

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)



ТРУДЫ

55-й НАУЧНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ МФТИ

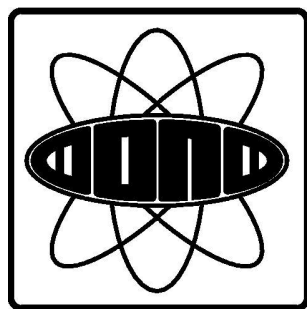
Всероссийской научной конференции
«Проблемы фундаментальных и прикладных естественных
и технических наук в современном информационном
обществе»

Научной конференции
«Современные проблемы фундаментальных и прикладных
наук в области физики и астрономии»

Всероссийской молодежной научной конференции
«Современные проблемы фундаментальных и прикладных
наук»

19–25 ноября 2012 года

ОБЩАЯ И ПРИКЛАДНАЯ ФИЗИКА



Москва–Долгопрудный–Жуковский
МФТИ
2012

Министерство образования и науки Российской Федерации

Российская академия наук

Московский физико-технический институт
(государственный университет)

Российский фонд фундаментальных исследований

ТРУДЫ

55-й НАУЧНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ МФТИ

Всероссийской научной конференции «Проблемы фундаментальных и прикладных естественных и технических наук в современном информационном обществе»

Научной конференции «Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук в области физики и астрономии»

Всероссийской молодежной научной конференции «Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук»

19 – 25 ноября 2012 года

ОБЩАЯ И ПРИКЛАДНАЯ ФИЗИКА

Москва–Долгопрудный–Жуковский
МФТИ
2012

УДК 53
ББК 22.3
Т78

Т78 **Труды 55-й научной конференции МФТИ: Всероссийской научной конференции «Проблемы фундаментальных и прикладных естественных и технических наук в современном информационном обществе», Научной конференции «Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук в области физики и астрономии», Всероссийской молодежной научной конференции «Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук».** Общая и прикладная физика. — М.: МФТИ, 2012. — 147 с.
ISBN 978-5-7417-0418-9

Включены результаты оригинальных исследований студентов, аспирантов, преподавателей и научных сотрудников МФТИ и дружественных учебных и научных организаций. Статьи представляют интерес для специалистов, работающих в области общей и теоретической физики, бионанофизики, радиофизики, электрофизики, астрофизики, квантовой радиофизики, физики низких температур, физики твердого тела, физики атомного ядра и элементарных частиц и прикладной оптики. В сборник включены результаты исследований, выполненных в рамках реализации Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009-2013 годы».

УДК 53
ББК 22.3

ISBN 978-5-7417-0418-9

© Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)», 2012

Программный комитет конференции

- Н.Н. Кудрявцев*, член-корр. РАН, ректор института — **председатель**
А.А. Муравьев, к.т.н., с.н.с., проректор по научной и инновационной работе — **зам. председателя**
О.А. Горшков, профессор, д.т.н., проректор по учебной работе — **зам. председателя**
М.В. Алфимов, академик РАН — директор Центра фотохимии РАН
А.Ф. Андреев, академик РАН, вице-президент РАН — директор ИФП РАН
С.Т. Беляев, академик РАН — профессор МФТИ
Е.П. Велихов, академик РАН, член Президиума РАН — Президент НИЦ «Курчатовский институт»
В.Ф. Гантмахер, член-корр. РАН — зав. кафедрой МФТИ
Ю.В. Гуляев, академик РАН — директор ИРЭ РАН
В.Г. Дмитриев, член-корр. РАН — зав. кафедрой МФТИ
В.П. Иванников, академик РАН — директор ИСП РАН
А.С. Коротеев, академик РАН — директор Центра Келдыша
Н.А. Кузнецов, академик РАН — зав. кафедрой МФТИ
В.Л. Макаров, академик РАН — директор ЦЭМИ РАН
В.Е. Фортвов, академик РАН — директор ОИВТ РАН
Б.Е. Патон, академик РАН — президент НАН Украины
В.Т. Черепин, член-корр. НАН Украины — директор ФТЦ НАН Украины
С.А. Жданок, академик-секретарь Отделения ФТН НАН Беларуси
С.Н. Гаричев, д.т.н. — декан ФРТК
М.Р. Трунин, д.ф.-м.н. — декан ФОПФ
С.С. Негодяев, к.т.н. — декан ФАКИ
И.Н. Грознов, к.ф.-м.н., доцент — декан ФМБФ
П.А. Тодуа, профессор — декан ФФКЭ
В.В. Вышинский, профессор — декан ФАЛТ
А.А. Шананин, профессор — декан ФУПМ
А.Г. Леонов, профессор — декан ФПФЭ
В.Е. Кривцов, к.ф.-м.н., доцент — декан ФИВТ
М.В. Ковальчук, член-корр. РАН — декан ФНБИК
Л.К. Ужвинская, к.т.н. — декан ФИБС
А.И. Кобзев, профессор — декан ФГН
К.В. Балакин, д.х.н. — зав. кафедрой
Ю.М. Белоусов, профессор — зав. кафедрой
А.С. Бугаев, академик РАН — зав. кафедрой
В.Н. Бондарик, к.т.н. — зав. кафедрой
С.А. Гуз, к.ф.-м.н., доцент — зав. кафедрой
А.П. Иванов, профессор — зав. кафедрой
А.В. Кваченко, к.т.н. — зав. кафедрой
В.А. Никишикин, к.ф.-м.н. — зав. кафедрой
А.В. Максимычев, профессор — зав. кафедрой
И.Б. Петров, член-корр. РАН — зав. кафедрой
Е.С. Половинкин, профессор — зав. кафедрой
Э.Е. Сон, член-корр. РАН — зав. кафедрой
А.А. Тельнова, доцент — зав. кафедрой
Э.М. Трухан, профессор — зав. кафедрой
А.С. Холодов, чл.-корр. РАН — зав. кафедрой
Р.М. Энтов, академик РАН — зав. кафедрой

Содержание

Программный комитет конференции	3
Секция общей и экспериментальной физики и прикладной оптики	11
<i>А.А. Запорожцев, И.В. Плюто, А.Г. Замурчяк, Ю.И. Комисаренко, Е.В. Антоненко</i>	
Инфракрасный офтальмоскоп с цифровой регистрацией изображения глазного дна в режиме реального времени	11
<i>А.И. Миланич, А.Д. Грудцын</i>	
Оценка размеров ионов хлоридов щелочных металлов и гидратных чисел	12
<i>А.Ю. Дубинский, С.И. Попель</i>	
Модель и процесс формирования полярных мезосферных облаков	14
<i>С.А. Савинова, Ю.А. Данченко, С.А. Попов, В.И. Козловский, Ю.В. Коростелин, В.В. Миславский, Ю.П. Подмарьков, Я.К. Скасырский, М.П. Фролов</i>	
$\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$ лазер с выходной энергией 0.9 Дж	16
<i>В.В. Миславский, В.И. Козловский, Ю.В. Коростелин, Ю.П. Подмарьков, Я.К. Скасырский, М.П. Фролов</i>	
Кристалл $\text{Fe}^{2+}:\text{CdTe}$ – новая лазерная среда для области спектра 5–7.5 мкм	17
<i>К.Н. Орлова</i>	
Влияние промышленных объектов на дозу гамма-излучения, получаемую человеком	19
<i>В.Ю. Арзамасов, Я.А. Короленко</i>	
Математическое моделирование влияния низкоэмиссионных пленок на светопрозрачных частях ограждающих конструкций на энергетические характеристики зданий	20
<i>С.В. Лобанов, Б.П. Горшунгов, С. Cervetti, L. Bogani, M. Dressel, Е.С. Жукова</i>	
Терагерцовая спектроскопия крупномасштабных слоёв графена	22
Секция нанооптики и плазмоники	24
<i>Ю.В. Стебунев</i>	
Использование графена и оксида графена для биодетектирования, основанного на поверхностном плазмонном резонансе	24
<i>В.В. Воробьев, А.С. Медведев, А.Д. Кондорский, В.С. Лебедев</i>	
Поглощение и рассеяние света гибридными металлорганическими наночастицами: эффекты формы и размера	25
<i>А.А. Щербаков, А.В. Тищенко</i>	
Численный алгоритм точного расчета множественного рассеяния электромагнитных волн, линейный по числу рассеивающих частиц	27
<i>Я.В. Лесничий, Ю.В. Стебунев</i>	
Плазмонный спектрофотометр	28
<i>Д.Ю. Федянин</i>	
Проблемы создания усилителя плазмонов с электрической накачкой	29

