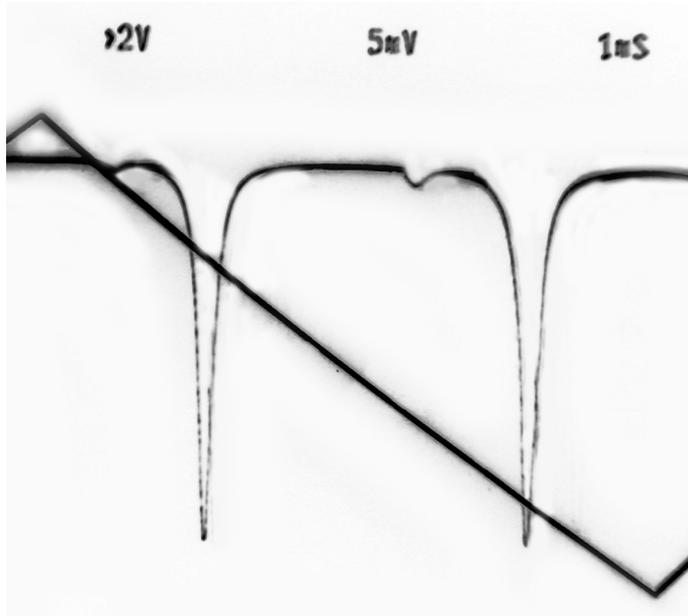
Рис.1. Импульсный источник в схеме датчика.

Для создания узкополосного излучателя на основе полупроводникового лазера использовалась селекция продольных мод полупроводниковой лазерной структуры при помощи фотоиндуцированной внутриволоконной Брэгговской решетки. Селекция достигается за счет того, что отражение на длине волны резонанса решетки стимулирует генерацию в спектральной области брэгговского резонанса. Излучение полупроводникового источника с длиной волны 1.55 мкм вводилось в одномодовый волоконный световод, используемый в качестве волоконного выхода. Входной торец волоконного световода и лазерный диод жестко фиксировались друг относительно друга, представляя собой цельную конструкцию. К выходному световоду приваривался дополнительный световод с записанной на нем брэгговской решеткой.

Измерение спектрального состава излучения гибридного лазера представляет собой отдельную задачу. Для серийно выпускаемых спектроанализаторов наилучшее спектральное разрешение составляет 0.01 нм, что соответствует частоте около 1 ГГц в области 1.55 мкм. Поэтому была разработана специальная установка для анализа спектрального состава реализованных источников,

основанная на использовании сканирующего кольцевого волоконного интерферометра.

На рис.4 представлен спектр излучения, измеренный с помощью



сканирующего интерферометра.

Из рисунка видно, что спектр

излучения является

одночастотным. Второй пик

обусловлен следующим порядком

интерферометра. Область

свободной дисперсии

интерферометра составляет 40

МГц. Тогда, ширина спектра

излучения в непрерывном режиме может быть оценена в 1.6 МГц.

Для получения импульсного режима генерации лазера была разработана и изготовлена схема, основанная на пропускании через лазер импульса тока при наличии постоянного смещения. Схема включала в себя термостат с возможностью регулировки температуры для подстройки спектра пропускания, Фабри-Перо интерферометра, обеспечивающего попадание моды интерферометра в спектр отражения брэгговской решетки. Кроме того, были предусмотрены регулировки постоянного смещения и импульсного тока.

Особое внимание обращалось на форму импульса тока. Для предотвращения искажения спектра генерации подбирались режимы, обеспечивающие гладкую форму импульса. В результате был получен импульс общей длительностью ~50 нс и длительностью фронтов ~ 5 нс.

Выходная импульсная мощность гибридного источника составила около 1 мВт, что является недостаточным для рефлектометрии. Поэтому в схему устройства был включен эрбиевый волоконный усилитель, позволяющий эффективно усиливать оптический сигнал в области 1.53-1.6 мкм. Для реализации волоконного усилителя использовался волоконный световод с сердцевиной на основе алюмосиликатного стекла, легированного ионами эрбия с концентрацией $1.3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Длина световода в схеме усилителя составила 5 м. Для накачки усилителя использовался полупроводниковый лазер с мощностью до 80 мВт на длине волны 1.48 мкм. Максимальный коэффициент усиления слабого сигнала составил около 40 дБ. В режиме импульсной генерации средняя выходная мощность усилителя составила 3 мВт. При скважности, составляющей около 3000, и учете доли спонтанного излучения, это соответствует импульсной мощности, составляющей около 1 Вт.

Рис.2. Спектр излучения гибридного лазера, измеренный с помощью сканирующего интерферометра

Исследование когерентного рассеяния.

В качестве тестируемой волоконно-оптической линии использовался отрезок стандартного одномодового волоконного световода SMF-28. Регистрация сигнала рассеяния проводилась с использованием осциллографа. На рис.3 представлена рефлектограмма импульсного сигнала для отрезка длиной 1 км. Аналогичные результаты были получены для отрезка длиной 20 км.

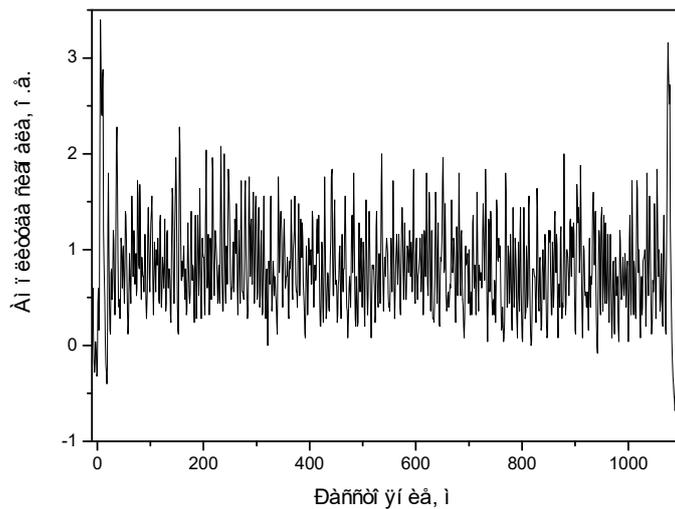


Рис.3. Рефлектограмма одночастотного импульсного сигнала.

Сильная амплитудная модуляция в наблюдаемой рефлектограмме однозначно свидетельствует о наличии интерференции излучения, рассеянного разными участками световода. Следует отметить, что наблюдаемая картина не является стабильной во времени. За время порядка одной секунды происходит чередование «темных» и «светлых» полос, обусловленное влиянием медленного изменения температур, слабых акустических воздействий и пр. В то же время, локальные акустические, механические, тепловые и прочие воздействия приводят к существенно более быстрой модуляции интенсивности излучения, рассеянного с данного отрезка световода. Это делает возможным, используя соответствующую математическую обработку, определять координаты области воздействия. Пространственное разрешение метода определяется длительностью импульса и составляет порядка 10 м.

Метод фазочувствительной рефлектометрии может использоваться для создания охранных систем протяженных объектов, таких как магистральные трубопроводы, охраняемые территории, вплоть до участков государственной границы и пр.

1. K. N. Choi, J. C. Juarez, and H. F. Taylor, "Distributed fiber-optic pressure/ seismic sensor for low-cost monitoring of long perimeters," Proc. SPIE 5090, 134-141 (2003).
2. J. C. Juarez, and H. F. Taylor, "Distributed fiber-optic intrusion sensor system," Proc. Optical Fiber Communication Conf. OFC'2005, p. OThX 5.

ОПТИЧЕСКИЕ СЕТИ СВЯЗИ XXI ВЕКА

Наний О.Е.

*МГУ им. Ломоносова, физический ф-т, каф. "Оптики и спектроскопии",
г. Москва*

Последние несколько десятилетий потребности людей в обмене информацией растут исключительно высокими темпами. Быстрая и надежная передача разнородной информации (видео, голоса, данных) необходима для развития экономики и общества в целом. Оптическое волокно способно передавать огромное количество информации благодаря очень высокой частоте световых волн (10^{14} Гц). Поэтому развитие и внедрение оптических технологий в системы передачи информации – это основной путь удовлетворения растущих потребностей общества в обмене информацией.

В докладе рассмотрено современное состояние и тенденции развития оптических систем связи разного уровня: от систем сверхдальней связи с расстоянием передачи более 1000 км, до систем сверхкороткой связи.

Быстрый прогресс последнего десятилетия в сетях дальней связи основан на внедрении рамановских (ВКР) усилителей, использовании новых форматов модуляции и современных методов коррекции ошибок. Эти достижения сделали уже сегодня доступными скорости передачи 40 Гбит/с по одному каналу. Однако практическая эксплуатация таких систем откладывается по экономическим причинам. Суммарная скорость передачи информации, достигнутая на сегодняшний день, достигает нескольких десятков Тбит/с. Предельные возможности оптического волокна существенно больше. При помощи каких технологий можно

приблизиться к их реализации? В докладе рассмотрены пути преодоления нелинейных ограничений, основанные на применении новых, в том числе многоуровневых форматов модуляции, а также возможности уменьшения системных шумов, связанные с использованием когерентных параметрических усилителей, методов квантовой криптографии и квантовой коррекции ошибок.

Для эффективной работы сети наряду с увеличением пропускной способности соединений необходимо увеличивать возможности узлов по управлению растущими потоками информации. Основное направление развития оборудования для сетевых узлов – расширение их функциональных возможностей и повышение «интеллекта». Под этим углом зрения в докладе сравниваются возможности полностью оптического управления информационными потоками с возможностями гибридных технологий.

МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫЕ СВЕТОВОДЫ, ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА И ПРИМЕНЕНИЯ

А.Ф. Косолапов

*Научный центр волоконной оптики
при ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва*

Микроструктурированные (МС) световоды это волоконные световоды новой архитектуры, которые активно разрабатываются и успешно применяются в последнее десятилетие. Все возрастающий интерес к этому типу световодов вызван рядом уникальных свойств последних. Это возможность управлять хроматической дисперсией в широких пределах, возможность создания световода с высокой степенью локализации излучения или же наоборот световода с большой площадью моды (при сохранении одномодового режима), возможность передачи излучения по полой сердцевине. Разработанные технологии изготовления заготовок МС световодов позволяют работать не только с кварцевым стеклом, но и с новыми материалами: например, теллуридными, халькогенидными, свинцовыми стеклами.

МС световод представляет собой кварцевую или стеклянную микроструктуру с продольными отверстиями. Волноводные моды в МС световодах формируются либо за счет эффекта полного внутреннего отражения от границы стекло-воздух либо благодаря наличию фотонных запрещенных зон в оболочке.

По основным свойствам и применениям разработанные на сегодняшний день МС волокна можно разделить на несколько типов:

- а) световоды с большой числовой апертурой, применяемые для волоконных лазеров с двойной оболочкой;
- б) высоко нелинейные световоды с высокой степенью локализации излучения – для нелинейных оптических преобразований;
- в) одномодовые световоды с большой площадью моды – для передачи мощных оптических сигналов и создания мощных волоконных лазеров;
- г) световоды с полый сердцевиной – для нелинейно-оптических преобразований в газовой фазе, лазерного управления микрочастицами и атомами, передачи мощного лазерного излучения, микрообработки материалов и т.п.

1. Bjarklev A., Broeng J., Bjarklev A. S. "Photonic Crystal Fibres". Springer Science + Business Media, Inc, 2003.

НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫЕ ИНФРАКРАСНЫЕ СВЕТОВОДЫ НА ОСНОВЕ ГАЛОГЕНИДОВ СЕРЕБРА

** Пилюгин В.П., Жукова Л.В., Жуков В.В., Примеров Н.В., Чазов А.И.*

Уральский государственный технический университет – УПИ,

** Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург*

Проведено исследование влияния пластической деформации различных схем нагружения на структурные и текстурные изменения кристаллов галогенидов серебра - твёрдые растворы AgCl-AgBr. В зависимости от применяемых схем деформирования (выпрессовывание через фильеру, осадка и сдвиг на плоских наковальнях) варьировались параметры обработки: гидростатическая компонента напряжений, температура, скорость и величины деформации. Кристаллы галогенидов серебра имеют кубическую симметрию, структурный тип NaCl. Пластическая деформация кристаллов с решёткой NaCl в основном осуществляется дислокациями с векторами Бюргерса $\langle 110 \rangle$ по одной из следующих систем скольжения: $\{110\}\langle 110 \rangle$; $\{100\}\langle 110 \rangle$; $\{111\}\langle 110 \rangle$; $\{112\}\langle 110 \rangle$. Действие той или иной системы скольжения определяется рядом условий: химическим составом, степенью чистоты и гомогенностью сырья для выращивания кристаллов, условиями метода их выращивания, ориентацией полученных кристаллов, температурой деформирования кристалла и величиной гидростатического давления. Необходимые условия учитываются при разработке и изготовлении оборудования для экструзии ИК-световодов. Большие деформации приводят к появлению ротационных мод пластичности материала и в конечном итоге к измельчению структуры. Сильнодеформированные кристаллы галогенидов

серебра приобретают структуру с размерами кристаллитов от нано- до субмикрорекристаллической (от 10 до 200 нм). Такая структура характеризует физико-механические свойства ИК-световодов.

Текстуру деформированных сдвигом под давлением и прессованных через фильеру галогенидов серебра и измельчение в них кристаллитов определяли дифрактометрической съёмкой в синхротронном излучении на просвет $\lambda = 0,368 \text{ \AA}$ на детекторе Marr Research 345 в Центре синхротронного излучения ИЯФ СО РАН. Замеры показали, что большая деформация до $\varepsilon = 4$ приводит к измельчению исходной структуры монокристаллов галогенидов серебра. Измельчение кристаллитов доходит до величин в 200 нм и менее. Образцы после сдвига под давлением приобретают текстуру кручения: плоскости кристаллитов $\{110\}$ после деформации располагаются преимущественно поверхности дисковых образцов.

Полученные результаты по влиянию режимов деформации на структуру ионных кристаллов легли в основу создания оснастки для получения двухслойных одномодовых ИК-световодов на основе галогенидов серебра с диаметром внутреннего ядра не более 25 мкм.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ МЕЖДУ ИОНАМИ Yb^{3+} И Tm^{3+} В ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ.

А.Н. Абрамов¹, А.Н. Гурьянов², Е.М. Дианов³, А.С. Курков³, К.Н. Нищев¹, П.А. Рябочкина¹

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

²Институт химии высокочистых веществ РАН, Н. Новгород

³Научный центр волоконной оптики при ИОФ РАН им. А.М. Прохорова, Москва

Волоконные световоды, активированные редкоземельными ионами, находят применение для создания волоконных лазеров с диодной накачкой. В настоящей работе рассматриваются процессы безызлучательного переноса энергии между ионами Yb^{3+} и Tm^{3+} в волоконных световодах, которые существенным образом могут влиять на эффективность лазерной генерации.