Секция теоретической физики	30
<i>Д.Б. Лемешевский</i>	
Временная эволюция квантовых систем в томографическом представлении	30
<i>Е.П. Попова</i>	
Влияние меридиональных потоков плазмы на длительность цикла магнитной активности Солнца	31
<i>А.А. Мельников, С.Н. Филиппов</i>	
Трёхкубитовые квантовые каналы, аннигилирующие перепутанность	31
<i>А.В. Шварцберг, А.В. Михеенков, А.Ф. Барабанов</i>	
Фрустрированная двумерная модель Гейзенберга с произвольными знаками обменных констант	33
<i>А.А. Чекменёв, М.А. Григорьев</i>	
Размерная редукция в первично-квантованном БРСТ-подходе к свободным полям	34
<i>А.Е. Дербышев, В.Б. Приезжев, А.М. Поволоцкий, С.С. Погосян</i>	
Полностью асимметричный процесс с исключенным объемом с обобщенным правилом обновления	35
<i>И.В. Дудинев</i>	
Связанные состояния частицы в дельта-потенциале в вероятностном представлении квантовой механики	37
<i>С.Н. Филиппов</i>	
Неделимые квантовые каналы и их микроскопические модели	37
<i>Н.Б. Ильин, А.Н. Печень</i>	
Управление с помощью измерений и квантовый эффект Зенона	38
<i>М.А. Андрейчиков, Б.О. Кербиков, Ю.А. Симонов</i>	
Система кварк-антикварк в сверхсильном магнитном поле	39
<i>А.В. Гец, В.П. Крайнов</i>	
Ионизация атомов интенсивными аттосекундными импульсами различной формы	40
<i>И.В. Траскунов, В.И. Манько</i>	
Состояния шредингеровского кота в оптике и спиновая томограмма	41
Секция бионанофизики	43
<i>Д.С. Унучек, М.Ю. Николаев, В.А. Шевченко, В.И. Горделий</i>	
Экспрессия, выделение и очистка белка MSP	43
<i>М.Ю. Николаев, Д.С. Унучек, М.Б. Проскурин, В.А. Шевченко</i>	
Получение и использование фосфолипидных нанодисков для исследования мембранных белков	44
<i>Л.А. Хажимова, А.В. Мишин, В.И. Борщевский</i>	
Влияние матричных липидов на <i>in meso</i> кристаллизацию мембранных белков	45
<i>Г.К. Черемовский, С.В. Грудинин</i>	
Разработка линейного приближения к функции свободной энергии связывания для моделирования взаимодействий белков с лигандами	46

<i>А.Н. Гаврильчик, В.С. Соколов</i>	
Электрогенный транспорт ионов натрия в цитоплазматическом канале до- ступа Na,K,АТР-азы, встроенной во фрагменты мембран, адсорбированных на твердой подложке	47
<i>А.С. Тепленин, Л.В. Ерошенко, И.С. Ерофеев, К.И. Агладзе</i>	
Использование полимерных нановолокон для исследования структурной анизотропии культуры иммортализованных сердечных клеток	48
<i>О.В. Галайдыч, И.С. Ерофеев, К.И. Агладзе</i>	
Оптическое картирование волн возбуждения в светочувствительной иммор- тализованной культуре кардиомиоцитов	50
<i>Н.Н. Кудряшова, И.С. Ерофеев, Л.В. Селлина, К.И. Агладзе</i>	
Исследование прохождения волной возбуждения границы между анизотроп- ными средами с ортогональными выделенными направлениями	51
<i>А.А. Дибров, А.К. Гребенко</i>	
Реализация неконвенционального компьютера на базе монослоя кардиомио- цитов	53
<i>А.К. Гребенко, А.А. Дибров</i>	
Критический параметр существования спиральной волны	55
<i>К.В. Ковалев, В.А. Шевченко</i>	
Применение бесклеточной системы экспрессии белка для получения функ- циональных мутантов бактериородопсина	56
<i>А.А. Алексеев, В.А. Шевченко</i>	
In vivo и in vitro получение функционального белка протеородопсина для структурных исследований	57
<i>А.О. Богородский, В.И. Борщевский</i>	
Получение кристаллографических данных бактериородопсина с ультравысо- ким разрешением: улучшение процедур криофиксации и повышение степени гомогенности белкового препарата	58
Секция электрофизики, квантовой радиофизики и проблем физики и астрофизики	60
<i>К.П. Зыбин, А.В. Копьев</i>	
Попытка теоретического объяснения <i>pirouette</i> эффекта	60
<i>Д.Н. Васильев, А.Г. Витухновский, В.М. Кобрянский</i>	
Оптические свойства наночастиц серебра, полученных восстановлением AgNO ₃ в гелях желатина и поливинилового спирта	61
<i>Д.Н. Васильев, А.Г. Витухновский, В.М. Кобрянский</i>	
Создание ансамблей кластеров и наночастиц серебра с бимодальным рас- пределением	63
<i>Е.С. Мирончук, В.С. Лебедев, А.А. Нарич, А.Д. Кондорский</i>	
Механизмы столкновительного тушения ридберговских атомных состояний атомами с малой энергией средства к электрону	64
<i>А.А. Головизин</i>	
Исследование когерентного импульсного возбуждения уровня 5D атомов ру- бидия в магнитооптической ловушке	66

<i>Е.А. Вишняков, М.С. Лугинин, Е.Н. Рагозин, А.Н. Шатохин</i> Концепция стигматического спектрометра на область длин волн 10–30 нм	68
<i>Н.Д. Бейлин, С.С. Гужа</i> Новые возможности для исследования краевых зон слоистых наноструктур с помощью рентгеновской рефрактометрии	69
<i>А.С. Золотко, М.П. Смаав, С.А. Швецов, Н.И. Бойко, М.И. Барник</i> Переходы первого рода в НЖК под действием света различной поляризации	70
<i>Д.А. Мыльников, В.В. Белых</i> Осцилляции конденсата экситонных поляритонов в GaAs-микрорезонаторе .	72
<i>Н.А. Изюмов, Ю.Э. Гейни, А.А. Землянов, А.А. Ионин, С.И. Кудряшов, Л.В. Селезнев, Д.В. Сеницын, Е.С. Сунчугашева</i> Самофокусировка фемтосекундных лазерных импульсов при амплитудной модуляции их поперечного профиля	73
<i>Н.Г. Мисуна</i> Развернутые действия безмассового скалярного супермультиплета	74
<i>С.С. Гужа, Н.Д. Бейлин</i> Новые возможности для исследования слоистых наноструктур с помощью относительной рефлектометрии	75
<i>В.А. Семенов</i> Исследование частиц гало темной материи в поле начальных возмущений . .	76
<i>А.Ф. Адиятуллин, В.С. Кривобок, С.В. Шевцов</i> Характеризация экситонных состояний в квантовых ямах Zn(Cd)Se/ZnMgSSe с размытыми гетерограницами	77
<i>Д.А. Глубоков, В.В. Сычев, А.Е. Корольков</i> Динамика релаксации плазмонного возбуждения в наночастицах серебра . .	78
<i>Н.В. Пестовский</i> Изучение возврата продуктов эрозии катода в отрицательной короне	80
<i>А.В. Кацаба, А.Г. Витухновский, С.А. Амброзевич, А.Н. Лобанов, В.В. Федянин, Р.Б. Васильев, И.Г. Саматов</i> Структура уровней поверхностных состояний квантовых точек сульфида кадмия	82
<i>С.В. Шевцов, А.Ф. Адиятуллин</i> Влияние красной и инфракрасной подсветки на спектры излучения кванто- вых ям Zn(Cd)Se/ZnMgSSe вблизи экситонных резонансов	84
<i>О.М. Кирюхин</i> Динамика квантовой запутанности в будущих детекторах гравитационных волн	86
<i>Н.А. Востросаблин</i> Схема прямого считывания сигнала (DC readout) в лазерной гравитационной антенне нового поколения Advanced LIGO	87
<i>А.С. Медведев, В.С. Лебедев</i> Оптические свойства металлических наноболочек с полупроводниковым ядром и внешним слоем молекулярных J-агрегатов органических красителей	88

<i>М.С. Коробко, О.М. Кирюхин</i>	
Адаптивные квантовые измерения в гравитационно-волновых детекторах . . .	90
<i>Г.А. Вишнякова, А.В. Акимов</i>	
Исследование задержки пробного поля в условиях резонанса когерентного пленения населенности в Λ - и N -системах уровней ^{87}Rb	91
<i>Е.С. Сунчугашева, А.А. Ионин, С.И. Кудряшов, Л.В. Селезнев, Д.В. Синицын</i>	
Распределение плотности лазерной плазмы при распространении фокусированного фемтосекундного лазерного УФ- и ИК-излучения в воздухе	93
<i>В.С. Горелик, В.В. Щавлев</i>	
Отрицательное преломление в глобулярных фотонных кристаллах в види- мой области спектра	95
<i>И.П. Лобода, С.А. Богачёв</i>	
Исследование коронального выброса массы от 26.09.2009 по данным наблюдений, полученным в эксперименте ТЕСИС на спутнике КОРОНАС-Фотон в линии HeII 304 Å	97
<i>П.Л. Пех</i>	
Нетривиальное тройное индуцированное взаимодействие трех точечных при- месей на идеальной решетке в приближении сильной связи	98
Секция физики твердого тела и проблем теоретической физики	99
<i>В.М. Парфеньев, С.С. Вергелес</i>	
Спазер в надпороговом режиме: сдвиг частоты генерации	99
<i>Е.С. Тихонов, В.С. Храпай, Д.В. Шовкун</i>	
Измерение дробового шума в двумерном диэлектрике с прыжковой проводимостью	100
<i>В.В. Вановский, В.С. Храпай, А.А. Шашкин</i>	
Управление спиновым переходом в режиме ДКЭХ при факторе заполнения $2/3$	102
<i>С.А. Белан, С.С. Вергелес, П.Е. Воробьев</i>	
Распространение связанных плазмонных мод в гибридном нановолноводе . . .	103
<i>А.А. Деменев, А.С. Бричкин, А.В. Панкратов, В.Д. Кулаковский</i>	
Пространственная когерентность бозе-конденсата экситонных поляритонов в планарных полупроводниковых микрорезонаторах	105
<i>Т.И. Могилюк</i>	
Фермион-фермионное взаимодействие в бозе-конденсированной газовой смеси	106
<i>В.В. Прудников, П.В. Прудников, Е.А. Поспелов</i>	
Компьютерное моделирование эффектов старения в неравновесном критическом поведении структурно неупорядоченных изинго-подобных магнетиков	107
<i>И.А. Маггеррамов, В.В. Дремов</i>	
Метод изготовления зонда для комбинированного СТМ/АСМ-прибора на основе кварцевого камертона (tuning fork-TF) с металлической сверхострой иглой	108

Секция физики низких температур	111
<i>А.М. Тихонов, Н.Г. Павлов, О.Г. Удалов</i>	
ЯМР в неколлинеарном антиферромагнетике $Mn_3Al_2Ge_3O_{12}$	111
<i>А.И. Бегунов, А.А. Демидов, В.Л. Темеров, Е.В. Еремин</i>	
Особенности низкотемпературных магнитных свойств $Sm_{0.7}Ho_{0.3}Fe_3(VO_3)_4$	113
<i>А.М. Васильев, Л.Е. Свистов, Л.А. Прозорова</i>	
Магнитная фазовая диаграмма квазиодномерного фрустрированного антиферромагнетика $LiCu_2O_2$ со спином $S=1/2$	114
<i>В.В. Дмитриев, Е.Е. Ефименко, Д.А. Краснихин, А.А. Сенин, А.Н. Юдин</i>	
Влияние дополнительной анизотропии типа «сжатие» на сверхтекучесть 3He в «упорядоченном» аэрогеле	116
<i>Л.А. Мельниковский</i>	
Бозе-эйнштейновская конденсация ротонов	117
Секция моделирования физических процессов в микро- и наноструктурах	119
<i>Е.Н. Яковлева</i>	
Влияние формы и пространственной ориентации включений на эффективные диэлектрические характеристики матричного композита	119
<i>Д.В. Мокроусова, В.Г. Гришина, Е.П. Дербаклова</i>	
Компьютерное моделирование и анализ разделения смесей газов в насосе Кнудсена	120
<i>А.Ю. Переверзев, С.А. Амброзевич, В.В. Федянин</i>	
Число квантовых точек в конфокальном объеме при исследовании мерцающей люминесценции	122
<i>Д.О. Савичкин, А.В. Сакмаров, А.Л. Татауров</i>	
Разработка методов оптимизации численного решения уравнения Больцмана	123
<i>А.Ю. Мокроусов, В.Г. Мадеев, Е.И. Уксусов, А.В. Морозов</i>	
Расчетное исследование функций чувствительности широкодиапазонных нейтронных спектрометров интегрального типа	125
<i>О.И. Додулад, М.В. Калинин, В.Ю. Федотов</i>	
Моделирование разделения смеси газов в микроустройствах	126
<i>О.И. Додулад, Д.О. Михайлов, Ф.Г. Черемисин</i>	
Расчеты структуры ударной волны в смеси газов	127
<i>Д.М. Кочков</i>	
Получение термоакустических волн при переменных граничных условиях	128
<i>Остапов Е.Л.¹, Клосс Ю.Ю.^{1,2}, Цуриков Д.Ф.¹, Шувалов П.В.^{1,2}</i>	
Параллельный метод решения уравнения Больцмана на графических процессорах	129
<i>А.В. Ромашкин, А.В. Емельянов, В.А. Петухов</i>	
Влияние молекулярной структуры на электрическую прочность синтетических смол	130
<i>И.Д. Иванова, А.В. Лисенко, О.К. Шайхатаров</i>	
Сравнительный анализ эффективности использования призматических и тетраэдрических сеток для задач с цилиндрической геометрией на примере насоса Кнудсена	131

И.И. Чекакина

Энергетический подход к моделированию текстурообразования в поликристаллических материалах при различных термодинамических условиях 132

Секция физики атомного ядра и элементарных частиц 135

А.П. Мартыненко, В.В. Сорокин

Сверхтонкая структура S -состояний мюонного дейтерия 135

Д.Е. Власенко

Рождение и продукты распада топ-кварков в процессе электрон-позитронной аннигиляции на ILC в Стандартной модели и в минимальном Калибровочном расширении 136

С.В. Кравченко, А.В. Ивашин

Разработка детектора сигналов слабой интенсивности с применением кремниевых фотодиодов 138

Д.Р. Олейниченко

Разработка онлайн-мониторинга работы b -tag триггера для CMS на LHC 139

П.С. Мандрик, Ю.А. Хохлов

Реконструкция данных с активной мишени 141

Д.А. Кожевников

Калибровка электроники считывания и тестирование фильтрации данных в камерах MICROMEGAS 142

М.О. Михасенко, И.А. Качаев

Наблюдение упругого π - e -рассеяния на установке ВЕС 143

К.Ю. Гасникова

Измерение температурной зависимости счета атмосферных ливней 145

Секция общей и экспериментальной физики и прикладной оптики

УДК 681.784

Инфракрасный офтальмоскоп с цифровой регистрацией изображения глазного дна в режиме реального времени

*А.А. Запорожец^{1,2}, И.В. Плюто¹, А.Г. Замурняк², Ю.И. Комисаренко³,
Е.В. Антоненко³*

¹Национальный авиационный университет, ²Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова НАН Украины, ³Национальный медицинский университет им. А.А. Богомольца
lektron2007@gmail.com

Офтальмоскопы (ранее описаны в работе [1]) представляют собой модифицированные приборы, назначение которых проводить видеонаблюдение и запись на компьютер процесса осмотра глаза в режиме реального времени.

В работе дано описание одного из вариантов комбинированного прибора для визуализации и цифровой регистрации изображения глазного дна в режиме реального времени [2]. Офтальмоскоп позволяет проводить исследования заднего и переднего отделов глаза в широком спектральном диапазоне (инфракрасная граница – 1200 нм) с использованием как традиционных методов освещения глазного дна (через зрачок), так и с использованием набора оригинальных устройств, реализующих метод инфракрасной офтальмоскопии при трансиллюминации. В качестве одного из конструктивных элементов использована модифицированная оптическая головка офтальмоскопа ОАПр-03.

Устройство и принцип действия прибора с использованием традиционных методов освещения глазного дна иллюстрирует рис. 1 [3]. Оптическая схема прибора состоит из источника света 1 (лампа МНГ 3,5/2,5 в центрированном патроне или LED-излучателя различного спектрального диапазона), блока устройств 2, проецируемых на глазное дно, двухлинзового конденсора 3, светофильтра 11, объектива 4, отражательной призмы 5, коррекционных линз 6 с рефракцией $-1, -2, -3, -4, -5, -6, -8, -12, -20, -25, 0, +1, +2, +3, +5, +8, +15, +20$, объектива 12, CCD-матрицы или электронно-оптического преобразователя 13 и окуляра 14, имеющего диоптрийную установку на резкость в пределах ± 4 . В блоке устройств 2, проецируемых на глазное дно, размещены диафрагма диаметром 3,2 мм с сеткой (цена деления сетки 0,25 мм, в центре сетки расположена звездочка размером 0,3 мм), две диафрагмы 2,5 и 0,5 мм и щель шириной 0,1 мм. Для проведения поляризационной офтальмоскопии дополнительно используются поляризационные фильтры 15.