Изучение процессов безызлучательной передачи энергии между ионами Yb^{3+} и Tm^{3+} в волоконных световодах проводилось по исследованию кинетик затухания люминесценции ионов Yb^{3+} с уровня $^2\text{F}_{5/2}$ при резонансном возбуждении на этот уровень лазером на центрах окраски на основе LiF_2^+ .

Представление кривой затухания люминесценции с уровня $^2\text{F}_{5/2}$ ионов Yb^{3+} волоконного световода, легированного ионами Yb^{3+} и Tm^{3+} ($C_{\text{Yb}}=0,049 \text{ ат.}\%$, $C_{\text{Tm}}=0,069 \text{ ат.}\%$) в координатах $\ln I_{\text{Yb}}(t)+t/\tau_0$ и $t^{1/2}$, где $\tau_0=1 \text{ мс}$ – радиационное время жизни ионов Yb^{3+} на уровне $^2\text{F}_{5/2}$, приводит к линеаризации кривой (рис.1), что соответствует фёрстеровскому закону

распада для диполь – дипольного механизма взаимодействия ионов Yb^{3+} и Tm^{3+} .

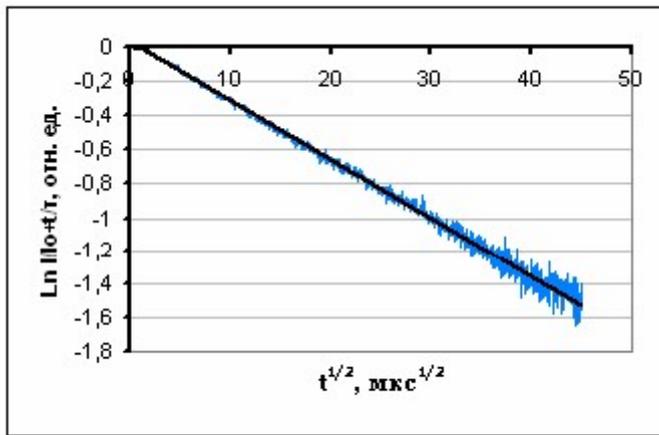


Рис.1. Зависимость $\ln I/I_0 + t/\tau_0$ от $t^{1/2}$ для волоконного световода, легированного ионами Yb^{3+} и Tm^{3+} .

По тангенсу угла наклона на линейном участке определен коэффициент неупорядоченного распада $\gamma_{d-d}^{\text{Yb} \rightarrow \text{Tm}} = 33c^{-1/2}$, по которому рассчитан микропараметр взаимодействия $C_{da}^{\text{Yb} \rightarrow \text{Tm}}$.

По интегральным характеристикам кривых затухания люминесценции ионов Yb^{3+} оценена

эффективность безызлучательной передачи энергии между ионами Yb^{3+} и Tm^{3+} в волоконных световодах ($C_{\text{Yb}}=0,049$ ат.%, $C_{\text{Tm}}=0,069$ ат.%), которая равна 52%.

ДЕФЕКТНЫЕ ГАЛОГИДСЕРЕБРЯНЫЕ КРИСТАЛЛЫ ДЛЯ ИНФРАКРАСНОЙ ВОЛОКОННОЙ ОПТИКИ.

Жукова Л. В., Жуков В. В., Булатов Н. К., Корсаков А. С., Чазов А.И
Уральский государственный технический университет–УПИ,

г. Екатеринбург

Получение реальных кристаллов с различными физико-химическими свойствами - оптическими, прочностными, радиационными, сцинтилляционными, эмиссионными, фотоэлектрическими, магнитными и другими определяется степенью их дефектности, которые выступают в роли носителей этих свойств, а способы их получения разнообразны. На базе глубоких фундаментально-прикладных исследований в области изучения процессов растворения и кристаллизации широкого класса соединений в различных растворителях [1,2] разработаны и находятся в стадии разработки экологически чистые, энерго- и ресурсосберегающие, замкнутые и безотходные производства по получению металлогаллоидных кристаллов и стёкол. В основе всех технологических процессов заложен базовый способ термозонной кристаллизации-синтеза (ТЗКС), применяемый для получения любых композиционных материалов [3]. Способ ТЗКС обеспечивает не только высокую степень очистки, но и гомогенность композиционного материала и задаваемый состав твердых растворов $\text{AgCl}_n\text{Br}_{n-1}$ активированных редкими, редкоземельными и

другими добавками. Выращенные из такого сырья монокристаллы устойчивы к видимому свету, ИК-излучению, а также имеют уникально широкий ИК-диапазон пропускания – от 0.4 до 40 мкм, не токсичны и не гигроскопичны, что обуславливает их широчайший спектр возможного применения. Это ИК-волоконная и нелинейная оптика, лазерная медицина, экологический мониторинг окружающей среды, в том числе радиационного фона, низкотемпературная ИК-пирометрия.

1. Жукова Л. В., Китаев Г. А. Растворимость галогенидов таллия(1) в воде и неводных растворителях./В справочнике – Кумок В. Н., Кулешова О. М., Каробан Л. А. Производство растворимости, Новосибирск: изд. Наука, 1983, с. 191.
- 2.Зелинский А. В., Жукова Л. В., Китаев Г. А. Растворимость AgCl, AgBr в кислотах HCl и HBr. Ж. неорганич. материалы, 2001, т.37, №5,с. 622-626.
- 3.Патент РФ № 210795. Способ получения высокочистых веществ./ Жукова Л. В., Жуков В. В., Китаев Г. А.

ПОВЫШЕНИЕ КАЧЕСТВА РАБОТЫ СИСТЕМ СВЯЗИ НА ОСНОВЕ ЛАЗЕРОВ С ПРЯМОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ

Величко М. А., Сусьян А. А.

*Физический факультет Московского Государственного Университета им.
М. В. Ломоносова, Москва*

В локальных оптических сетях (LAN) и сетях доступа из экономических соображений повсеместно используются системы передачи на основе лазеров с прямой модуляцией. Это ограничивает максимальную скорость и дальность передачи. В статьях [1-2] было показано, что использование структурированной накачки позволяет сильно ослабить релаксационные переходные процессы в полупроводниковом лазере, улучшить форму выходного сигнала. Это в свою очередь уменьшает искажения импульса под действием хроматической дисперсии и повышает качество работы системы связи.

В представляемой работе проведено численное моделирование волоконно-оптической линии связи с передатчиком на основе полупроводникового лазера с прямой модуляцией, на вход которого подавался структурированный ток накачки. Исследовано изменение формы и спектра сигнала при вариации таких параметров, как ток накачки лазера, длительность структурирующих импульсов, затухание в волокне,

коэффициенты хроматической и поляризационной модовой дисперсии волокна, поляризационно-зависимые потери. В качестве форматов кодирования использовались бинарные амплитудные форматы (NRZ и RZ), многоуровневый амплитудный формат M-ary ASK, а также дуобинарный амплитудно-фазовый формат [3]. Показано, что использование структурированной накачки совместно со спектрально-эффективными форматами модуляции позволяет существенно уменьшить искажения, связанные с дисперсией, а, значит, и увеличить дальность или/и скорость передачи сигналов по оптоволокну.

1. N. Dokhane, G.L. Lippi. Chirp reduction in semiconductor lasers through injection current patterning. Appl. Phys. Lett. vol. 78, No. 25, 18 June 2001.
2. К.Н. Белов, О.Е. Наний, Д.Д. Щербаткин, М. А. Величко. Повышение качества информационных сигналов в лазерах с прямой модуляцией. // Вестник МГУ, 2005 г.
3. М. А. Величко, А. А. Сусьян. Двойной фазомодулированный бинарный формат. // Lightwave Russian Edition, № 4 2004.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ ИЗГИБНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ В ОДНОМODOVЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ

К.Н. Нищев, С.А. Смирнов, С.В. Фирстов

Мордовский государственный университет имени Н.П. Огарева, Саранск

Авторами экспериментально исследованы спектры оптических потерь, вызванных регулярным изгибом оптического волоконного световода (ОВС) при намотке на катушки с диаметром от 4,5 мм до 35 мм. В качестве объектов исследования были выбраны ОВС фирмы Corning SMF, используемые в производстве оптических кабелей на ОАО "Сарансккабель" (г. Саранск). Эксперименты проводились на установке по измерению оптических потерь в ОВС методом обрыва, основанном на измерении спектров пропускания оптического излучения в отрезках исследуемого ОВС различной длины. Длина волны отсечки λ_c , необходимая для расчетов оптических потерь, определялась экспериментально на установке по измерению диаметра поля моды ОВС. Расчетные изгибные потери определялись по приближенной формуле, связывающей изгибные излучательные потери α_u с радиусом изгиба волокна R , параметрами ступенчатого ОВС и длиной волны излучения λ , ранее используемой авторами работы [1],

$$\delta^{\frac{3}{2}} \frac{R}{\lambda} = \left(\frac{V}{W} \right)^3 \left[-5,82 \cdot 10^{-2} \ln(5,962 \cdot 10^{-7} \alpha_u) \right],$$

где $\delta = \frac{\Delta n}{n_{об}}$; $V = 2\pi a \lambda^{-1} (n_c^2 - n_{об}^2)^{1/2}$ - нормированная частота;

$W = 1,1428 \cdot V - 0,996$ - нормированный показатель затухания в оболочке.

Из полученных данных следует, что расчетные и экспериментально измеренные значения оптических потерь в исследуемых ОВС отличаются примерно на 10%, что может быть связано с неконтролируемыми микроизгибными потерями.

Экспериментально обнаружено смещение максимума спектральной зависимости оптических потерь в область более коротких длин волн с уменьшением радиуса кривизны ОВС. Более подробно исследованы зависимости оптических потерь от радиуса кривизны изгиба ОВС для характерных длин волн: λ_c и $\lambda = 1310 \text{ нм}; 1550 \text{ нм.}$,

1. А. В. Белов, А. Н. Гурьянов, Д. Д. Гусовский, Е. М. Дианов, А. С. Курков и др. "Квантовая электроника", 1980, 12, №5, с. 1076-1078.

ОТЖИГ УПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ ИНДУЦИРОВАННЫХ УФ ИЗЛУЧЕНИЕМ В СЕРДЦЕВИНЕ GERMANOSILICATE СВЕТОВОДОВ

*Божков А.С.¹, Васильев С.А.¹, Медведков О. И.¹, Дианов Е.М.¹, Дюрр.Ф.²,
Лимбергер Х.Г.², Салате Р.П.²*

¹*Научный центр волоконной оптики при Институте общей физики
им. А.М. Прохорова РАН, Москва.*

²*Федеральный политехнический институт (EPFL), г Лозанна,
Швейцария.*

Исследование механизмов формирования и термической релаксации фотоиндуцированных изменений в волоконных световодах (ВС) представляет большой интерес в связи с развитием и широким применением волоконных решеток показателя преломления (ПП).

В работе представлен сравнительный анализ процессов отжига фотоиндуцированного ПП и упругих напряжений, индуцированных УФ излучением в сердцевине германосиликатного ВС. Основной целью являлось выявление термической стойкости фотоиндуцированных напряжений в сетке стекла и их вклада в наведенный ПП.

Облучение ВС проводилось излучением второй гармоники Ar^+ -лазера. Отжиг облученных участков до необходимых энергий активации E_d выполнялся на автоматизированной установке для линейного нагрева ВС [1]. Затем на участках ВС, подвергнутых указанным видам воздействий, измерялось пространственное распределение упругих напряжений [2].

Обнаружена хорошая корреляция фотоиндуцированных напряжений и наведенного ПП при облучении ВС и при его отжиге до энергий активации $E_d < 3$ эВ. Вместе с тем показано, что высокотемпературная составляющая наведенного ПП ($E_d > 3.5$ эВ) при линейном режиме отжига не связана с фотоиндуцированным изменением упругих напряжений в сетке стекла.

При отжиге германосиликатных ВС в их сердцевине была обнаружена значительная релаксация остаточных сжимающих напряжений вытяжки, которая хорошо описывается существующими теоретическими моделями этого процесса [3].

1. А.С. Божков и др. *Приборы и техника эксперимента*, №4, 76, 2005.
2. H. G. Limberger et al., *Applied Physics Letters* **68**, 3069, 1996.
3. Y. Mohanna et al., *Journal of Lightwave Technology* **8**, pp. 1799-1801, (1990).

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ПОТЕРЬ В ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ВОЛОКНАХ С ЗАПРЕЩЕННОЙ ФОТОННОЙ ЗОНОЙ

Павлова Е.Г.

*МГУ им. Ломоносова, физический ф-т, каф. "Оптики и спектроскопии",
г. Москва*

На протяжении последнего десятилетия фотонно-кристаллические волокна (PCFs) привлекают значительное внимание, поскольку с их помощью можно значительно уменьшить ограничения, которые накладывают материалы и конструкция обычных волокон. Целью данной работы является анализ механизмов затухания в современных PCF с запрещенной зоной (PCFs BG) с полой сердцевиной. Сегодня известны следующие три источника потерь в PCFs BG: 1) поглощение света в сердцевине и оболочке; 2) частичное проникновение (туннелирование) света за пределы периодической отражающей оболочки; 3) рассеяние на структурных дефектах.

Аналитические расчеты и численный эксперимент показали, что потери на туннелирование быстро убывают при увеличении количества слоев или при повышении их контраста. В затухание современных PCFs BG вклад этого механизма оказывается незначительным. Вклад в затухание PCFs BG второго механизма – поглощение (абсорбция) в оболочке оказывается столь же незначительным. Следовательно, наибольший вклад в затухание света вносит рассеяние на структурных дефектах. Детальный анализ рассеяние на дефектах показал, что прямые потери из-за перекачки энергии волноводной моды в излучательные также невелики. Наибольшее затухание дает перекачка энергии волноводной моды в поверхностную моду, а уже затем происходит эффективное рассеяние поверхностной моды в излучательные моды.

Качественную картину затухания можно представить, воспользовавшись простой аналитической моделью, основанной на теории связанных мод. Уравнения связи между волноводной модой и поверхностной модой имеют вид:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = -ik_{12} A_2 e^{i\Delta\beta_{12}z},$$
$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = -ik_{12}^* A_1 e^{-i\Delta\beta_{12}z} - \gamma A_2.$$

Однако для проведения анализа необходимо знать коэффициенты k_{12} , γ , $\Delta\beta_{12}$. В работе приведены результаты численного моделирования PCFs BG, которое позволило определить значения этих параметров.