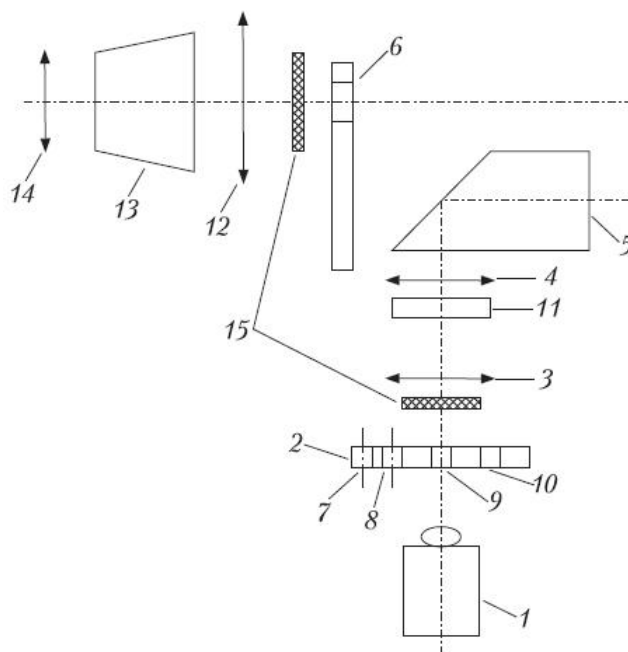


Рис. 1. Оптическая схема прибора. 1 – галогенная лампа или LED-излучатели различного спектрального диапазона; 2 – блок устройств, проецируемых на глазное дно; 3 – двухлинзовый конденсор; 4 – объектив; 5 – призма; 6 – коррекционные линзы; 7 – диафрагма 3,2 мм с сеткой; 8 – диафрагма 2,5 мм; 9 – диафрагма 0,5 мм; 10 – щель; 11 – светофильтр; 12 – объектив; 13 – CCD-матрица или электронно-оптический преобразователь; 14 – окуляр ЭОП; 15 – поляризационные фильтры

Литература

1. *Плюто И.В.* Прибор для офтальмоскопии в инфракрасном свете: препринт / ИМФ НАН Украины. – Киев, 1997. – № 9. – 5 с.
2. *Плюто И.В., Шпак А.П., Соболев В.Б.* Прибор для визуализации и цифровой регистрации изображения глазного дна в режиме реального времени: препринт ИМФ НАН Украины. – Киев, 2005. – 8 с.
3. *Запорожец А.А. [и др.].* Розробка програмного комплексу DIOLAS для діагностики в офтальмоскопії. – Наукоємні технології. – 2012. – № 2. – С. 114–118.

УДК 544.018.4+544.012

Оценка размеров ионов хлоридов щелочных металлов и гидратных чисел

А.Д. Грудцын², А.И. Миланич^{1,2}

¹Московский физико-технический институт (государственный университет), ²Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
grualeksej@yandex.ru

Исследования процессов сольватации ионов занимают существенное место в теории электролитов [1, 2]. Во всех существующих моделях электролитов для количественного описания взаимодействия заряженного иона с молекулами растворителя необходимо знание как размеров самого иона, так и пространственной протяженности сольватной оболочки из молекул растворителя, окружающей ион. Многими авторами [3, 4, 5] предпринимались попытки расчета размеров ионов с использованием определенных модельных представлений.

Оказалось, что некоторые важные параметры растворов можно определить исходя из уже имеющихся экспериментальных данных. В водном растворе плотностью ρ_{sol} с весовой концентрацией c для разных концентраций можно рассчитать часть общего объема раствора, приходящуюся на ионы растворенного вещества. График объема ионов, рассчитанный на основе экспериментально измеренных плотностей водных растворов хлоридов лития, калия и натрия, имеет линейную зависимость от концентрации раствора.

Обозначим радиус катионов в растворе, r_+ , анионов r_- . За объем, занимаемый одним ионом, примем объем кубика со стороной, равной диаметру иона. Предположим, что радиусы всех ионов изменились в растворе по линейному закону по отношению к радиусам, определенным в кристаллическом состоянии и обозначенным r_{cr+} и r_{cr-} . Тогда можно найти суммарный объем V_{ion} ионов. С другой стороны, этот же объем выражается через плотность и концентрацию, тогда можно найти масштабный коэффициент a , характеризующий линейное изменение размеров ионов, и пересчитать радиусы ионов в растворе, исходя из их радиусов в кристаллах.

В данной работе используется система кристаллографических ионных радиусов, составленная на основе системы Гольдшмитта [6], где радиус иона Na^+ 0.098 нм, 0.068 нм для Li^+ , 0.133 нм для катиона K^+ , у отрицательного иона Cl^- радиус 0.181 нм. Расчет по известным плотностям растворов LiCl , NaCl , KCl дает следующий результат.

Коэффициент a для разных концентраций находится в пределах от 0.85 до 0.98 для указанных растворов, эффективные радиусы ионов в растворе меньше, чем в кристалле. При малых концентрациях (1–2%) размеры иона больше и близки к кристаллографическим, при ее увеличении они выходят на постоянное значение (см. рис. 1), равное 0.060 нм, 0.084 нм и 0.122 нм для ионов Li^+ , Na^+ и K^+ соответственно. Размеры Cl^- одинаковы для всех растворов. Взаимодействие ионов с молекулами растворителя приводит к образованию вокруг них сольватной (применительно к водным растворам – гидратной) оболочки («шубы») [1–5]. Усредненное (статистическое) число молекул воды, связанных с ионом данного типа, называется гидратным (сольватным) числом иона [2, 7]. Количество молекул воды n на одну молекулу растворенного вещества определим как отношение количества молей воды и вещества в объеме раствора. Для насыщенного раствора n равно сумме гидратных чисел двух видов ионов, присутствующих в растворе. Поскольку сольватация иона Cl^- протекает одинаково, то и его гидратное число должно быть примерно одинаковым во всех растворах. В предположении, что гидратное число для хлора примерно одинаково для всех растворов и меньше, чем для любого аниона, а также больше единицы, получим $n_{Li} = 3.5$, $n_{Na} = 7$, $n_K = 11$, $n_{Cl} = 2$, что качественно согласуется с литературными данными [2, 7].

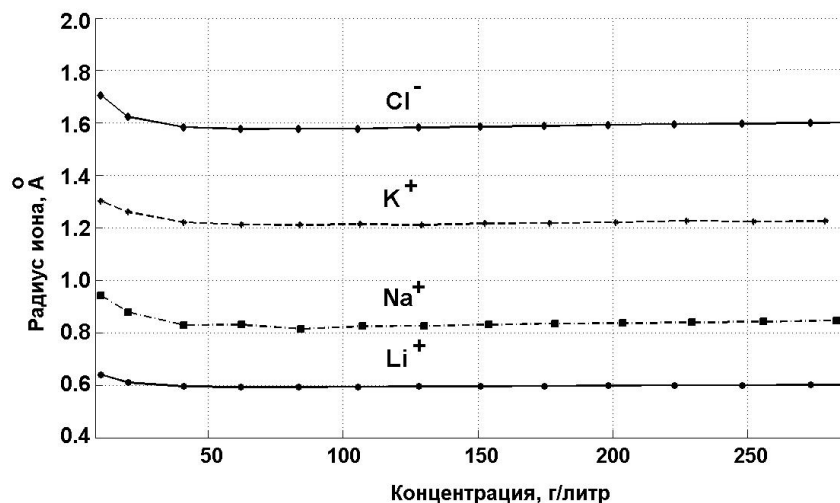


Рис. 1.

Литература

1. Салем Р.Р. Теоретическая электрохимия. – М.: Вузовская книга, 2006. – С. 326.
2. Дамаскин Б.Б., Петрий О.А., Цирлина Г.А. Электрохимия. – М.: Химия, 2001. – 624 с.
3. Born M. Volumes and Heats of Hydration of Ions // Z. Phys. – 1920. – V. 1. – P. 45.
4. Берналь Дж., Фаулер Р. Структура воды и ионных растворов // Успехи физических наук. – 1934. – № 5. – С. 586–644.
5. Сергеева И.А., Шкодин А.М. Расчет термодинамических характеристик гидратации ионов // Украинский физический журнал. – 1976. – № 4. – С. 573–577.
6. Божий Г.Б. Кристаллохимия. – М.: Наука, 1971. – 400 с.
7. Танганов Б.Б. О размерах гидратированных ионов (к проблеме опреснения морской воды) // Успехи современного естествознания – 2009. – № 12. – С. 25–26.

УДК 533.951

Модель и процесс формирования полярных мезосферных облаков

А.Ю. Дубинский, С.И. Попель

Институт динамики геосфер РАН

nfkpb@bk.ru

Одним из наиболее ярких явлений летней полярной ионосферы Земли являются серебристые облака или NLC (noctilucent clouds) и полярные мезосферные радиоотражения PMSE (Polar Mesosphere Summer Echoes). Серебристые облака располагаются на высоте 80–85 км, их толщина много меньше размеров в горизонтальной плоскости. Они состоят из частиц льда с размерами порядка 100 нм (как следствие, их можно наблюдать невооруженным глазом), которые медленно снижаются по направлению к поверхности Земли, что продолжается в течение нескольких часов. В то же время полярные мезосферные радиоотражения, наблюдаемые посредством радаров, представляют собой тонкие слои, состоящие из более мелких наномасштабных (порядка 30 нм) ледяных частиц, которые в течение часов пребывают на высотах 90–95 км.

Для описания указанных явлений применялись методы, разработанные ранее применительно к пылевой плазме. В основу был положен тот факт, что в летней

ионосфере на высоте 78–88 км водяные пары сильно пересыщены так, что пылевые частицы, привносимые в результате бомбардировки Земли микрометеоритами, оказываются центрами конденсации ледяных частиц различного размера. Однако, несмотря на удачное моделирование динамики пылевой частицы, покрывающейся льдом в процессе падения, оставался открытым вопрос о корреляции по времени возникновения NLC и PMSE, разнице в скорости седиментации, а также причине ярко выраженной слоистости серебристых облаков [1].

Ключевым моментом в объяснении указанных явлений стал фактор ограниченности количества водяных паров в ионосфере, образующих после конденсации ледяные оболочки на пылевых частицах. Если в предыдущих моделях водяные пары рассматривались как неисчерпаемый источник льда на поверхности пылевой частицы, то в представляемой в настоящей работе модели введена конечная масса воды в толще ионосферы. В результате получено объяснение более длительного нахождения PMSE на высотах, превосходящих 90 км, а также описан один из возможных механизмов расщепления пылевого облака на две части и их дальнейшую седиментации.

Феномен многочасового левитирования наномасштабных частиц на высоте 90–95 км объясняется тем, что на этих высотах зона пересыщенных паров переходит в зону ненасыщенных паров. Здесь в зоне слабой насыщенности наномасштабные частицы покрываются совершенно незначительным слоем льда и по причине малости массы оседают с ничтожной скоростью [2], порождая феномен тонкого «зависшего» слоя наномасштабных частиц, воспринимаемых как полярные мезосферные радиоотражения [3].

Что же касается зоны пересыщенных паров на высотах 80–90 км, то рассматривается пылевое облако, образовавшееся в результате взаимодействия микрометеоритов с атмосферой. Частицы «нижнего» слоя указанного облака по мере движения вниз еще более увеличиваются в размерах за счет конденсации пересыщенных паров. Таким образом, скорость этого слоя возрастает, и он через некоторое время отделяется от верхнего слоя, состоящего из частиц, которые собрали на себе водяные пары в начальный момент времени. В свою очередь, частицы «верхнего» слоя седиментируют практически с постоянной скоростью, поскольку не происходит роста их размеров из-за того, что все водяные пары уже сконденсировались на частицах «нижнего» слоя, прошедшего ранее. Таким образом, происходит расщепление пылевого облака на две части. В случае, когда на разных высотах одновременно появляются несколько пылевых облаков, каждое из них расщепляется надвое, что объясняет слоистую структуру NLC [3].

Литература

1. Клумов Б.А., Морфилл Г.Е., Попель С.И. Формирование структур в запыленной ионосфере // ЖЭТФ. – 2005. – Т. 127. – С. 171–185.
2. Дубинский А.Ю., Попель С.И. Особенности конденсации водяных паров на поверхности наномасштабных частиц в ионосфере: сборник научных трудов ИДГ РАН / под ред. С.Б. Турунтаева. – М.: ГЕОС, 2012. – в печати.
3. Дубинский А.Ю., Попель С.И. Формирование и эволюция плазменно-пылевых структур в ионосфере // Письма в ЖЭТФ. – 2012. – Т. 6. – В. 1. – С. 22–28.

УДК 621.373.826

Fe²⁺:ZnSe лазер с выходной энергией 0.9 Дж*С.А. Савинова¹, Ю.А. Данченко¹, С.А. Попов¹, В.И. Козловский²,
Ю.В. Коростелин², В.В. Миславский¹, Ю.П. Подмарьков²,
Я.К. Скасырский², М.П. Фролов²*¹Московский физико-технический институт (государственный университет), ²Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН
forestcat@mail.ru

Кристаллы A2B6, легированные двухвалентными ионами переходных металлов, зарекомендовали себя как перспективные активные среды для лазеров диапазона 2 – 6 мкм [1]. Они обладают широкой полосой люминесценции (~ 1 мкм), что позволяет плавно перестраивать частоту генерации лазера. Широкие полосы поглощения существенно упрощают выбор источников накачки.

Лазерная генерация на кристаллах A2B6, легированных ионами Cr²⁺ и Fe²⁺, была продемонстрирована как при температурах жидкого азота, так и при комнатных температурах. Для ряда практических приложений интерес представляет лазер на кристалле Fe²⁺:ZnSe с высокими выходными параметрами по энергии и средней мощности, спектральная область генерации которого лежит в окрестности длины волны 4 мкм. Ранее была получена выходная энергия генерации 0.18 Дж [2]. В настоящей работе изучается возможность генерации импульсов с более высокой выходной энергией (порядка 1 Дж) Fe²⁺:ZnSe лазером, работающим в импульсно периодическом режиме.

Активный элемент толщиной 8 мм и поперечными размерами 10×10 мм был изготовлен из монокристалла Fe²⁺:ZnSe, выращенного из паровой фазы на кристаллической затравке с одновременным легированием по технологии, разработанной в ФИАН. Активный элемент был помещен внутри криостата на медном хладопроводе, охлаждаемом жидким азотом.

Резонатор Fe²⁺:ZnSe лазера длиной 32 см был образован «глухим» сферическим зеркалом ($R = 50$ см) и плоским выходным зеркалом с пропусканием 60% в диапазоне от 3.7 до 5 мкм. Для накачки использовались импульсы длительностью 250 мкс Er:YAG лазера, работавшего на длине волны 2.94 мкм в режиме свободной генерации с частотой 0.35 Гц. С помощью сферического алюминиевого зеркала ($R = 75$ см) пучок накачки фокусировался на кристалл Fe²⁺:ZnSe в пучок диаметром 7 мм. Ненасыщенное поглощение в активном элементе на длине волны накачки составляло 85%.

На рис. 1 показана зависимость выходной энергии лазера от падающей на кристалл энергии накачки. Максимальное значение выходной энергии Fe²⁺:ZnSe лазера достигало в наших экспериментах 0.9 Дж при энергии накачки 3.8 Дж. Дифференциальный КПД лазера составил 25%, а средняя мощность генерации 0.3 Вт.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России», соглашение 8519 от 28 августа 2012 г.

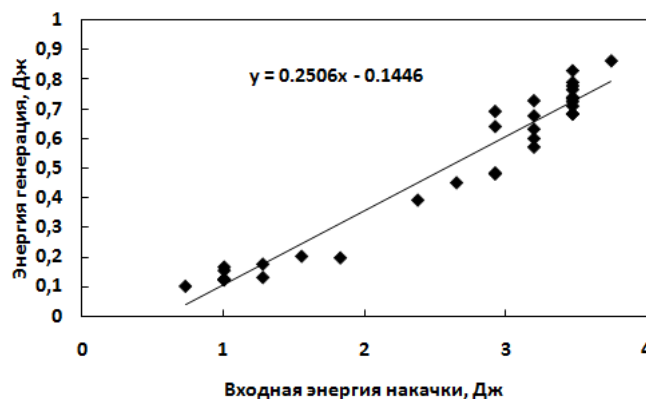


Рис. 1. Зависимость выходной энергии $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$ лазера от поглощенной энергии накачки при температуре жидкого азота

Литература

1. Kozlovsky V.I., Akimov V.A., Frolov M.P., Korostelin Yu.V., Landman A.I., Martovitsky V.P., Mislavskii V.V., Podmar'kov Yu.P., Skasyrsky Ya.K., Voronov A.A. Room-temperature tunable mid-infrared lasers on transition-metal doped II-VI compounds crystals grown from vapour phase // Phys. Status Solidi. B. – 2010. – V. 247, N 6. – P. 1553–1556.
2. Fedorov V.V., Mirov S.B., Gallian A., Badikov V.V., Frolov M.P., Korostelin Yu.V., Kozlovsky V.I., Landman A.I., Podmar'kov Yu.P., Akimov V.A., Voronov A.A. 3.77-5.05- μm Tunable Solid State Lasers based on Fe^{2+} -doped ZnSe Crystals Operating at Low and Room Temperatures // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 2006. – V. 48442, I. 9. – P. 907–917.