РАДИОТЕХНИЧЕСКИЕ И ИНФОРМАЦИОННЫЕ СИСТЕМЫ

ПЕРСПЕКТИВЫ СОЗДАНИЯ НАУЧНО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЙ "ПЛОЩАДКИ" ОАО "Концерн РТИ Системы" В САРАНСКЕ

*Боев С.Ф., Ступин Д.Д.
Концерн "РТИ Системы" г. Москва*

Проблема развития экономики России на "несырьевой" основе является актуальной для всех субъектов РФ. При этом альтернативой "сырьевой" линии развития сегодня может быть только опора на высокотехнологичную экономику. При анализе возможности развития высоких технологий в регионе должны учитываться как объективные факторы, так и субъективные, характеризующие проблемы конкретного региона. Применительно к проекту создания научно-технологической площадки (НТП) в Саранске эти факторы определяются совпадением интересов Концерна "РТИ Системы" и Правительства Мордовии.

Понятие НТП можно определить через характерные признаки, которые должны присутствовать на такой "площадке". Эти признаки характеризуют взаимодействие научно-производственной, организационной и финансовой составляющих проекта. Кроме того НТП должна представлять собой единый научно-производственный комплекс. В качестве составляющих базы, необходимой для реализации проекта можно выделить три: научную, производственную и организационную.

Сущность подхода Концерна "РТИ Системы" к проекту в следующем:

1. НТП обеспечивает территориальную привязку совместных планов Концерна и Республики по развитию высоких технологий.
 2. НТП включает ряд сегментов: научно-технический, производственный, образовательный, инновационный.
 3. НТП работает в тесном взаимодействии со всеми участниками проекта.
- Учитывая масштабность задачи по формированию НТП, целесообразна поэтапная реализация проекта. Кроме того, необходима ресурсная «подпитка»

этого процесса. Отметим три обязательные составляющие: кадровая, финансовая и проектная.

Проблема реализации проекта создания НТП имеет ряд аспектов, связанных с изначальной разобщенностью (территориальной, тематической и т.п.) его участников. Неучет их может затормозить проект.

Успешная реализация проекта создания научно-технологической «площадки» в Саранске в перспективе позволит получить:

1. Научно-производственный Центр республиканского (в перспективе - федерального) уровня.
2. Динамичную систему воспроизводства научных, инженерных и производственных кадров для потребностей Республики Мордовия.
3. Решение целого ряда социальных проблем Республики.

ВВЕДЕНИЕ В ТЕОРИЮ КВАНТОВОЙ ИНФОРМАЦИИ

В.Д. Кревчик

Пензенский государственный университет, г. Пенза

Начало нового тысячелетия с позиций полупроводниковой микроэлектроники можно охарактеризовать законом Мура, согласно которому число транзисторов в кристалле одной интегральной схемы в течение первых 15 лет (начиная с изобретения первого планарного транзистора в 1959 году) удваивалось каждый год, а затем и до сих пор такое удвоение происходит за 1.5 года. По экспоненциальному закону уменьшаются со временем и характерные размеры элементов интегральных схем – в два раза за каждые 1.5 года.

Вторжение в область мезоскопии выявило целый ряд уникальных эффектов, таких как квантовый размерный эффект, баллистический режим переноса носителей заряда, кулоновская блокада, интерференция электронных волн в квантовых нитях, квантовый (включая дробный) эффект Холла и т.д. (обзор дан в [1], см. список литературы к вводу к разделу 2.1). Тем не менее, применение полупроводниковых мезоскопических структур в информационной технологии не изменило статуса компьютеров, они по-прежнему остаются классическими (носителями некогерентных сигналов являются токи и напряжения, см. подробнее в [1]). В начале восьмидесятых годов прошлого (двадцатого) столетия Р. Фейнман и Ю. Манин [2, 3] заметили, что определенные

квантово-механические операции нельзя в точности переносить на классический компьютер. Например, каждое состояние квантовой системы из n двухуровневых квантовых элементов, в отличие от классической, может находиться в некоторой когерентной суперпозиции из 2^n булевых состояний, то есть характеризуется вектором состояния в 2^n -мерном гильбертовом пространстве. Для описания такой квантовой суперпозиции в классическом варианте потребуется задать 2^n комплексных чисел, то есть понадобится экспоненциально большие вычислительные ресурсы (для $n = 100$ их число $\approx 10^{30}$). Отсюда делается обратный вывод о том, что эффективное моделирование квантовых систем, содержащих до сотни двухуровневых элементов, практически недоступно классическим компьютерам, но может эффективно осуществляться на основе использования соответствующих квантовых логических операций, которые действуют в 2^n -мерном гильбертовом пространстве состояний, и этим принципиально отличаются от операций над булевыми состояниями [1].

Следует отметить, что область квантовых вычислений удостоилась должного внимания лишь после того, как в 1994 году Питер Шор описал квантовый алгоритм разложения целых чисел на множители за полиномиальное время [4]. Это открытие инициировало как экспериментаторов, пытающихся создать квантовые компьютеры, так и теоретиков, работающих в области новых квантовых алгоритмов.

Цель настоящей лекции – совершить краткий экскурс в область квантовых вычислений и познакомиться с основными принципами работы квантового компьютера. В этой связи необходимо указать на прекрасную монографию К.А. Валиева и А.А. Кокина («Квантовые компьютеры: надежды и реальность. – Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001, 352 С. [13]), которая представляет собой первую отечественную попытку систематического изложения как математических, так и физических основ квантовых вычислений и принципов работы квантовых компьютеров. Рассмотрим некоторые «категории» основ квантовых вычислений (см. обзор [1]).

Квантовые биты (кубиты). Квантовый бит или кубит – это вектор единичной длины в двумерном комплексном векторном пространстве, в котором зафиксирован некоторый базис $\{|0\rangle, |1\rangle\}$. Такое обозначение базисных состояний связано с «желанием соответствия» значениям классического бита 0 и 1. В отличие от классического бита, кубиты могут находиться в суперпозиции $|0\rangle$ и $|1\rangle$: $a|0\rangle + b|1\rangle$, где a и b - комплексные числа, такие что $|a|^2 + |b|^2 = 1$. Несмотря на то, что квантовый бит может находиться в бесчисленном множестве суперпозиций состояний, путем измерения из него можно извлечь только один бит классической информации. Измерение кубита заменяет его состояние на базисное, и поскольку каждое измерение приводит только к одному из двух состояний (к одному из базисных векторов измерительного

устройства), то, как и в классическом варианте, имеется только два возможных исхода. Измерение меняет состояние квантовой системы, поэтому состояние не может быть измерено по двум различным базисам. Более того, квантовые состояния нельзя клонировать, т.е. кубит невозможно измерить двумя способами даже косвенно, например, скопировав кубит и измеряя его копию по базисам, отличным от первоначального.

Квантовые вентили. Рассмотрим преобразование однокубитового квантового состояния (соответствующие матрицы преобразований приведены справа):

$$\begin{aligned}
 I: \quad & |0\rangle \rightarrow |0\rangle & \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \\
 & |1\rangle \rightarrow |1\rangle \\
 X: \quad & |0\rangle \rightarrow |1\rangle & \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \\
 & |1\rangle \rightarrow |0\rangle \\
 Y: \quad & |0\rangle \rightarrow -|1\rangle & \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}, \\
 & |1\rangle \rightarrow |0\rangle \\
 Z: \quad & |0\rangle \rightarrow |0\rangle & \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \\
 & |1\rangle \rightarrow -|1\rangle
 \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь I - тождественное преобразование, X - отрицание, Z - операция сдвига по фазе, $Y = ZX$ - представляет собой комбинацию последних двух. Вспомним, что линейные преобразования комплексного векторного пространства, которые сохраняют ортогональность, называются унитарными. Любое унитарное преобразование является допустимой эволюцией квантовой системы. Важным следствием того, что квантовые преобразования унитарны, является их обратимость, т.е. квантовые вентили должны быть обратимыми. Рассмотрим преобразование Уоллиса – Адамара [1], определяемое как

$$\begin{aligned}
 H: \quad & |0\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |1\rangle) \\
 & |1\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle - |1\rangle)
 \end{aligned} \tag{2}$$

Преобразование H , действуя на $|0\rangle$, создает состояние суперпозиции $\frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |1\rangle)$. Применяя H к n кубитам по отдельности, получим суперпозицию всех 2^n возможных состояний, обозначаемых двоичным представлением чисел от 0 до $2^n - 1$:

$$\begin{aligned}
 & (H \otimes H \otimes \dots \otimes H) |00\dots 0\rangle = \\
 & = \frac{1}{\sqrt{2^n}} ((|0\rangle + |1\rangle) \otimes (|0\rangle + |1\rangle) \otimes \dots \otimes (|0\rangle + |1\rangle)) =
 \end{aligned}$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2^n}} \sum_{x=0}^{2^n-1} |x\rangle. \quad (3)$$

Здесь (\otimes) обозначает тензорное произведение. Преобразование W которое применяет H ко всем n кубитам и называется преобразованием Уолиса – Адамара. Его можно определить рекурсивно [1]:

$$W_1 = H, \quad W_{n+1} = H \otimes W_n. \quad (4)$$

Невозможность клонирования квантовых состояний. Доказательство невозможности клонирования впервые было получено Вуттерсом и Зуреком [5]. Оно основано на линейности унитарных преобразований. Предположим, что U - это клонирующее унитарное преобразование, такое, что $U(|a0\rangle) = |aa\rangle$ для всех состояний $|a\rangle$. Пусть $|a\rangle$ и $|b\rangle$ - некоторые ортогональные состояния, тогда $U(|a0\rangle) = |aa\rangle$ и $U(|b0\rangle) = |bb\rangle$

. Возьмем состояние $|c\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|a\rangle + |b\rangle)$. Используя свойство линейности, получим

$$U(|c0\rangle) = \frac{1}{\sqrt{2}}(U(|a0\rangle) + U(|b0\rangle)) = \frac{1}{\sqrt{2}}(|aa\rangle + |bb\rangle). \quad (5)$$

Но поскольку U - клонирующее преобразование, то

$$U(|c0\rangle) = |cc\rangle = \frac{1}{2}(|aa\rangle + |ab\rangle + |ba\rangle + |bb\rangle). \quad (6)$$

Откуда видно, что правые части приведенных выше соотношений (5) и (6) не равны. Таким образом, унитарной операции, которая может клонировать неизвестные квантовые состояния не существует.

Телепортация. Целью телепортации является передача квантового состояния частицы, привлекая классические биты, и точное воссоздание квантового состояния у получателя. Поскольку квантовое состояние нельзя клонировать, то у исходной частицы оно обязательно будет разрушено (подробнее см. [1]).

Квантовые схемы. Для двух произвольных унитарных преобразований U_1 и U_2 «условное» преобразование $|0\rangle\langle 0| \otimes U_1 + |1\rangle\langle 1| \otimes U_2$ тоже является унитарным. Вентиль CONTROLLED – NOT (C_{not}) может быть определен как

$$C_{not} = |0\rangle\langle 0| \otimes I + |1\rangle\langle 1| \otimes X \quad (7)$$

Трехкубитный CONTROLLED – CONTROLLED – NOT или вентиль Тоффоли [6] также является примером этого «условного» определения:

$$T = |0\rangle\langle 0| \otimes I \otimes I + |1\rangle\langle 1| \otimes C_{not} \quad (8)$$

Оператор Тоффоли T может быть использован для построения полного набора булевых связок, так как с помощью него можно построить операторы AND и NOT :

$$\begin{aligned} T|1,1,x\rangle &= |1,1,-x\rangle, \\ T|x,y,0\rangle &= |x,y,x \wedge y\rangle \end{aligned} \quad (9)$$

Используя вентили Тоффולי можно построить любую классическую логическую схему. Вентиль Фредкина [7] выполняет так называемый «управляемый обмен», и определяется как

$$F = |0\rangle\langle 0| \otimes I \otimes I + |1\rangle\langle 1| \otimes S, \quad (10)$$

где S - операция, производящая обмен

$$S = |00\rangle\langle 00| + |01\rangle\langle 10| + |10\rangle\langle 01| + |11\rangle\langle 11|. \quad (11)$$

Дойч показал [8], что возможно построить обратимые квантовые схемы для вычисления любой классической функции (т.е. фактически можно ввести понятие универсальной квантовой машины Тьюринга). Любая классическая функция f с m и k входными битами может быть вычислена на квантовом компьютере (т.е. существует такая квантовая схема, которая вычисляет f). Рассмотрим $(m+k)$ - битовое преобразование $U_f: |x,y\rangle \rightarrow |x,y \oplus f(x)\rangle$, где \oplus обозначает побитовое исключающее - ИЛИ. Квантовая схема U_f , определенная таким способом, является унитарной при любой функции f .

Квантовый параллелизм. Поскольку U_f - это линейное преобразование, то оно применяется ко всем базисным векторам в суперпозиции одновременно и создает суперпозицию результатов. Таким способом возможно вычислить $f(x)$ для n значений аргумента x при однократном применении U_f . Такой эффект называется квантовым параллелизмом. Достоинство квантовых алгоритмов заключается в преимуществе квантового параллелизма. Так большинство квантовых алгоритмов начинается с вычисления интересующей нас функции на суперпозиции всех значений. Стартовым является состояние $|00\dots 0\rangle$ n - кубитов. Далее применяется преобразование Уолиса – Адамара W для получения суперпозиции

$$\frac{1}{\sqrt{2^n}} (|00\dots 0\rangle + |00\dots 1\rangle + \dots + |11\dots 1\rangle) = \frac{1}{\sqrt{2^n}} \sum_{x=0}^{2^n-1} |x\rangle. \quad (12)$$

Добавляя k - битный регистр $|0\rangle$ и используя условие линейности, получаем

$$U_f \left(\frac{1}{\sqrt{2^n}} \sum_{x=0}^{2^n-1} |x,0\rangle \right) = \frac{1}{\sqrt{2^n}} \sum_{x=0}^{2^n-1} U_f (|x,0\rangle) = \frac{1}{\sqrt{2^n}} \sum_{x=0}^{2^n-1} |x,f(x)\rangle, \quad (13)$$

где $f(x)$ - искомая функция. Следует отметить, что поскольку n кубитов позволяют работать одновременно с 2^n состояниями, то квантовый параллелизм обходит ограничение пространство – время классического параллелизма, поскольку может обеспечить экспоненциальное возрастание вычислительного пространства при линейном возрастании объема

физического пространства. Суть любого квантового алгоритма состоит в том, что он дает способ, с помощью которого он манипулирует квантовым параллелизмом таким образом, чтобы желаемые результаты измерялись с большой вероятностью. Управление такого типа не имеет классического аналога и требует нетрадиционных приемов программирования.