УДК 621.373.826

Кристалл $\text{Fe}^{2+}:\text{CdTe}$ – новая лазерная среда для области спектра 5–7.5 мкм

*В.В. Миславский¹, В.И. Козловский², Ю.В. Коростелин²,
Ю.П. Подмарьков², Я.К. Скасырский², М.П. Фролов²*

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, ²Московский физико-технический институт (государственный университет)
forestcat@mail.ru

Кристаллы A_2B_2 с двухвалентными ионами переходных металлов зарекомендовали себя как эффективные широкополосные лазерные среды средней ИК-области спектра. В частности, на кристаллах ZnS , ZnSe , ZnTe и CdSe , легированных ионами Fe^{2+} , при комнатной температуре лазерная генерация была реализована в спектральных диапазонах 3.49–4.65, 3.95–5.05, 4.35–5.45 и 4.7–6.1 мкм соответственно. Из приведенных данных видно, что положение спектра люминесценции определяется кристаллической матрицей, причем с увеличением массы атомов, образующих кристаллическую решетку, происходит смещение спектра в длинноволновую область.

Поэтому для продвижения спектра генерации лазера в более длинноволновый диапазон представляет интерес использование матрицы CdTe .

В данной работе активный элемент в виде плоско-параллельной пластинки толщиной 2 мм был изготовлен из монокристалла $\text{Fe}^{2+}:\text{CdTe}$, выращенного из паровой фазы на монокристаллической затравке по технологии, ранее разработанной в

ФИАН для выращивания монокристаллов твердых растворов с высоким структурным совершенством и оптической однородностью. Легирование кристалла происходило непосредственно в процессе его роста.

Предварительно был записан спектр поглощения образца $\text{Fe}^{2+}:\text{CdTe}$ при комнатной температуре, по которому были определены его внутренние потери, составившие 23%. Также оказалось, что положение длинноволновой границы спектра (~ 7.5 мкм) смещено на приблизительно 1 мкм по отношению к спектру поглощения ранее исследованного кристалла $\text{Fe}^{2+}:\text{CdSe}$. Это дает основание предположить [1], что и спектр его люминесценции также будет занимать более длинноволновое положение по отношению к спектру люминесценции указанного кристалла. Данное обстоятельство послужило дополнительным мотивом для проведения в настоящей работе экспериментальных исследований кристалла $\text{Fe}^{2+}:\text{CdTe}$, направленных на реализацию в нем лазерного эффекта и определение спектральной области его генерации.

Лазерные эксперименты с кристаллом $\text{Fe}^{2+}:\text{CdTe}$ проводились при комнатной температуре. Резонатор лазера имел длину 190 мм и был образован «глухим» сферическим зеркалом радиусом 200 мм. Выходным зеркалом служила грань кристалла $\text{Fe}^{2+}:\text{CdTe}$ (френелевский коэффициент отражения 21%). Накачка осуществлялась на длине волны 2.94 мкм импульсами излучения $\text{Er}:\text{YAG}$ лазера длительностью 40 нс, работавшего в режиме пассивной модуляции добротности резонатора. Излучение накачки фокусировалось в пятно диаметром 2 мм и падало на кристалл под небольшим углом к оси резонатора. Максимальная выходная энергия $\text{Er}:\text{YAG}$ лазера составляла 30 мДж.

На представленной установке была получена генерация на кристалле $\text{Fe}^{2+}:\text{CdTe}$. Насколько нам известно, это первая реализация лазерного эффекта в данном кристалле. Выходная энергия $\text{Fe}^{2+}:\text{CdTe}$ лазера составила 0.2 мДж при энергии накачки 15 мДж (при более высоких энергиях накачки происходил пробой на поверхности кристалла). Спектр генерации с центром вблизи длины волны 5.7 мкм имел ширину 400 нм. Из-за высоких внутренних потерь кристалла $\text{Fe}^{2+}:\text{CdTe}$ лазер работал вблизи порога, вследствие чего нам не удалось получить генерацию в дисперсионном резонаторе с призмой и экспериментально определить возможный диапазон спектральной перестройки. Отметим однако, что в ранее проведенных исследованиях центр спектра генерации кристалла $\text{Fe}^{2+}:\text{CdSe}$ в неселективном резонаторе лежал на длине волны 5.3 мкм, а в резонаторе с призмой был получен диапазон плавной перестройки 4.7–6.1 мкм. Это позволяет предположить, что при использовании кристалла $\text{Fe}^{2+}:\text{CdTe}$ с малыми внутренними потерями в нем можно будет реализовать генерацию в диапазоне 5–7.5 мкм. Работы в этом направлении ведутся.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России», соглашение 8519 от 28 августа 2012 г.

Литература

Payne S.A., Chase L.L., Smith L.K., Kway W.L., Krupke W.F. // IEEE J. Quantum Electron. – 1992. – V. 28. – P. 2619.

УДК 53.087

Влияние промышленных объектов на дозу гамма-излучения, получаемую человеком

К.Н. Орлова

Юргинский технологический институт Национального исследовательского Томского политехнического университета

kemsur@rambler.ru

При проведении геоэкологического радиационного мониторинга на территории города Юрги наблюдалось повышение максимальной дозы облучения, в результате чего был сделан вывод о необходимости более детального исследования территории, прилегающей к заводам. Перед исследователями ставилась цель: определить вклад производственной деятельности промышленных объектов в годовую дозу облучения человека.

Задачи

- Определить мощность дозы гамма-излучения на территории прилегающей к заводам города Юрги и на территории свободной от промышленных объектов на расстоянии 1 км.

- Рассчитать годовую дозу облучения человека.

- Произвести оценку дозы и мощности дозы гамма-излучения в различных районах города Юрги и рассчитать вклад промышленных объектов в общее облучение человека.

- Проанализировать полученные данные, установить предположительные причины повышения или понижения фона в тех или иных местах.

В ходе работы исследовались характеристики гамма-излучения. Прибор, используемый для определения мощности дозы гамма-излучения дозиметр «Грач» – устройство для измерения дозы или мощности дозы ионизирующего излучения, полученной прибором (и тем, кто им пользуется) за некоторый промежуток времени.

На карте-схеме города Юрги пронумерованы точки, в которых производились замеры. Были выбраны районы с самыми крупными заводами и три жилых района города. Замеры производились по периметру каждого завода – по три замера в каждой точке. Согласно санитарным правилам СанПин 2.6.1.2523-09 «Нормы радиационной безопасности (НРБ-99/2009)», утвержденным 1 сентября 2009 года вместо НРБ-99, максимальная мощность эффективной дозы гамма-излучения на рабочем месте – 2,5 мкЗв/ч. При проведении обследований и оценке по показаниям дозиметра опасности облучения необходимо помнить, что последствия облучения определяются не мощностью дозы, а суммарной полученной дозой, т.е. мощностью дозы, умноженной на время, в течение которого облучается человек. Например, если мощность дозы составляет 0,11 мкЗв/ч, то облучение в течение года (8760 ч) создаст дозу 1 мЗв – по СанПин 2.6.1.2523-09 «Нормы радиационной безопасности (НРБ-99/2009)» предел, который не должен превышать при техногенном облучении населения.

Значения, превышающие норму 1 мЗв, определены для двух точек 2 и 4. Эта местность является близлежащей к машиностроительному заводу, точнее к ТЭЦ и к ферросплавному заводу. Высокие значения можно объяснить используемым топливом в ТЭЦ, находящимися неподалеку шлаковыми насыпями. Для ферросплавного завода превышения характерны в основном для местности, где находятся хранилища для осаждения шлама.

Выводы

Результаты исследования показывают несомненную актуальность проведения радиационного мониторинга промышленных предприятий. Согласно оценке дозимет-

рических характеристик значения дозы гамма-излучения, превышающие норму характерны для территорий машиностроительного и ферросплавного завода. Повышения фонового значения годовой дозы гамма-излучения вероятнее всего обусловлены используемым топливом и расположением хранилищ отходов промышленности. Вклад данных промышленных объектов в общую годовую дозу облучения оценивается $\sim 0,17\text{мЗв/год}$. Полученные результаты планируется предложить для включения в банк радиэкологических данных региона.

Литература

1. СанПиН 2.6.2523-09 // «Нормы радиационной безопасности НРБ-99/2009» от 7 июля 2009 года. – № 47. – Зарегистрировано в МинЮсте РФ 14 августа 2009 года. – 2009. – № 14534.
2. Федеральный закон ФЗ «О радиационной безопасности населения» от 9 января 1996 года, № 3. – Принят Государственной Думой 5 декабря 1995 года. – 1996.
3. Орлова К.Н. Исследование уровня радиационной безопасности на территории города Юрги // Вестник Кузбасского государственного технического университета [Вестник КузГТУ]. – Кузбасский государственный технический университет (КузГТУ), 2011. – № 6. – С. 35–37.