Алгоритм Шора. Начиная с 70-х годов прошлого столетия ведутся поиски эффективных алгоритмов для разложения целых чисел. Наиболее эффективным классическим алгоритмом, известным на сегодняшний день, является алгоритм А. Ленстра и Х. Ленстра [9]. Этот алгоритм экспоненциален по размеру входа. Последний представляет собой набор цифр числа M , имеющий размер $n \approx \lg M$. В большинстве алгоритмов, включая алгоритм Шора, используется стандартный способ сведения задачи разложения к задаче поиска периода функции. Шор использует квантовый параллелизм для получения суперпозиции всех значений функции за один шаг. Затем он производит квантовое преобразование Фурье, результатом которого является функция, аргумент которой кратен величине, обратной периоду. С высокой вероятностью измерение состояния возвращает период, который, в свою очередь, служит для разложения целого числа M .

Задачи поиска. Большой класс задач можно определить как задачи поиска, например, «найти x из множества возможных решений, такое, что утверждение $P(x)$ - истинно». Диапазон подобных задач широк: от поиска информации в базе данных до закраски графа. В задаче неупорядоченного поиска, как правило, ничего не известно о структуре пространства решений и об утверждении P . В задаче упорядоченного поиска можно использовать информацию о пространстве поиска и об утверждении P . В случае задачи неупорядоченного поиска наиболее оптимальный – классический путь – это последовательно проверять истинность каждого утверждения $P(x_i)$. Для поискового пространства из N элементов обычная задача неупорядоченного поиска требует $O(N)$ проверок P . Как показал Гровер [10], на квантовом компьютере задачу неупорядоченного поиска можно решить с большой вероятностью, производя около $O(\sqrt{N})$ проверок P . Таким образом, квантовый алгоритм Гровера является заведомо более эффективным, чем любой алгоритм для неупорядоченного поиска, выполняемый на классическом компьютере – см. подробнее в обзоре [1].

Квантовые ошибки. Изоляция квантового состояния является основной проблемой, препятствующей созданию квантовых компьютеров. Взаимодействие кубитов с внешней средой возмущает квантовое состояние, нарушая когерентность, преобразует его непредсказуемым образом. Стин оценил [11, 12], что декогерентность любой из предложенных систем на 7 порядков больше той, что необходима для нормальной работы алгоритма Шора с числами, содержащими 130 десятичных разрядов. Однако добавление так называемой коррекции

ошибок снижает влияние декогерентности. На первый взгляд, квантовая коррекция ошибок очень похожа на классическую, где тоже вводятся дополнительные биты для обнаружения и исправления ошибок. Очевидно, что квантовая коррекция ошибок гораздо сложнее, поскольку здесь мы имеем дело не с двоичными данными, а с квантовыми состояниями. Квантовая коррекция ошибок должна воссоздавать точно некоторое квантовое состояние. Трудности здесь связаны с невозможностью клонирования квантового состояния. Тем не менее они преодолимы и квантовые ошибки все же возможно исправлять.

Будем полагать, что все ошибки являются результатом квантового взаимодействия кубитов и окружающей среды. Возможные ошибки для каждого отдельного кубита представляются линейными комбинациями операторов: I - отсутствие ошибки, X - инверсия, Z - фазовая ошибка, Y - инверсия и фазовая ошибка. Общее выражение однокубитовой ошибки есть некоторое преобразование вида: $e_1I + e_2X + e_3Y + e_4Z$. Взаимодействие с окружающей средой преобразует отдельные кубиты согласно выражению

$$|\Psi\rangle \rightarrow (e_1I + e_2X + e_3Y + e_4Z)|\Psi\rangle = \sum_i e_i E_i |\Psi\rangle, \quad (14)$$

Правая часть (14) представляет собой линейную комбинацию унитарных операторов ошибок E_i . В классическом случае, корректирующий код для некоторого набора ошибок E_i состоит из преобразования C , которое отображает n битов данных в $(n+k)$ -битный код, а также из преобразования выделения ошибки S_C , которое отображает $(n+k)$ -битный код в индекс i корректируемой ошибки E_i , т.е. $i = S_C(E_i(C(x)))$. Если $y = E_j(C(x))$ для некоторой корректируемой ошибки, то $S_C(y)$ можно использовать для восстановления значения $C(x)$: $E_{S_C(y)}^{-1}(y) = C(x)$.

Теперь рассмотрим квантовый случай. Во-первых, состояние регистра может быть суперпозицией базисных векторов. Во-вторых, ошибка может быть линейной комбинацией операторов корректируемых ошибок E_i . При этом оказывается, что восстановление закодированного квантового состояния все же является возможным [1]. Зададим корректирующий код C и преобразование выделения ошибки S_C . Таким образом, n -битное квантовое состояние $|\Psi\rangle$ закодировано в $(n+k)$ -битном квантовом состоянии $|\varphi\rangle = C|\Psi\rangle$. Допустим, что декогерентность приводит к состоянию $\sum_i e_i E_i |\varphi\rangle$ для некоторой комбинации корректируемых ошибок E_i . Первоначальное состояние $|\varphi\rangle$ можно восстановить следующим образом: 1) применяем оператор выделения

признака ошибки S_C к квантовому состоянию с добавлением достаточного количества вспомогательных $|0\rangle$ кубитов

$$S_C \left(\sum_i e_i E_i |\varphi\rangle \right) \otimes |0\rangle = \sum_i e_i (E_i |\varphi\rangle \otimes |i\rangle), \quad (15)$$

2) измеряем компоненту $|i\rangle$ результата, что дает некоторую величину i_0 и спроектирует состояние на $E_{i_0} |\varphi, i_0\rangle$; 3) применяем обратное преобразование для ошибки $E_{i_0}^{-1}$ к первым $n+k$ кубитам состояния $E_{i_0} |\varphi, i_0\rangle$, чтобы получить исходное состояние $|\varphi\rangle$.

Принципиальная схема работы квантового компьютера. Такая схема представлена на рис. 1 [13]. Основной частью квантового компьютера является квантовый регистр – совокупность некоторого числа n кубитов. До ввода информации в компьютер все кубиты регистра должны быть приведены в основные базисные состояния $|000\dots 0\rangle$. Эта операция называется инициализацией. Далее каждый кубит может подвергаться селективному воздействию, которое переводит основные базисные состояния определенных кубитов в неосновные булевы состояния $|0\rangle \Rightarrow |1\rangle$, а весь регистр – в суперпозицию базисных состояний вида $|L\rangle = |L_1 L_2 L_3 \dots L_n\rangle$, где $L_i = 0, 1$, задающую бинарное представление числа $L = \sum_{i=1}^n L_i 2^i$.

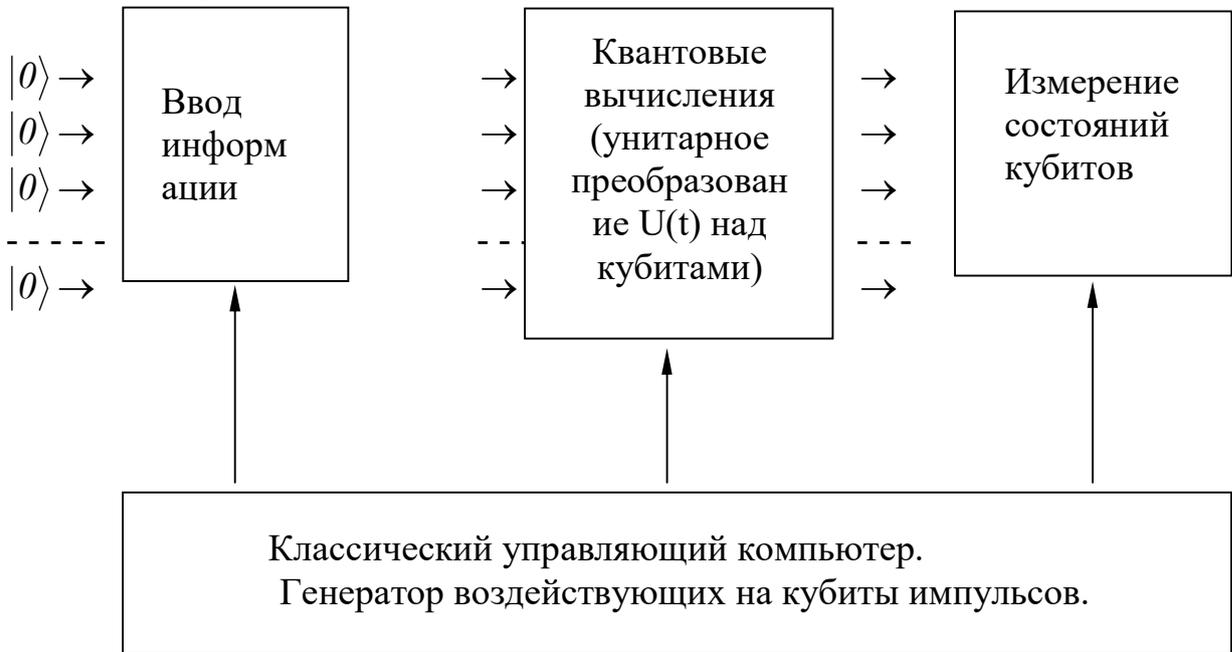


Рис. 1. Схематическая структура квантового компьютера.

При вводе информации в квантовый компьютер состояние входного регистра, с помощью соответствующих импульсных воздействий, преобразуется в соответствующую когерентную суперпозицию базисных

ортогональных состояний $|\Psi(0)\rangle = \sum_{L=0}^{2^n-1} C_L |L\rangle$. В таком виде информация

далее подвергается воздействию квантового процессора, выполняющего последовательность квантовых логических операций, определяемую в отсутствие влияния окружения унитарным преобразованием $U(t)$, действующим на состояние всего регистра. К моменту времени t в результате преобразований исходное квантовое состояние становится

новой суперпозицией вида $|\Psi(t)\rangle = \sum_{k,m} C_k U_{mk}(t) |k\rangle$. Совокупность всех

возможных операций на входе квантового компьютера, формирующих исходное состояние, а также воздействий, осуществляющих унитарные локальные преобразования (соответствующие алгоритму вычисления), способ подавления потери когерентности квантовых состояний и исправления квантовых ошибок играют здесь ту же роль, что и программное обеспечение в классическом компьютере. При выборе конкретной схемы квантового компьютера необходимо решить три вопроса [13]: 1) выбор физической системы – элементной базы, которая могла бы обеспечить возможность иметь в компьютере достаточное число кубитов; 2) определить физический механизм, обеспечивающий взаимодействие между кубитами; 3) определить способ селективного управления кубитами и измерения их состояния на выходе. Все это вместе взятое представляет собой аппаратное обеспечение квантового компьютера.

1. Риффель Э., Полак В. // Квантовые компьютеры и квантовые вычисления. – 2000. – Т. 1, N 1. – С. 4-57.
2. Feynman R. Simulating Physics with Computers // Inter. Journ. Theor. Phys. – 1982. – V. 21, N 6/7. – P. 467-488.
3. Манин Ю.И. Вычислимое и невычислимое. – М.: Сов. Радио, 1980, 128 С.
4. Shor P. Polynomial – Time Algorithms for Prime Factorization and Discrete Logarithms on a Quantum Computer // SIAM Journ. Comp. – 1997. – V. 26, N 5. – P. 1484-1509.
5. Wootters W.K., Zurek W.H. A single quantum cannot be cloned // Nature. – 1982. – 299, - P. 802.
6. Jones J.A., Hansen R.H., Mosca M. Quantum Logic Gates and Nuclear Magnetic Resonance Pulse Sequences // LANL E-print quantph/ 9805070. – 1998. – P. 16.
7. Fredkin E., Toffoli T. Conservative Logic // Inter. Journ. of Theor. Phys. – 1982. – V. 21, N 12. P. 219-253.
8. Deutsch D. Quantum theory, the Church-Turing principle and the universal quantum computer // Proceedings of the Royal Society of London. - Ser. A, A400. – 1985. – P. 97-117.

9. Lenstra A., Lenstra H. The Development of the Number Field Sieve // Lecture Notes in Mathematics (Springer-Verlag). - 1993. – V. 1554.
10. Grover L.K. A framework for fast quantum mechanical algorithms / Proceedings of the 30th annual ACM symposium on the theory of computing. //Preprint at Los Alamos Physics Preprint Archive - 1998, - <http://xxx.lanl.gov/abs/quant-ph/9711043> .
11. Steane A. The ion trap quantum information processor // Los Alamos Physics Preprint Archive. – 1996. – <http://xxx.lanl.gov/abs/quant-ph/9608011>.
12. Steane A. Quantum computing // Reports on Progress in Physics. – 1998. – 61, N 2. – P. 117. (<http://xxx.lanl.gov/abs/quant-ph/9708022>).
13. Валиев К.А., Кокин А.А. Квантовые компьютеры: надежды и реальность. – Москва-Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика». - 2001. – 352 С.

ВОЗМОЖНОСТИ ВЫСОКОТОЧНОГО ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛОЖЕНИЯ И СКОРОСТИ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ КОСМОНАВТА ОТНОСИТЕЛЬНО ОРБИТАЛЬНОЙ СТАНЦИИ В ОТКРЫТОМ КОСМОСЕ.

Зарецкий С.В., Ступин Д.Д.

ОАО «Концерн «РТИ Системы», Москва.

Выход человека в открытый космос и работа там представляют собой сложные и рискованные операции, которые требуют серьезного технического обеспечения. Для перемещения космонавта вне орбитальной станции используются двигатели, работающие на сжатом газе. Учитывая ограниченный запас “топлива”, важно соразмерять действия космонавта по перемещению в Космосе с объективными данными о его положении и скорости относительно орбитальной станции. Точность оценки скорости относительного движения должна быть около 1 см/с. Точность оценки положения космонавта – 1 м.

Среди множества возможных вариантов решения задачи «позиционирования» космонавта относительно орбитальной станции (оптические, инерциальные, радиотехнические) предпочтительным вариантом представляется решение на основе радиотехнической системы измерения положения и скорости космонавта. Заметим, что данная задача не является тривиальной, так как ее решение с помощью радиолокационных методов связано с необходимостью «отстраиваться» от влияния помех, связанных с переотражением сигналов от орбитальной станции. Опыт практического использования высокоинформативных сигналов для оценки положения и скорости объектов позволяет предложить ряд оригинальных решений, основанных на симбиозе активных и пассивных методов, и вполне реализуемых на практике. В основе этих решений лежит когерентная обработка, при которой используется информация, содержащаяся в фазе радиосигнала. Методы когерентной обработки сегодня широко используются в радиолокационных системах и теоретически хорошо разработаны.

В качестве подтверждения «работоспособности» когерентных сигналов при решении задачи позиционирования космонавта можно привести результаты НИР «Фаэтон». Требовалось разработать устройство измерения скорости, обеспечивающее точность порядка нескольких сантиметров в секунду в условиях присутствия мешающих отражений от орбитальной станции. Идея метода заключается в использовании запросно-ответного сигнала, причем ответный сигнал излучается на удвоенной частоте, и его фаза сравнивается с фазой запросного сигнала, частота которого также увеличена вдвое. В результате НИР было разработано устройство, обеспечивающее точность оценки скорости 1 см/с. Полученные результаты демонстрируют работоспособность когерентных сигналов и перспективность их использования для решения задач, связанных с информационным обеспечением работ в открытом Космосе.

АДАПТАЦИЯ ОБНАРУЖИТЕЛЕЙ С ПУЛТ ПРОЦЕССОРОМ В УСЛОВИЯХ НЕОДНОРОДНЫХ ПОМЕХ

К.А. Бодров

ОАО «Корпорация «Фазотрон-НИИР», г. Рязань

Обнаружение импульсных радиолокационных сигналов в м-канальной по дальности системе [1] требует решения проблемы стабилизации вероятности ложных тревог (СВЛТ). Как указано в [2], в условиях динамичной воздушной обстановки и плотных боевых порядков, несмотря на критерийную обработку, следует ожидать цепного характера формирования ложных траекторий и перегрузки системы обработки РЭС ложной информацией.

Обеспечение режима постоянного уровня ложных тревог (ПУЛТ) во многих обнаружителях достигается путём формирования адаптивного порога обнаружения, значение которого зависит как от оценки неизвестной мощности помехи, так и от порогового коэффициента, связанного с заданной вероятностью ложной тревоги и точностью оценки мощности помехи. В свою очередь точность оценки мощности помехи в ПУЛТ-процессоре оказывает решающее влияние на характеристики обнаружения (значение вероятности ложной тревоги и вероятности правильного обнаружения) [3].

Для снижения эффекта маскирования пороговая обработка разделяется на три этапа. На первом этапе в исходной информации выбираются сильные сигналы путём сравнения сигналов с плавающим порогом по логике короткой выборки. Скорректированный таким образом массив, используется для усреднения на втором этапе значений мощности помехи в каждом элементе. В третьем цикле по этим значениям вычисляется оценка уровня фона и величина плавающего порога.

Предлагаемая методика реализована применительно к модифицированному ПУЛТ-процессору [3] включённому в схему оптимального обнаружителя радиоимпульсов, включающего в себя согласованный с одиночным радиоимпульсом фильтр, амплитудный детектор и синхронный накопитель [1].

1. Бакулев П.А., Стёпин В.М. Особенности обработки сигналов в современных обзорных РЛС (обзор).- Известия вузов. Радиоэлектроника, 1990, т.33, №4, с. 4-20.

2. Канащенков А.И., Меркулов В.И., Самарин О.Ф. Облик перспективных бортовых радиолокационных систем.- М.: ИПРЖР, 2002.

3. Сосулин Ю.Г., Гаврилов К.Ю. к-этапное обнаружение сигналов с постоянным уровнем ложных тревог в условиях неоднородных помех. - Радиотехника и электроника, 2002, №7, т.47, с.841-851.

ЭХО-КОМПЕНСАЦИЯ В СОВРЕМЕННЫХ СИСТЕМАХ СВЯЗИ

Кузнецов Е.П.

Рязанская государственная радиотехническая академия, г. Рязань

Несмотря на бурный рост беспроводных и мобильных технологий, проводные линии связи все еще остаются основной средой для высокоскоростной передачи информации. Главным преимуществом таких линий является их широко развитая инфраструктура. Однако в таких линиях существует ряд факторов снижающих скорость и качество передаваемой информации. К одним из основных можно отнести наличие эхо-сигналов [1].

Идея построения первого эхо-компенсатора (ЭК) датируется 60-ми годами прошлого столетия, и принадлежит американским ученым Сондхи и Прести [2]. Суть идеи состоит в использовании адаптивного цифрового фильтра (АЦФ), генерирующего на основе передаваемой информации оценку эхо-сигнала, которая потом вычитается из принятого сигнала. Настройка коэффициентов фильтра осуществляется по выбранному алгоритму адаптации до тех пор, пока не будет достигнут минимум сигнала ошибки. Такая идея построения ЭК предполагала использовать цифровой фильтр с конечной импульсной характеристикой (КИХ) адаптирующийся по алгоритму метода наименьших квадратов (МНК).

По прошествии более чем 40 лет появилось большое количество новых идей и подходов к решению данной проблемы. Они включают в себя как предложения использования новых видов алгоритмов адаптации, дающих больший выигрыш по сравнению с МНК [3], так и применение совершенно новых, оригинальных структурных схем построения ЭК [4, 5].

В докладе рассказывается о причине возникновения эхо-сигналов в проводных линиях связи. Проводится обзор и сравнительный анализ существующих на сегодняшний день методов и способов решения задачи эффективной эхо-компенсации.

1. R.H. Moffett. Echo and delay problems in some digital communication systems. *IEEE Communication Magazine*, 25(8):41–47, 1987.
2. M.M. Sondhi, A. J. Presty. A self-adaptive echo canceller. *Bell. Syst. Tech. J.*, 1966
3. G.-O. Glentis, K. Berberidis, S. Theodoridis. Efficient least squares adaptive algorithms for FIR Transversal filtering. *IEEE Signal Processing Magazine*, July, 1999.
4. S.-S. Lin, W.-R. Wu. A low-complexity adaptive echo canceller for xDSL applications. *IEEE Transaction on Signal Processing*, Vol. 52, No. 5, May 2004.
5. J. Lui. Efficient and robust cancellation of echoes with long echo path delay. *IEEE Transaction on Signal Processing*, Vol. 52, No. 8, August 2004.

АНАЛИЗ ШУМОВ ИМС ДЛЯ АКТИВНОЙ КАТУШКИ СЛУХОВОГО АППАРАТА

Падеров В. П., Бойков К.А.

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

Электрическая принципиальная схема ИМС для активной катушки слухового аппарата, разработанная авторами, представлена в [1]. Наиболее важными электрическими параметрами этой ИМС являются ток потребления и шумы, приведенные ко входу, в полосе звуковых частот.

Операционные усилители (ОУ), из которых состоит ИМС активной катушки, вырабатывают собственные шумы, накладывающиеся на выходное напряжение полезного сигнала.

Анализировались все известные источники шума в принципиальной схеме ИМС и источнике сигнала: тепловой шум источника сигнала, тепловой шум резисторов принципиальной схемы ИМС, дробовый шум входного тока, дробовый шум транзисторов. Результаты схемотехнического анализа показали, что основными источниками шума ИМС являются дробовые шумы транзисторов входных дифференциальных каскадов (вклад в общий шум около 95%), 4% приходится на тепловой шум источника сигнала и 1% на все остальные источники шума. Спектральная плотность напряжения шума, приведенного ко входу, вносимая транзисторами входных дифференциальных каскадов, определяется следующим соотношением:

$$\bar{u}_{i(\text{nois})}^2 = \frac{16q \cdot V_T^2}{I_Q}, \quad (1)$$

где q – заряд электрона,

V_T – тепловой потенциал,

I_Q – ток через дифференциальные каскады.

Из этого соотношения видно, что для снижения напряжения шума необходимо увеличивать токи через дифференциальные каскады усилителя, уменьшая номиналы токозадающих резисторов. Такой подход уменьшает шумы ИМС, но увеличивает ток потребления ИМС, что допустимо в определенных пределах. Поэтому необходимо найти компромиссный вариант, выбор которого зависит от того, какой из параметров более важен – шумы, либо ток потребления. В нашем случае потребление тока не должно превышать 100 мкА, что не позволяет снизить шумы ниже уровня 1,5 мкВ в полосе частот 10 кГц при использовании представленной в [1] схемотехники.

1. Бойков К.А., Падеров В.П., Сурайкин А.И., Горячкин Ю.В. / Разработка ИМС для телефонной катушки слухового аппарата // XXXIII Огаревские чтения. Материалы научной конференции. В двух частях. Часть 2. Естественные и технические науки. Саранск 2005. Изд. Мордовского университета. – С. 239.

УВЕЛИЧЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ПЕРЕДАЧИ ИМС ИСТОКОВОГО ПОВТОРИТЕЛЯ

С.В. Никитанов, В.П. Падеров

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

ИМС истокового повторителя (ИП) находят широкое применение в области проектирования устройств согласования источников сигнала с высоким выходным импедансом, например, электретных микрофонов с последующим усилителем. Малогабаритные электретные микрофоны, применяемые в слуховых аппаратах в качестве источников сигнала, обладают малой емкостью микрофонной мембраны, порядка 10 пФ.

Основным электрическим параметром ИМС ИП является коэффициент передачи по напряжению A_U . В настоящее время отечественные усилители-повторители имеют невысокий A_U , порядка 0,4 – 0,5 при емкости мембраны электретного микрофона 10 пФ. Эта емкость в паре с входной емкостью микросхемы C_i образуют паразитный емкостной делитель сигнала на входе ИМС, который уменьшает A_U всей схемы ИП.

Минимизация размеров электретных микрофонов сопровождается уменьшением этой емкости, в результате чего уменьшается A_U и увеличиваются собственные шумы ИМС. Для эффективного повышения A_U необходимо минимизировать C_i , т.е. уменьшать геометрические размеры области канала полевого транзистора с управляющим р-п-переходом (ПТУП).

В [1] показано, что параметр β , определяющий крутизну ПТУП, определяется в основном геометрическими размерами канала $\beta \approx 10^{-5} Z / (L \cdot a)$, где Z – ширина, L – длина, a – глубина канала в мкм. Отсюда следует, что при пропорциональном уменьшении Z и L , параметр β остается постоянным, но при этом уменьшается площадь р-п перехода затвора, а значит и входная емкость ИМС C_i .

Физико-топологическое моделирование принципиальной схемы ИП в САПР TCAD 7.0 на основе физической структуры ПТУП с различными параметрами канала L и Z : 10 и 5800 мкм; 4 и 2320 мкм, соответственно показало, что при пропорциональном уменьшении L и Z в 2,5 раза, коэффициент передачи по напряжению ИП A_U увеличился с 0,4 до 0,58, т.е. на 45%. При этом значительно уменьшилась и входная емкость ИМС C_i . Коэффициент передачи по напряжению паразитного емкостного делителя, обусловленного входной емкостью, увеличился до 0,74, а входная емкость ИМС уменьшилась в 2,6 раза и не превышает 3,5 пФ.

1. С.В. Никитанов, В.П. Падеров / Методика проектирования ИМС истокового повторителя // XXXIII Огаревские чтения. Материалы научной конференции. В двух частях. Часть 2. Естественные и технические науки. – Саранск: Изд-во Мордов. ун-та, 2005. – С. 237-238.

ПОСТРОЕНИЕ ОПТИМАЛЬНЫХ БАНКОВ ФИЛЬТРОВ

Гусинская Е.И.

Рязанская государственная радиотехническая академия, г. Рязань

Цифровые банки фильтров нашли широкое применение в системах связи и управления, при обработке речи, изображений и других сигналов различной природы [1]. В последнее время многие исследования направлены на поиск методов построения оптимальных банков фильтров, основанных на знании статистических характеристик входных сигналов. Результатом поисков стало создание банков фильтров специального типа, называемых банками фильтров основных компонент (Principal Component Filter Bank - PCFB) [2, 3].

Для построения таких банков фильтров необходимо максимизировать выигрыш субполосного (1) кодирования при условии полного восстановления сигнала.

$$G_{SBC}(M) \equiv \frac{\varepsilon_{direct}}{\varepsilon_{SBC}} = \frac{\sum_0^{M-1} \sigma_{x_i}^2}{\left(\prod_{i=0}^{M-1} \sigma_{x_i}^2\right)^{1/M}} = \frac{\sigma_x^2}{\left(\prod_{i=0}^{M-1} \sigma_{x_i}^2\right)^{1/M}}. \quad (1)$$

Такие фильтры могут быть построены по процедуре, описанной в работе [3]. При использовании данной процедуры получаются идеальные фильтры с прямоугольной АЧХ. Использование данного алгоритма подразумевает, что количество субполос и порядок фильтров известны заранее, при этом задача оптимального выбора этих параметров остается нерешенной.

В докладе рассматривается проблема поиска АЧХ фильтров, оптимальных с точки зрения увеличения выигрыша от применения субполосного кодирования для заданной спектральной плотности мощности сигнала, при ограниченных вычислительных затратах на реализацию банка фильтров. Были получены зависимости выигрыша субполосного кодирования, количества субполос, неравномерности в полосе непрозрачности и ширины переходной зоны от вычислительных затрат на реализацию фильтров. Коэффициенты фильтров БФОК могут быть получены по одной из методик получения банка фильтров с полным восстановлением [4].

1. Витязев В.В. Цифровая частотная селекция сигналов. М.: Радио и связь, 1993. 240с.

2. Akkarakaran S., Vaidyanathan P.P. Filter-bank optimization with convex objectives, and the optimality of principal component forms// IEEE Trans. Signal Processing, vol. 49, Jan. 2001.

3. Vaidyanathan P.P. Theory of Optimal Orthonormal Subband Coders// IEEE Trans. Signal Processing, vol. 46, 1998, pp. 1528 – 1543.

4. Vaidyanathan P.P. Theory and Design of M-Channel Maximally Decimated Quadrature Mirror Filters with Arbitrary M, Having the Perfect-Reconstruction Property// IEEE Trans. On Acoustics, Speech and Signal Processing, vol. 35, no. 4, Apr. 1987, pp. 467 – 492.

ВОЗМОЖНОСТИ АЭРОИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

В. М. Бардин, Н. Н. Беспалов

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

Большинство физиков наверняка имеют представление о сути процессов, положенных в основу различных конструкций «Люстры Чижевского». Это генерация отрицательно или положительно заряженных аэроионов на острие иглы под воздействием высокого электрического потенциала. А.Л. Чижевский еще в начале прошлого столетия доказал благоприятное воздействие на любые биологические объекты отрицательно заряженных аэроионов. Интерес к практическому использованию этого эффекта в разные периоды времени то нарастал, то ослабевал. В 30 – годы именем Чижевского называли колхозы, для него открывали лаборатории, а председатель правительства Молотов лично вручил ему премию Совнаркома за номером 2. Затем А.Л. Чижевский был репрессирован и о его идеях стали забывать. Во времена Л. И. Брежнева к люстрам Чижевского опять появился интерес и после длительных испытаний под присмотром КГБ их установили во всех кабинетах членов политбюро и даже в лимузине генерального секретаря. Затем процесс пошел на убыль и только сейчас появилась новая волна интереса. Аэроионизаторы, в основном бытового назначения, только в России выпускают несколько десятков фирм. К сожалению, есть и подделки, от которых нет ни пользы, ни вреда. Поставляют на рынок такие аппараты японские, южно-корейские, китайские и ряд европейских фирм. Различия между ними, в основном, только конструктивные и дизайнерские. Излучателями аэроионов в большинстве устройств являются несколько десятков металлических игл, на которые подается отрицательное напряжение порядка 25 – 30 кВ. Величина напряжения для создания заданной концентрации аэроионов существенно зависит от радиуса закругления кончика иглы. Но поскольку специально иглы никто не делает, то снизить напряжение без потери эффективности не удастся. Чем больше напряжение, тем выше концентрация аэроионов и больше радиус действия устройства.