УДК 536.2+536.3

Математическое моделирование влияния низкоэмиссионных пленок на светопрозрачных частях ограждающих конструкций на энергетические характеристики зданий

В.Ю. Арзамасов¹, Я.А. Короленко²

¹ Московский физико-технический институт (государственный университет)

² Всероссийский научно-исследовательский институт метрологической службы

Федерального агентства по техническому регулированию и метрологии

arzikland@mail.ru

Энергосбережение и повышение энергоэффективности являются одним из пяти основных направлений модернизации экономики Российской Федерации. Вступивший в силу Федеральный закон «Об энергосбережении и повышении энергетической эффективности» определяет нормативно-правовое поле для стимулирования энергосбережения и предусматривает множество обязательных норм и процедур для всех участников энергетического рынка. В нем, в частности, уделено большое внимание контролю и повышению энергоэффективности зданий и сооружений как объектов, потребляющих значительное количество энергии на отопление в зимний период и кондиционирование в летний. Одним из результатов применения данного закона является обеспечение каждого здания к 2014 году т.н. «энергетическим паспортом», включающим в себя результаты измерений его теплоэнергетических показателей. Среди прочих наиболее адекватно отражающим реальность показателем, по мнению авторов [1], является приведенное сопротивление теплопередаче, определяемое отношением перепада температур внутри и вне помещения к плотности тепловых потоков через ограждающую конструкцию:

$$R = \frac{T_{int} - T_{ext}}{q}.$$

Для включения данного показателя в энергетический паспорт здания и возможности сравнения различных зданий между собой необходимо, чтобы его измеренные

значения не зависели (незначительно зависели) от условий измерений, т.е. обладали хорошей воспроизводимостью.

В данной работе мы исследуем влияние эндогенных (фактически изменения в ограждающей конструкции, приводящие к улучшению теплозащитных свойств) и экзогенных параметров («внешних условий») на результаты измерения этого и некоторых других популярных показателей, а также сделаем вывод о целесообразности их применения в энергетическом паспорте в неизменном виде или предложим вариант их модификации. Для решения поставленной задачи был смоделирован процесс теплопередачи через стеклянные ограждающие конструкции с различными значениями следующих параметров:

- количества низкоэмиссионных покрытий, использованных в стеклопакете,
- расположения по отношению к помещению и внешнему пространству поверхностей стекол стеклопакета, на которые нанесено покрытие,
- газа, которым заполнена(заполнены) камера(камеры) стеклопакетов — воздух, аргон, криптон или ксенон,
- характеристик окружающей среды — температуры, средней скорости ветра,
- наличия/отсутствия тока через покрытие,
- толщины камер стеклопакета (расстояния между стеклами).

Помимо этого исследована возможность обогрева помещения за счет пропускания тока через покрытие. В модели, использованной для данного расчета, предполагалось, что типовая комната здания имеет фиксированные теплоэнергетические параметры непрозрачной части ограждающей конструкции, и изучалась зависимость качества тепловой защиты стеклопакета от площади, занимаемой остеклением (вплоть до 100% площади стены — современные «бизнес-центры»), от требуемой температуры внутри помещения, а также от перечисленных выше параметров.

Литература

1. *Короленко Я.А., Кудеяров Ю.А.* Оценка показателей теплозащитных свойств сооружений при тепловизионных измерениях методом математического моделирования // Законодательная и прикладная метрология. – М.: РСК-Консалтинг, 2012. – № 1. – С. 44–47.
2. *Арзамасов В.Ю., Крутиков В.Н.* Влияние теплоотражающих покрытий на теплосоппротивление светопрозрачных ограждающих конструкций // Метрология. – 2011. – № 4. – С. 27–35.
3. *Михеев М.А., Михеева И.М.* Основы теплопередачи. – Изд. 2-е. –М.: Энергия, 1977. – 344 с.
4. ГОСТ Р 54166–2010 «Стекло и изделия из него. Методы определения тепловых характеристик. Метод расчета сопротивления теплопередаче (EN 673:1997)».
5. *Леденев В.И., Матвеева И.В.* Физико-технические основы эксплуатации наружных кирпичных стен гражданских зданий. – Тамбов: Издательство ТГТУ, 2005.
6. *Фокин К.Ф.* Строительная теплотехника ограждающих частей зданий. – М.: Стройиздат, 1973.
7. СНиП 23-02-2003 «Тепловая защита зданий».
8. *Корепанов Е.В.* Математическое моделирование теплопередачи через наружные стены с окнами. – Ижевск: Издательство ИжГТУ, 2011. – 192 с.

УДК 538.975+538.958

Терагерцовая спектроскопия крупномасштабных слоёв графена

*С.В. Лобанов^{1,2}, Б.П. Горшунов^{1,2,3}, С. Cervetti³, L. Bogani³, M. Dressel³,
Е.С. Жукова^{1,2,3}*

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ²Московский физико-технический институт (государственный университет), ³Physikalisches Institut, Universität Stuttgart
ggle.org@gmail.com

Цель настоящей работы состояла в исследовании крупномасштабных – с площадью порядка квадратного сантиметра – образцов графена и в характеристизации свойств таких образцов в интервале терагерцовых частот.

Терагерцовые и субтерагерцовые электродинамические характеристики графена изучались на уникальном спектроскопическом оборудовании – на спектрометре [1], использующем в качестве источников излучения лампы обратной волны. Спектрометр был разработан в Отделе субмиллиметровой спектроскопии ИОФ РАН, в котором выполнялась настоящая работа.

Измерения абсолютного значения кондактанса слоев графена проводились на частотах от 300 ГГц до 1000 ГГц и в интервале температур от 5 К до 300 К. Терагерцовые измерения были дополнены измерениями в далёкой инфракрасной области, которые выполнялись на фурье-спектрометре, что позволило определить температурную зависимость частоты рассеяния носителей заряда в графене.

Нами была разработана и реализована квазиоптическая схема, позволяющая измерять спектры терагерцового кондактанса крупномасштабных образцов графена в условиях его p - и/или n -легирования путём приложения внешнего напряжения смещения. Проведены количественные измерения кондактанса однослойного графена в терагерцовой (частоты от 10 см^{-1} до 35 см^{-1}) и в инфракрасной (частоты до 500 см^{-1}) областях спектра. Установлено, что кондактанс исследованных образцов графена в области терагерцовых частот практически не изменяется во всей температурной области, в то время как в инфракрасной области наблюдаются его значительные температурные изменения. Определена температурная зависимость частоты рассеяния носителей тока в исследованных образцах графена. Показано, что частота рассеяния уменьшается при охлаждении, от 250 см^{-1} при 150 К до 85 см^{-1} при 50 К, что говорит о вкладе фононов в процессы рассеяния носителей тока.

С применением разработанной схемы проведены измерения зависимости терагерцового кондактанса однослойного графена от напряжения смещения. В зависимостях наблюдаются минимумы, отвечающие прохождению уровня Ферми через точку Дирака.

Работа выполнена при поддержке Программы РАН «Сильно коррелированные электроны в твердых телах и структурах» и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России».

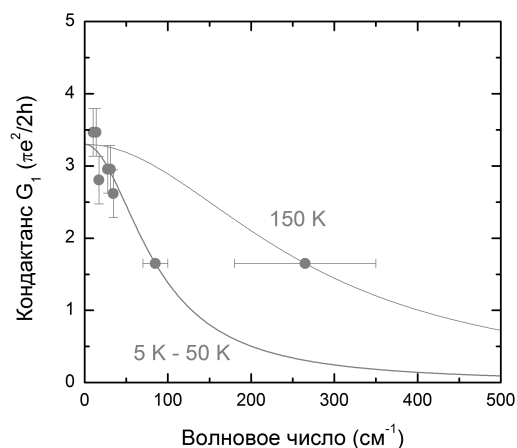


Рис. 1. Частотная зависимость терагерцового и инфракрасного кондуктанса графена при разных температурах. Сплошные линии – обработка по формулам в рамках модели проводимости Друде

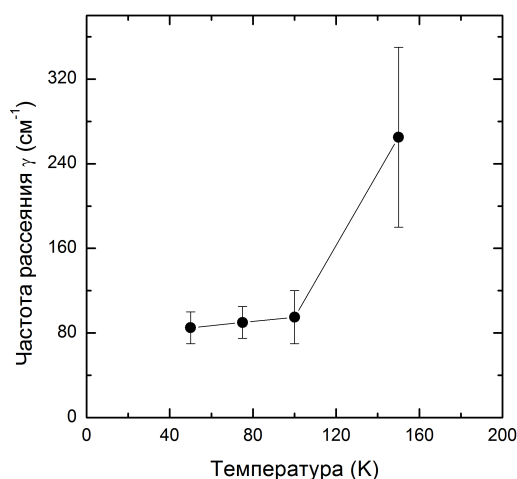


Рис. 2. Температурная зависимость частоты рассеяния носителей заряда в графене на сапфировой подложке, полученная при обработке терагерцового и дальнего инфракрасного спектров кондуктанса

Литература

1. Горшунов Б.П., Волков А.А., Спектор И.Е. Методы терагерцовой-субтерагерцовой ЛОВ-спектроскопии проводящих материалов // Физика твердого тела. – 2008. – Т. 50. – № 11. – С. 1921–1932.