Разработкой, изготовлением и применением аэроионизаторов много лет занимается группа сотрудников кафедры автоматики факультета электронной техники Мордовского госуниверситета. Разработанные ими бытовые ионизаторы типа «Эффлювион» длительное время производил в значительных количествах Саранский приборостроительный завод. В настоящее время выпуск приборов налажен на предприятии «Электронная техника – МГУ» университета. Нашими специалистами предложено и запатентовано новое решение, которое позволило заменить металлические игольчатые электроды специальной углеродистой тканью, применяемой в ракетной технике. Кроме снижения трудоемкости изготовления это позволило уменьшить величину рабочего напряжения с 25 кВ до 3-12 кВ.

Вероятно, с помощью нанотехнологий можно создать и другие материалы с игольчатой структурой поверхности.

Теперь поговорим о существующих и возможных сферах применения аэроионизационных технологий. А. Л. Чижевский провел много экспериментов по медицинскому применению своих люстр, а также в сфере сельскохозяйственного производства. И везде были получены положительные результаты. Отрицательные аэроионы очищают среду от различных болезнетворных микробов, улучшают пищеварение у животных, что увеличивает суточный привес, заметно снижается заболеваемость птицы и животных. Интересные результаты были получены в растениеводстве. Мы тоже провели ряд экспериментов в сфере сельскохозяйственного производства. В частности, в пригородном хозяйстве «Тепличное» путем аэроионной обработки семян огурцов удалось повысить урожайность более чем на 20%, суточный привес порослят в одном из хозяйств Мордовии увеличился на 12%. Последние эксперименты на Чамзинской птицефабрике показывают, что установка ионизаторов в цехах позволяет увеличить вес птицы не менее чем на 15%, а падеж цыплят во время выращивания уменьшается в 2 раза. Есть информация об эффективности применения аэроионизации при обработке семенного материала, сохранения зерна и овощей в хранилищах, выращивании молодняка крупного рогатого скота. Благоприятное воздействие аэроионов безоговорочно признается медиками. В литературе есть много информации об эффективном применении аэроионных технологий при лечении широкого круга заболеваний. Этот перечень включает несколько десятков болезней органов дыхания, сердечно-сосудистой системы, кожных заболеваний, ожогов и пр. Поэтому «люстры Чижевского» устанавливаются в больничных палатах, операционных, лечебных кабинетах. Обнаружено, что аэроионы, не имеющие ни вкуса, ни запаха, действуют аналогично витаминам. Заряжая кровь в процессе дыхания, они укрепляют мембраны клеток, делают их более стойкими к болезням, существенно увеличивая (от 30 до 50 процентов) срок жизни клеток.

С медициной связана сфера производственной и бытовой санитарии. В 2004 году был введен в действие новый санитарный стандарт СанПиН 2.2.4.1294-03 «Гигиенические требования к аэроионному составу воздуха производственных и общественных помещений». Стандарт предписывает обеспечивать в помещениях, отделанных синтетическими материалами, содержащих электронную технику, имеющих принудительную вентиляцию и кондиционирование концентрацию отрицательных аэроионов на уровне не ниже 600 и не выше 50000 в одном куб. см. Выполнение этих требований должно проверяться при аттестации рабочих мест. Дело в том, что отсутствие или недостаточная концентрация отрицательных аэроионов приводит к быстрой утомляемости людей, депрессии, развитию различных заболеваний. В ряде организаций, связанных с безопасностью людей или важных объектов уже начались проверки выполнения стандарта. Недавно к

нам обратилось руководство Пензенского аэропорта с просьбой проверить и обеспечить требование стандарта. Замеры показали, что состояние воздуха в диспетчерском зале аэропорта весьма далеко от норматива. Было принято решение оснастить каждое рабочее место диспетчера нашими ионизаторами. Нижегородский НИИ эпидемиологии и микробиологии им. академика И. Н. Блохиной совместно с нами проводит широкомасштабный эксперимент по исследованию влияния аэроионизации на здоровье солдат в воинских частях Санкт-Петербурга. Предварительные (5-месячные) результаты весьма впечатляют. За исследуемый период наблюдается существенное снижение количества заболеваний органов дыхания у солдат. Сфера возможного применения аэроионизационных технологий не ограничивается только биологическими объектами. Есть информация о применении аэроионизации в топливной аппаратуре. В Киеве существует фирма, которая уже поставляет промышленные аэроионизаторы на крупные ТЭЦ. По имеющимся сведениям ионизация дутьевого воздуха повышает КПД котлов на 1,5 – 2 процента, снижает выбросы твердых веществ (при сжигании угля) на 20 %, расход топлива уменьшается на 2 – 5 %. Срок окупаемости таких установок, по утверждению разработчиков, не превышает одного года. Есть основания полагать, что аналогичный эффект может быть получен и при ионизации топливной смеси бензиновых и дизельных двигателей.

Есть данные об очень высокой эффективности аэроионной сушки лакокрасочных покрытий. Скорость высыхания покрытий в среде отрицательных аэроионов увеличивается почти наполовину. Вероятно, есть и другие сферы, где можно использовать подобные технологии. В частности, для повышения эффективности процессов в жидкостях. Здесь есть широкое поле деятельности для физиков и химиков.

СТРОБОСКОПИЧЕСКАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ НАНОСЕКУНДНЫХ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ

*А. И. Агафонов, М. В. Герасимов, М. В. Логунов, П. Н. Малышев,
А. Н. Чалдышкин*

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

Непосредственные наблюдения динамической доменной структуры в процессе перемагничивания стробоскопическим методом или с помощью высокоскоростной фотографии основываются в большинстве случаев на использовании магнитооптических эффектов благодаря их безинерционности. Наиболее полную информацию о процессах перемагничивания получают, одновременно регистрируя динамические доменные структуры и интегральные характеристики перемагничивания [1,2].

В работе представлена стробоскопическая установка, разработанная для исследования быстропротекающих (нано- и микросекундных) процессов перемагничивания магнитооптических материалов в импульсных магнитных полях амплитудой до 5 кЭ и в гармонических магнитных полях амплитудой до 0,5 кЭ. Установка позволяет проводить исследование динамических доменных структур в режиме реального времени стробоскопическим методом или методом высокоскоростной фотографии с разрешением 5 нс и одновременно регистрировать интегральные характеристики перемагничивания с разрешением 2 нс. Впервые для повышения чувствительности установки в тракте регистрации интегрального сигнала перемагничивания предложено использовать принцип двойного стробирования, что в комплексе с рядом других мер позволило снизить периодические помехи наносекундной длительности, дрейф и флуктуационные шумы аппаратуры более чем на 40 дБ. На установке впервые реализован стробоскопический метод исследования динамических доменных структур в переменном магнитном поле с регулируемой кратностью стробирования $K_{cm} = 1, 2, 3 \dots$ в диапазоне частот поля $10^{-3} \div 2 \cdot 10^5$ Гц. При $K_{cm}=1$ (стробоскопический режим) и сканировании импульсом лазера по периоду поля изучали эволюцию доменных структур и делали вывод о повторяемости процессов перемагничивания. Выбор $K_{cm} \gg 1$ позволяет перейти в режим высокоскоростной фотографии, когда частота следования импульсов подсветки равна или близка к частоте смены кадров устройства видеорегистрации.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки России и Правительства Республики Мордовия.

[1]. Колотов О. С., Погожев В. А. Вестник МГУ. Физика, Астрономия **32**, № 5, 3 (1991).

[2]. Логунов М. В., Герасимов М. В. ФТТ **45**, 1032 (2003).

СИСТЕМЫ МУЛЬТИМЕДИЙНОГО ВЕЩАНИЯ В РАМКАХ ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННЫХ СЕТЕЙ

Афанасьев А.В., Дудко В.Г.

Московский Государственный Технический Университет им.

Н.Э.Баумана (гор.Москва)

ОАО «Концерн «РТИ Системы», г. Москва

Произошедший бурный рост в крупных городах России и зарубежья высокоскоростных IP сетей (скорости передачи данных от 100мбит/с и выше) привел к возникновению вопроса о не простом предоставлении пользователям услуг доступа в Интернет, но и широкого спектра различного рода дополнительных информационных услуг. К таким услугам можно отнести высокоскоростной обмен данными внутри сети и различные информационные ресурсы внутри сети (WEB-форумы, чаты и т.п.). Следующим шагом в усовершенствовании услуг таких сетей может стать предоставление возможности просмотра телевизионных каналов и прослушивания передач радиовещания с использованием высокоскоростной сети передачи данных как среды доставки мультимедийной информации.

Продажа услуг является гораздо более выгодным бизнесом для операторов сетей передачи данных, нежели простая продажа Интернет-трафика. По данным Minerva Networks Inc. [1] в США на связь и развлечения абоненты тратят в среднем \$150, в России этот показатель находится на гораздо более низком уровне, но имеется тенденция к росту этого показателя [2].

Основными потребителями услуг мультимедийного вещания являются жилые дома, гостиницы, образовательные учреждения, государственные структуры. Кроме того, эта технология может использоваться для организации корпоративных систем телевидения, удаленного видеоконтроля объектов, а также организации электронной коммерции.

Кроме того существует и ряд проблем, связанных с тем, что мультимедийное вещание является особым субъектом сети передачи данных, для которого требуется наличие приличной пропускной способности самой сети, а также обеспечение приоритизации передаваемого мультимедийного трафика по сети (QoS [3]). Плюс не менее важным является получение лицензированного мультимедийного контента и защита его от несанкционированного использования.

Решения мультимедийного вещания поставляют компании Cisco, Alcatel, Orca, Minerva и другие. Один из крупнейших операторов связи России – МТУ Информ в начале 2005 года начал реализацию своего нового проекта "Системы МультиМедиа" (также известного под названием СтримТВ [4]) на базе оборудования Alcatel с предоставлением услуг IP TV, видео-по-запросу (Video-On-Demand, VoD), игры и IP радио. Стоимость

базового пакета составляет 295 руб./мес., расширенного - 495 рублей/мес., просмотр одного фильма в рамках видео-по-запросу - 55 рублей. Итальянский оператор связи Fastweb предлагает клиентам услуги телефонии (Voice over IP), IP TV, IP радио и видео-по-запросу. Услуги IP TV у данного оператора стоят 25 евро/месяц [5].

Из вышеизложенного ясно видно, что развитие и расширения спектра информационных услуг повысит финансовую отдачу от сетей передачи данных. Однако же закупку и эксплуатацию больших систем мультимедийного вещания (порядка нескольких десятков тысяч долларов) могут позволить себе только очень крупные операторы связи. Мелким и средним операторам приходится либо вообще отказаться от предоставления подобных услуг, либо использовать свои сети в качестве транзитных с предоставлением услуг своим клиентам через более крупного оператора.

Ясно видно, что ниша недорогих систем (порядка одной - двух тысяч долларов) мультимедийного вещания не заполнена.

1. Minerva Networks // <http://www.minervanetworks.com/>
2. SecNews.Ru. СТИ готов к Video по IP // <http://www.secnews.ru/events/110116280813.htm>
3. Cisco Press. Quality of Service // http://www.cisco.com/univercd/cc/td/doc/cisintwk/ito_doc/qos.htm
4. ООО «Система Мультимедиа» // <http://www.stream-tv.ru/>
5. FASTWEB // <http://company.fastweb.it/>

ОПТИМИЗАЦИЯ ИМС С СИСТЕМОЙ АРУ ДЛЯ СЛУХОВОГО АППАРАТА

Падеров В.П. Владимиров Д.П.

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева

Принципиальная электрическая схема ИМС с системой автоматической регулировки усиления (АРУ) для слухового аппарата и принцип её работы приведена в [1]. Одними из важных параметров схемы АРУ являются времена включения и выключения. В исходной схеме они задаются RC цепочкой выполненной на внешних навесных элементах с номиналами: $C = 0,1 \text{ мкФ}$, $R = 22 \text{ МОм}$.

Однако при использовании резистора R такого большого номинала возникает опасность шунтировки резистора в СА при работе схемы в условиях повышенной влажности. Одним из вариантов решения данной проблемы является использование генератора тока. Такое схемотехническое решение позволяет исключить из схемы навесной резистор, заменив его источником тока интегрированным в ИМС.

Генератор тока выполнен в виде токового зеркала на малый диапазон токов и представлен на рисунке 1.

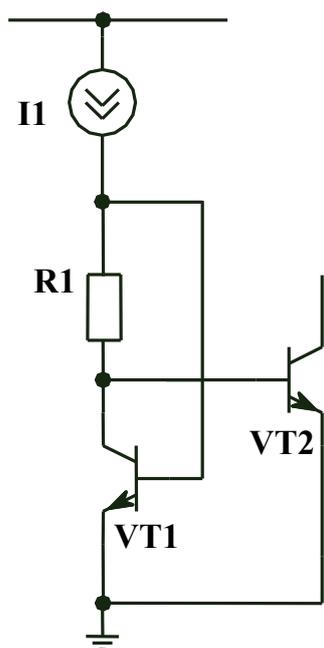


Рисунок 1.- Генератор тока 30 нА.

Время заряда емкости до напряжения открывания транзистора является временем включения АРУ и определяется максимальным током с выпрямителя [1]. Время выключения в исходной схеме определялось временем разрядки емкости C через резистор R до уровня 90% от V_{BE} , при котором транзистор, отвечающий за включение АРУ, практически закрывается. После внесения изменений время выключения определяется коллекторным током транзистора $VT2$, рисунок 1.

Изменение напряжения на емкости описывается выражением:

$$\Delta V = \frac{\Delta Q}{C} = \frac{I \cdot \Delta t_{off}}{C},$$

откуда можно вычислить ток, определяющий время выключения АРУ, который должен быть порядка

Источник тока II представляет собой термостабильный источник тока не зависящий от напряжения питания микросхемы. Температурный коэффициент источника тока не превышает, $0,1\% / ^\circ C$ что вполне удовлетворяет требованиям, предъявляемым к источнику тока данного назначения.

Таким образом, данное схемотехническое решение позволяет устранить ряд проблем возникающих при использовании высокоомного резистора.

1. Владимиров Д.П. / Оптимизация схемы АРУ в ИСМ для слухового аппарата // X научная конференция молодых ученых, аспирантов и студентов. Микроэлектроника и полупроводниковые приборы. Саранск 2005.

БЛОК УПРАВЛЕНИЯ И КОНТРОЛЯ АППАРАТУРЫ СИСТЕМЫ СЛЕЖЕНИЯ ЗА ВОЗДУШНЫМ ПРОСТРАНСТВОМ

Ломов А.А, Кожин А.В.

ОАО «Научно-производственный комплекс Научно-исследовательский институт дальней радиосвязи (ОАО «НИИДАР») г. Москва

Блок управления и контроля предназначен для управления техническим и функциональным состоянием аппаратуры передающей

секции радиолокационной станции (РЛС), а также для регулирования параметров зондирующего сигнала.

В настоящее время микропроцессорная техника получила широкое применение в системах управления, в том числе в системах применяемых в РЛС контроля воздушного пространства. Малые размеры, масса и энергоемкость микропроцессоров позволяет встраивать их непосредственно в объект управления.

Разработанные ранее изделия, реализованные на микросхемах жесткой логики, не имели возможности менять алгоритм управления без вмешательства в конструкцию. В разрабатываемом блоке предусмотрена такая возможность, что говорит о широком спектре применения данного устройства в радиотехнических системах. Кроме этого применение микросхем высокой степени интеграции позволяет значительно снизить габариты и массу разрабатываемого устройства.

Блок выполнен в виде самостоятельного законченного изделия, вставляемого в аппаратный отсек шкафа передатчика. Главной его функцией является формирование управляющих команд по сигналам, приходящим от внешнего источника (клавиатуры или линии связи с командным пунктом), а также контроль их исполнения. Блок управления состоит из трех функциональных узлов: узла микроконтроллера, узла управления, и имитатора.

Основным узлом в блоке управления является узел микроконтроллера. Он осуществляет управление аппаратурой шкафа и имитатором, принимает данные о состоянии различных устройств, обрабатывает их и выдает информацию об исправности и рабочих режимах аппаратуры на дисплей и устройства индикации, которые находятся на панели управления. Имитатор необходим для проверки работоспособности усилительных модулей посредством подачи на их входы тестирующего сигнала.

В ходе работы выполнен анализ данных, составлено техническое задание на конструирование, разработана конструкция устройства и проведены необходимые инженерные расчеты.

ИЗМЕРЕНИЕ ОТКЛОНЕНИЯ ЧАСТОТЫ ИСКАЖЕННОГО НАПРЯЖЕНИЯ ПРОМЫШЛЕННЫХ СЕТЕЙ

*А.А. Аббакумов, С.А. Федосин
МГУ им. Н.П. Огарева*

Временное несоответствие величин генерируемой и потребляемой мощности в электросетях может вызывать отклонения частоты. Для того, чтобы поддерживать целостность сети, необходимо своевременно реагировать на любые изменения параметров сети, то есть любые, даже малейшие изменения частоты должны быть обнаружены как можно скорее после их возникновения. В работе предлагается алгоритм быстрого измерения частоты, с использованием формулы для быстрого

определения частоты синусоидального сигнала Р.М. Адельсона и предложено решение проблемы гармонического искажения сигнала, при котором определение частоты основной гармоники затруднено.

Р.М. Адельсоном предложена формула, по которой частота синусоидального сигнала может быть оценена по значениям коэффициента r [1]. По этой формуле для $(n+1)$ отсчетов $x_i (i=0, \dots, n)$, круговой частоты ω_0 и периода T :

$$r = \frac{\sum_{i=1}^{n-1} x_i (x_{i-1} + x_{i+1})}{2 \sum_{i=1}^{n-1} x_i^2}, \quad (1)$$

Практическое применение предполагается для непрерывного контроля частоты сетевого напряжения. Ее номинальное значение 50 Гц, но оно может изменяться от 48 до 51 Гц. Такие варьирования обычны благодаря неравномерному и постоянно изменяющемуся потреблению электрической энергии (несоответствию потребляемой и вырабатываемой мощности).

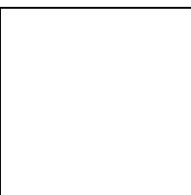
Адельсон не рассматривает случай присутствия гармонических искажений и возможных фазовых сдвигов и изменений амплитуды, которые возникают при включении и отключении мощной нагрузки в сети. Хотя значения r становятся нестабильными при таких изменениях в форме анализируемого сигнала.

Исследования показали, что рассматриваемый алгоритм определения отклонения частоты очень устойчив при отклонениях амплитуды исследуемого сигнала, фазовых сдвигах и кратковременных электромагнитных помехах. Лишь в одном случае мы имеем трудности: при наличии в сигнале длительных гармонических искажений.

Влияние высших гармоник можно уменьшить, фильтруя входной сигнал. В работе предлагается использовать дискретное вейвлет-преобразование для подавления высших частот. При правильно подобранных параметрах вейвлет-преобразования коэффициенты аппроксимации a_n будут соответствовать основной гармонике [2]. Таким образом, использование в уравнении 1 значений коэффициентов a_n вместо отсчетов исходного сигнала избавит нас от влияния высших гармоник, а также от других искажений формы сетевого напряжения.

Таким образом, вейвлет-фильтрация позволяет получать устойчивую оценку отклонения частоты при любых искажениях измеряемого сигнала.

1. Adelson R.M., Rapid power-line frequency monitoring, Digital Signal Processing 12 (2002) 1-11.
2. Воробьев, В. Грибунин. Теория и практика вейвлет-преобразования. – С.-Пб.: Издательство ВУС, 1999.



Статистика молодежной научной школы
**"МАТЕРИАЛЫ НАНО-, МИКРО- И ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ: ФИЗИЧЕСКИЕ
 СВОЙСТВА И ПРИМЕНЕНИЕ"**

Участвующих	МНШ-2002	МНШ-2003	МНШ-2004	МНШ-2005
Городов	11	10	8	14
ВУЗов	7	10	8	16
Институтов РАН и НИИ	4	8	5	4
Заявок на участие	80	85	95	130

База данных лекторов МНШ-2005 по городам и вузам

Ф.И.О. лектора	город	ВУЗ, НИИ	Название секции	E-mail
Беграмбеков Леон Богданович	Москва	МИФИ	Материалы микроэлектроники	lbb@plasma.mephi.ru
Боев Сергей Федорович	Москва	ОАО "Концерн РТИ системы"	Радиотехнические и информацион-ные системы	
Дианов Евгений Михайлович	Москва	НЦ ВО при ИОФ РАН им. А.М. Прохорова	Волоконная оптика	
Гейфман Евгений Моисеевич	Саранск	МГУ им. Н.П. Огарева	МАТЕРИАЛЫ микроэлектроники	
Горшков Олег Николаевич	Н. Новгород	ННГУ им.Н. И. Лобачевского	Электронные явления в наноструктурах и нанотехнологии	
Гурьянов Алексей Николаевич	Н. Новгород	ИХВВ РАН	Волоконная оптика	
Кревчик Владимир Дмитриевич	Пенза	Пензенский государственный университет	Электронные явления в наноструктурах и нанотехнологии	Physics@diamond.stup.ac.ru
Курков Андрей Семенович	Москва	НЦ ВО при ИОФ РАН им. А. М. Прохорова	Волоконная оптика	kurkov@fo.gpi.ru
Наний Олег Евгеньевич	Москва	МГУ им. М.В. Ломоносова	Волоконная оптика	editor@lightwave-russia.com
Осико Вячеслав Васильевич	Москва	НЦ ЛМиТ при ИОФ РАН им. А. М. Прохорова	Материалы оптоэлектроники и лазерные технологии	
Охримчук Андрей Гордеевич	Москва	НЦ ВО при ИОФ РАН им. А. М. Прохорова	Материалы оптоэлектроники и лазерные технологии	okhrim@fo.gpi.ru
Семенов	Пенза	Пензенский	Электронные	Physics@diamond.st

Михаил Борисович		государственный университет	явления в наноструктурах и нанотехнологии	up.ac.ru
Ступин Дмитрий Дмитриевич	Москва	ОАО "Концерн РТИ системы"	Радиотехнические и информацион-ные системы	
Ушаков Сергей Николаевич	Москва	ИОФ РАН им. А.М.Прохорова	Материалы оптоэлектроники и лазерные технологии	avpopov@lst.gpi.ru
Фаддеев Михаил Андреевич	Н. Новгород	ННГУ им. Н. И. Лобачевского	МАТЕРИАЛЫ микроэлектроники	faddeev@yandex.ru
Шевяхов Николай Сергеевич	Ульяновск	УО ИРЭ РАН	Электронные явления в наноструктурах и нанотехнологии	ufire@mv.ru
Чупрунов Евгений Владимирович	Н. Новгород	ННГУ им. Н.И. Лобачевского	МАТЕРИАЛЫ микроэлектроники	Chuprunov@unn.ru

База данных участников МНШ-2005 по городам и вузам

Ф.И.О. основного докладчика	Город	ВУЗ, НИИ	Название секции	E-mail
Аскаров Миржамол Акромджонович	Ташкент	Национальный Университет Узбекистана им. М.Улугбека	Материалы оптоэлектроники и лазерные технологии	mirjamol2002@yahoo.com
Большиков Федор Александрович	Саранск	Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева	Материалы оптоэлектроники и лазерные технологии	-
Беглов Владимир Иванович	Саранск	Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева	Материалы оптоэлектроники и лазерные технологии	
Денисов Борис Николаевич	Саранск	Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева	Материалы оптоэлектроники и лазерные технологии	-
Лис Денис Александрович	Москва	Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН	Материалы оптоэлектроники и лазерные технологии	lisdenis@mail.ru
Малов Александр Владимирович	Саранск	Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева	Материалы оптоэлектроники и лазерные технологии	malovav@pisem.net
Майоров Александр Михайлович	Саранск	Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева	Материалы оптоэлектроники и лазерные технологии	
Мишкин Владимир	Саранск	Мордовский государственный	Материалы оптоэлектроники и	Vladimirm1978@mail.ru

Петрович		университет им. Н.П. Огарева	лазерные технологии	
Попов Александр Владимирович	Москва	Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН	Материалы оптоэлектроники и лазерные технологии	avpopov@lst.gpi.ru
Петрова Ольга Борисовна	Москва	Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН	Материалы оптоэлектроники и лазерные технологии	petrova@proriv.ru
Рябочкина Полина Анатольевна	Саранск	Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева	Материалы оптоэлектроники и лазерные технологии	ryabochkina@mail.ru
Хромов Максим Николаевич	Москва	Научно-производственный центр "ЭЛС-94"	Материалы оптоэлектроники и лазерные технологии	hrom@mail15.com
Шукшин Владислав Евгеньевич	Москва	Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН	Материалы оптоэлектроники и лазерные технологии	shukshinve@lst.gpi.ru
Абрамов Алексей Николаевич	Саранск	Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева	Волоконная оптика	alexei_abramov@mail
Божков Андрей Сергеевич	Москва	НЦ ВО ИОФ РАН им А.М. Прохорова	Волоконная оптика	andrbozh@fo.gpi.ru
Величко Максим Андреевич	Москва	Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова	Волоконная оптика	maxvel@inbox.ru
Корсаков Александр Сергеевич	Екатеринбург	Уральский государственный технический университет	Волоконная оптика	zhukova@htf.ustu.ru
Косолапов Алексей Федорович	Москва	НЦ волоконной оптики при ИОФ им. А.М. Прохорова РАН.	Волоконная оптика	kaf@fo.gpi.ru
Нищев Константин Николаевич	Саранск	Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарёва	Волоконная оптика	nishev@mrsu.ru
Павлова Елена Григорьевна	Москва	Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова	Волоконная оптика	pavlen@rambler.ru
Примеров Николай Витальевич	Екатеринбург	Уральский государственный технический университет	Волоконная оптика	zhukova@htf.ustu.ru
Чазов Андрей Игоревич	Екатеринбург	Уральский государственный технический университет	Волоконная оптика	zhukova@htf.ustu.ru
Аладышева Евгения	Саранск	Мордовский государственный	МАТЕРИАЛЫ микроэлектроники	

Владимировна		университет им. Н.П.Огарёва		
Бажанов Андрей Григорьевич	Саранск	Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарёва	МАТЕРИАЛЫ микроэлектроники	bajanovag@rambler.ru
Бакулин Максим Анатольевич	Саранск	Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарёва	МАТЕРИАЛЫ микроэлектроники	bakulinma@pochta.ru
Бузлаев Анатолий Васильевич	Саранск	ОАО "Сарансккабель"	Материалы микроэлектроники	smolanovna@yandex.ru
Вирясова Наталья Николаевна	Н. Новгород	Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского	МАТЕРИАЛЫ МИКРОЭЛЕКТРО НИКИ	
Дружнов Дмитрий Маркович	Н. Новгород	Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского	МАТЕРИАЛЫ МИКРОЭЛЕКТРО НИКИ	druzhnov@phys.unn.ru
Гуськов Сергей Сергеевич	Н. Новгород	Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского	МАТЕРИАЛЫ МИКРОЭЛЕКТРО НИКИ	gss10@narod.ru
Зюзин Александр Михайлович	Саранск	Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарёва	МАТЕРИАЛЫ МИКРОЭЛЕКТРО НИКИ	
Иванов Юрий Павлович	Владивосто к	Дальневосточный Государственный Университет	МАТЕРИАЛЫ микроэлектроники	ivanov@lemoi.phys.dvgu.ru
Кириндясов Евгений Михайлович	Саранск	Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарёва	МАТЕРИАЛЫ МИКРОЭЛЕКТРО НИКИ	
Курганская Любовь Викторовна	Самара	Самарский государственный университет	МАТЕРИАЛЫ МИКРОЭЛЕКТРО НИКИ	
Кяшкин Владимир Михайлович	Саранск	Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарёва	МАТЕРИАЛЫ МИКРОЭЛЕКТРО НИКИ	
Марков Александр Владимирович	Н. Новгород	Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского	МАТЕРИАЛЫ МИКРОЭЛЕКТРО НИКИ	mavian@inbox.ru
Мацкевич Яков Михайлович	Н. Новгород	Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского	МАТЕРИАЛЫ МИКРОЭЛЕКТРО НИКИ	mym@nis-nn.ru
Менделева Юлия Алексеевна	Н. Новгород	Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского	Материалы микроэлектроники	yu.a.mendeleva@mail.ru
Мелехин	Н.	Нижегородский	Материалы	nikonM84@mail.ru

Николай Владимирович	Новгород	государственный университет им. Н. И. Лобачевского	микроэлектроники	
Михайлов Александр Сергеевич	Н. Новгород	Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского	Материалы микроэлектроники	mikhaylov-as@rambler.ru
Панькин Николай Александрович	Саранск	Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарёва	МАТЕРИАЛЫ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ	panjkinna@yandex.ru
Сабаев Сергей Николаевич	Саранск	Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарёва	МАТЕРИАЛЫ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ	sabaevsn@mail.ru
Савельев Денис Андреевич	Н. Новгород	Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского	Материалы микроэлектроники	saveliev@phys.unn.ru
Сальников Павел Андреевич	Н. Новгород	Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского	Материалы микроэлектроники	ffslf@mail.ru
Саврасов Константин Викторович	Саранск	Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарёва	МАТЕРИАЛЫ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ	ksav@inbox.ru
Смирнов Дмитрий Александрович	Н.Новгород	Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского	МАТЕРИАЛЫ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ	dmitriy_smirnov_@mail.ru
Смоланов Николай Александрович	Саранск	Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарёва	МАТЕРИАЛЫ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ	smolanovna@yandex.ru
Сомов Николай Викторович	Н.Новгород	Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского	МАТЕРИАЛЫ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ	nik-somov@yandex.ru
Трухин Антон Александрович	Н. Новгород	Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского	МАТЕРИАЛЫ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ	ershov@phys.unn.ru
Федосеев Ростислав Александрович	Донецк	Донецкий национальный университет	МАТЕРИАЛЫ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ	fedoseeva@ua.fm
Фиров Максим Владимирович	Воронеж	Воронежский государственный университет	МАТЕРИАЛЫ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ	tgroup_mailbox@bk.ru
Шотин Сергей Викторович	Н. Новгород	Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского	МАТЕРИАЛЫ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ	Shotin@mail.ru

Щавлева Анна Владимировна	Н. Новгород	Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского	МАТЕРИАЛЫ МИКРОЭЛЕКТРО НИКИ	scavlevaa@nifti.unn.ru
Щербак Андрей Владимирович	Самара	Самарский государственный университет	Материалы микроэлектроники	
Артамонов Александр Владимирович	Пенза	Пензенский государственный университет	Электронные явления в наноструктурах и нанотехнологии	<a href="mailto:Physics@diamond.stup.a
c.ru">Physics@diamond.stup.a c.ru
Беляков Владимир Алексеевич	Н. Новгород	Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского	Электронные явления в наноструктурах и нанотехнологии	dragon_bel@mail.ru
Бояркина Ольга Владимировна	Саранск	Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарева	ЭЛЕКТРОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В НАНОСТРУКТУРАХ И НАНОТЕХНОЛОГИИ	boyarkinaov@mail.ru
Герасимов Михаил Викторович	Саранск	Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарёва	Электронные явления в наноструктурах и нанотехнологии	
Голубьев Анатолий Васильевич	Саранск	Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарёва	Электронные явления в наноструктурах и нанотехнологии	
Гришанов Евгений Николаевич	Саранск	Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарева	ЭЛЕКТРОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В НАНОСТРУКТУРАХ И НАНОТЕХНОЛОГИИ	grishanoven@math.mrsu. ru
Грунин Александр Борисович	Пенза	Пензенский государственный университет	Электронные явления в наноструктурах и нанотехнологии	<a href="mailto:Physics@diamond.stup.a
c.ru">Physics@diamond.stup.a c.ru
Демидов Валерий Валерьевич	Саранск	Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарева	Электронные явления в наноструктурах и нанотехнологии	demidovvalery@mail.ru
Дмитриев Александр Александрови ч	Москва	Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова	Электронные явления в наноструктурах и нанотехнологии	kur4aftov@rambler.ru
Евстифеев Василий Викторович	Пенза	Пензенский государственный университет	Электронные явления в наноструктурах и нанотехнологии	<a href="mailto:Physics@diamond.stup.a
c.ru">Physics@diamond.stup.a c.ru
Зайцев Роман Владимирович	Пенза	Пензенский государственный университет	Электронные явления в наноструктурах и нанотехнологии	<a href="mailto:Physics@diamond.stup.a
c.ru">Physics@diamond.stup.a c.ru
Иванов Александр Михайлович	Пенза	Пензенский государственный университет	Электронные явления в наноструктурах и нанотехнологии	<a href="mailto:Physics@diamond.stup.a
c.ru">Physics@diamond.stup.a c.ru
Иванов Дмитрий Александрови	Саранск	Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарева	Электронные явления в наноструктурах и нанотехнологии	ivdmal@mail.ru

ч				
Игошина Светлана Евгеньевна	Пенза	Пензенский государственный университет	Электронные явления в наноструктурах и нанотехнологии	Physics@diamond.stup.ac.ru
Калинин Евгений Николаевич	Пенза	Пензенский государственный университет	Электронные явления в наноструктурах и нанотехнологии	Physics@diamond.stup.ac.ru
Карпунин	Саранск	Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарева	Электронные явления в наноструктурах и нанотехнологии	
Киндаев Алексей Александрович	Пенза	Пензенский государственный университет	Электронные явления в наноструктурах и нанотехнологии	Physics@diamond.stup.ac.ru
Кокурин Иван Александрович	Саранск	Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарева	Электронные явления в наноструктурах и нанотехнологии	kokurinia@mail.ru
Кудряшов Егор Игоревич	Пенза	Пензенский государственный университет	Электронные явления в наноструктурах и нанотехнологии	Physics@diamond.stup.ac.ru
Левашов Александр Владимирович	Пенза	Пензенский государственный университет	Электронные явления в наноструктурах и нанотехнологии	Physics@diamond.stup.ac.ru
Лесин Сергей Анатольевич	Саранск	Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарева	Электронные явления в наноструктурах и нанотехнологии	sler@inbox.ru
Логунов Михаил Владимирович	Саранск	Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарёва	ЭЛЕКТРОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В НАНОСТРУКТУРАХ И НАНОТЕХНОЛОГИИ	
Майоров Владимир Григорьевич	Пенза	Пензенский государственный университет	Электронные явления в наноструктурах и нанотехнологии	Physics@diamond.stup.ac.ru
Малышев Павел Михайлович	Саранск	Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарёва	ЭЛЕКТРОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В НАНОСТРУКТУРАХ И НАНОТЕХНОЛОГИИ	malpol@mail.ru
Малышева Елена Игоревна	Н. Новгород	Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского	Электронные явления в наноструктурах и нанотехнологии	malysceva@phys.unn.ru
Марко Антон Александрович	Пенза	Пензенский государственный университет	Электронные явления в наноструктурах и нанотехнологии	Physics@diamond.stup.ac.ru

ч				
Моисеев Николай Владимирович	Саранск	Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарёва	ЭЛЕКТРОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В НАНОСТРУКТУРА Х И НАНОТЕХНОЛОГ ИИ	moiseev-nv@mail.ru
Павлова Наталья Федоровна	Саранск	Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарева	Электронные явления в наноструктурах и нанотехнологии	
Панкратов Андрей Сергеевич	Саранск	Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарева	Электронные явления в наноструктурах и нанотехнологии	theorphysics@mrsu.ru
Панитков Евгений Владимирович	Воронеж	Воронежский государственный университет	Электронные явления в наноструктурах и нанотехнологии	tgroup_mailbox@bk.ru
Прошкин Валерий Александрови ч	Пенза	Пензенский государственный университет	Электронные явления в наноструктурах и нанотехнологии	Physics@diamond.stup.a c.ru
Разумов Алексей Викторович	Пенза	Пензенский государственный университет	Электронные явления в наноструктурах и нанотехнологии	Physics@diamond.stup.a c.ru
Самардак. Александр Сергеевич	Владивосто к	Дальневосточный Государственный Университет	Электронные явления в наноструктурах и нанотехнологии	asamardak@gmail.com
Самофалова Екатерина Юрьевна	Пенза	Пензенский государственный университет	Электронные явления в наноструктурах и нанотехнологии	Physics@diamond.stup.a c.ru
Терентьев Олег Анатольевич	Саратов	Саратовский государственный университет им. Н.Г.Чернышевского	Электронные явления в наноструктурах и нанотехнологии	fiz@sgu.ru
Туманова Людмила Николаевна	Пенза	Пензенский государственный университет	Электронные явления в наноструктурах и нанотехнологии	Physics@diamond.stup.a c.ru
Щербакова Елена Владимировна	Пенза	Пензенский государственный университет	Электронные явления в наноструктурах и нанотехнологии	Physics@diamond.stup.a c.ru
Яшин Сергей Валерьевич	Пенза	Пензенский государственный университет	Электронные явления в наноструктурах и нанотехнологии	Physics@diamond.stup.a c.ru
Бардин Вадим Михайлович	Саранск	Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарева	Радиотехнические и информационные системы	vbardin@rambler.ru
Бодров Кирилл Анатольевич	Рязань	НИИ "Рассвет"	Радиотехнические и информационные системы	nirassvet@post.rzn.ru
Гусинская Евгения	Рязань	Рязанская государственная	Радиотехнические и информационные	tor@rgta.ryazan.ru

Израильевна		радиотехническая академия	системы	
Бойков Константин Анатольевич	Саранск	Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарева	Радиотехнические и информационные системы	kostr@pisem.net
Кузнецов Евгений Петрович	Рязань	Рязанская государственная радиотехническая академия	Радиотехнические и информационные системы	tor@rgrta.ryazan.ru
Нарайкин Дмитрий Константинович	Саранск	Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарева	Радиотехнические и информационные системы	
Никитанов Сергей Валерьевич	Саранск	Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарёва	Радиотехнические и информационные системы	nikitanovsv@fet.mrsu.ru
Падеров Виктор Петрович	Саранск	Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарёва	Радиотехнические и информационные системы	paderov@mail.ru
Поелуев Сергей	Саранск	Мордовский государственный университет им. Н.П.Огарева	Радиотехнические и информационные системы	

Алфавитный список

- Аббакумов А. А. 182
Абрамов А. Н. 151
Агафонов А. И. 177
Аладышева Е.В. 112
Артамонов А. В. 60
Аскарлов М. А. 139
Афанасьев А. В. 178
Бажанов А. Г. 94
Бакулин М. А. 85, 97
Бардин В. М. 174
Беглов В. И. 112, 138, 142
Беграмбеков Л. Б. 67
Белорунова И. С. 141
Беляков В. А. 36
Бодров К. А. 169
Боев С. Ф. 3, 158
Божков А. С. 155
Бойков К. А. 171
Большиков Ф. А. 136
Бояркина О. В. 56
Бузлаев А. В. 89
Васютин М. А. 109, 110
Величко М. А. 153
Вирясова Н.Н. 108
Владимиров Д. П. 179
Воронько Ю.К. 3, 129, 132, 133
Гейфман Е. М. 3, 62
Герасимов М.В. 50, 177
Голубьев А. В. 3, 59
Горшков О. Н. 17
Горюнов В. А. 3, 140
Грешнова К.В. 96
Гришанов Е. Н. 29
Грунин А. Б. 31, 33, 35
Гурьянов А. Н. 3, 151
Гусинская Е.И. 173
Гуськов С. С. 92
Демидов В. В. 30
Денисов Б. Н. 112, 130, 135, 138, 142
Денисов С.А. 95
Дианов Е. М. 3, 151, 155
Дмитриев А. А. 58
Дружнов Д. М. 104
Моисеев Н. В. 3, 50
Евстифеев В. В. 31, 46
Зарецкий С.В. 168
Зайцев Р. В. 46, 52
Зюзин А. М. 3, 85, 97
Иванов А. И. 44
Иванов Д. А. 32
Иванов Ю. П. 91
Игошина С. Е. 48
Калинин Е. Н. 28, 44
Карпунин В.В. 47
Киндаев А. А. 37
Кириндясов Е. М. 88
Кожин А. В. 181
Кокурин И. А. 45, 53
Колесникова А.А. 113
Корсаков А. С. 152
Косолапов А. Ф. 149
Кревчик В. Д. 3, 28, 31, 33, 35, 37, 39, 44, 46, 48, 51, 52, 60, 159
Кудряшов Е. И. 52
Кузнецов Е. П. 170
Кузьмичев Н. Д. 109, 110, 111
Курганская Л. В. 93
Курков А. С. 144, 151
Кяшкин В. М. 88
Левашов А. В. 60
Лесин С. А. 41
Лис Д. А. 132
Логунов М.В. 50, 177
Майоров А. М. 140
Майоров В. Г. 52, 140
Максимов Г.А. 3, 128
Малов А. В. 3, 134
Мальшев П. М. 50, 177
Мальшева Е. И. 55
Маргулис В. А. 3
Марко А. А. 39, 51
Марков А. В. 86
Мацкевич Я. М. 84
Мелехин Н. В. 100
Менделева Ю. А. 81
Михайлов А. С. 101
Мишкин В. П. 128
Смаглюков И. С. 43

Наний О. Е. 148
Нарайкин Д. 142
Никитанов С. В. 172
Нищев К. Н. 3, 59, 99, 134, 151, 154
Осико В. В. 3, 115
Охримчук А. Г. 127
Павлова Е. Г. 156
Павлова Н. Ф. 53
Падеров В. П. 171, 172, 179
Панитков Е. В. 40
Панкратов А. С. 49
Панькин Н. А. 3, 82, 89
Петрова О. Б. 133
Попов А. В. 132, 133, 136
Примеров И. В. 150
Прошкин В. А. 51
Разумов А. В. 35
Рябочкина П. А. 3, 134, 136, 151
Сабаев С. Н. 97
Савельев Д. А. 83
Саврасов К. В. 99
Сальников П. А. 107
Самардак А. С. 38
Самофалова Е. Ю. 48
Семенов М. Б. 22, 52
Славкин В. В. 111
Смирнов Д. А. 90
Смирноа С.А. 154
Смоланов Н. А. 82,89
Соболь А.А. 3, 115, 132
Сомов Н. В. 98
Ступин Д. Д. 3, 158, 168
Тележников А. В. 42
Терентьев О. А. 34, 42
Трухин А. А. 57
Туманова Л. Н. 48
Ушаков С. Н. 3, 115, 131, 132, 134,
136, 137
Фаддеев М. А. 73, 86, 92
Федосеев Р. А. 106
Федосин С.А. 182
Фиров М. В. 105
Фирстов С.В. 154
Хромов М. Н. 131
Чазов А. И. 150, 152
Чупрунов Е. В. 3, 68, 90, 98
Шевяхов Н. С. 3, 27
Шотин С. В. 103
Шукшин В. Е. 129
Щавлева А. В. 102
Щербак А. В. 93, 113
Щербакова Е. В. 52
Яшин С. В. 28, 33, 39