Секция нанооптики и плазмоники

УДК 53.083

Использование графена и оксида графена для биодетектирования, основанного на поверхностном плазмонном резонансе

Ю.В. Стебунов

Московский физико-технический институт (государственный университет)

ystebunov@gmail.com

В настоящее время биодетекторы на основе поверхностного плазмонного резонанса (ППР) используются для изучения биомолекулярных взаимодействий в различных областях [1]. К преимуществам данного метода относят то, что анализ биологических реакций можно осуществлять в реальном времени без использования флуоресцентных, радиоактивных и других меток. При этом устанавливается не только факт протекания конкретной биологической реакции с использованием малых концентраций изучаемых веществ, но и получение кинетических данных о самой реакции, таких как константы ассоциации и диссоциации. В последние два года усилился интерес к использованию графена для улучшения характеристик биодетекторов на основе ППР [2–4]. Было показано, что чувствительность биодетектирования может быть улучшена за счет оптических свойств графена [2], лучшей адсорбции биомолекул на поверхности графена [3] по сравнению с адсорбцией на другие биологические слои и за счет возможности реализации биодетектирования с использованием серебряных пленок для возбуждения плазмонного резонанса [4].

В данной работе использовались биологические чипы, представляющие собой стандартные для данного метода структуры на основе тонких золотых пленок. На поверхность этих чипов наносились из раствора тонкие пленки графена и оксида графена. Также использовались чипы, на поверхность которых был нанесен графен, выращенный методом осаждения из паровой фазы, при помощи адгезивной ленты. Экспериментально получены оптимальные значения толщин наносимых пленок, при которых достигаются высокие значения чувствительности при сохранении приемлемых значений дрейфа сигнала и предела обнаружения детектируемого вещества в ходе выполнения измерений. Также экспериментально изучена адсорбция биологических молекул – олигонуклеотидов на поверхности биологических чипов. Можно утверждать, что полученные поверхности являются хорошим адсорбентом для биомолекул и адсорбционные свойства пленок графена и оксида графена эквивалентны или лучше свойств карбоксилированного декстрана и самоорганизующихся монослоев тиолов, что также было показано ранее [4]. Вместе с тем обнаружено, что после адсорбции олигонуклеотиды становятся неактивными для дальнейшего взаимодействия с комплементарными олигонуклеотидами, что делает невозможным использование биологических чипов для изучения специфических взаимодействий методом ППР.

В данной работе впервые предложена структура биологического чипа на основе тонких пленок графена и оксида графена, позволяющая исследовать кинетику специ-

фических взаимодействий методом поверхностного плазмонного резонанса. Биочипы на основе графена и оксида графена являются химически активными в реакциях с большинством биологических молекул и не требуют разработки специальных методов осаждения биологических молекул на чип. При этом показано, что высокая химическая активность графена и оксида графена при адсорбции на него биологических молекул позволяет исключить при последующем использовании биочипов неспецифические взаимодействия. Также преимуществом использования биочипов на основе графена и оксида графена является возможность создания метода регенерации их поверхностей, который позволит использовать эти биочипы многократно для выполнения различных измерений.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (12-07-00592-а, 11-07-00505 и 10-07-00618-а) и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы» (14.740.11.1412 и 14.740.11.0888).

Литература

1. Handbook of Surface Plasmon Resonance / ed. by R.B.M. Schasfoort, A.J. Tudos. – Cambridge: RCS Publishing, 2008. – 408 p.
2. Wu L. [et al.]. Highly sensitive graphene biosensors based on surface plasmon resonance // Optics Express. – 2010. – V. 18. – P. 395–400.
3. Choi S.H. [et al.]. Graphene-on-silver substrates for sensitive surface plasmon resonance imaging biosensors // Optics Express. – 2011. – V. 9. – P. 458–466.
4. Wijaya E. [et al.]. Graphene-based high-performance surface plasmon resonance biosensors // Proc. of SPIE. – 2012. – V. 8424.

УДК 535.015

Поглощение и рассеяние света гибридными металлоорганическими наночастицами: эффекты формы и размера

В.В. Воробьев¹, А.С. Медведев¹, А.Д. Кондорский^{1,2}, В.С. Лебедев^{1,2}

¹Московский физико-технический институт (государственный университет), ²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
mrvorobus@gmail.com

В настоящее время в ведущих научных центрах интенсивно проводятся исследования композитных наноразмерных систем. Это вызвано тем, что обнаруженные в таких системах и созданных на их основе материалах физические явления представляют фундаментальный интерес для нанооптики и для разработки фотонных устройств нового поколения. Целью настоящей работы является изучение оптических свойств металлоорганических наночастиц различной формы и размеров. В качестве конкретных объектов исследования выбраны гибридные наночастицы, состоящие из металлического ядра и внешней оболочки органического красителя в *J*-агрегатном состоянии. Основной акцент сделан на изучении влияния формы, размеров и оптических констант материалов ядра и оболочки на спектральные характеристики и эффективность плазмон-экситонного взаимодействия в таких системах. Наряду с этим нами исследованы оптические свойства трехслойных металлоорганических наночастиц, между ядром и оболочкой которых имеется промежуточный пассивный диэлектрический слой. При этом изучено влияние пространственного разделения металлического ядра и органической оболочки на величину и характер связи локализованных плазмонов с экситонами Френкеля.

Расчеты сечений поглощения и рассеяния света такими частицами выполнены нами для длин волн излучения от ИК- до ближней УФ-области. Геометрические параметры систем изменялись в широком диапазоне: длины полуосей частиц от 3 нм до 100 нм, толщина органической оболочки – от 1 нм до 10 нм, толщина промежуточного слоя трехкомпонентных частиц от 1 нм до 10 нм. В результате проведенного анализа для металлоорганических наночастиц сфероидальной формы были обнаружены новые закономерности в спектрах фотопоглощения и в характере плазмон-экситонной связи по сравнению с рассмотренным ранее случаем сферической геометрии [1, 2]. Установлено, в частности, что ассоциированный с локализованным плазмоном пик поглощения расщепляется на две независимые компоненты, спектральные положения которых существенно зависят от значений диэлектрических констант металлического ядра и положений пиков поглощения красителя в J -полосе. Распределение интенсивностей в максимумах спектральных пиков фотопоглощения является результатом взаимодействия френкелевского экситона с продольным и поперечным плазмонами в ядре частицы. Нами детально исследованы зависимости положений спектральных пиков и интенсивностей поглощения в максимумах от величины силы осциллятора перехода в J -полосе красителя органической оболочки частицы. Показано, что эта величина весьма существенным образом управляет характером и величиной константы плазмон-экситонной связи в исследуемой наносистеме и, как следствие, в значительной мере определяет вид спектров и эффективность фотопоглощения гибридных металлоорганических наночастиц.

При теоретическом анализе оптических свойств трехкомпонентных металлоорганических наночастиц нами также обнаружены новые закономерности в спектрах фотопоглощения. Варьирование толщины spacer диэлектрической прокладки создает дополнительную возможность (по сравнению со случаем двухслойных частиц: металл/ J -агрегат) влиять на величину и характер электромагнитной связи ядра и оболочки и тем самым модифицировать спектральные характеристики гибридной наносистемы. Это наглядно показано на примере частиц Ag/TMA/ J -агрегата с серебряным ядром, оболочкой цианинового красителя ТС и органического слоя TMA с показателем преломления $n = 1.5$. При увеличении значения t сначала один из пиков поглощения (наиболее интенсивный) немного смещается в коротковолновую область спектра практически без изменения амплитуды. Другой пик смещается в ту же сторону, но значительно сильнее, а его амплитуда при этом уменьшается практически до нуля. Дальнейшее увеличение толщины t приводит к возникновению двух новых практически не сдвигающихся пиков, амплитуда которых растет. Положение правого максимума совпадает с положением максимума J -полосы поглощения ТС-красителя. Центральный пик (изначально ассоциировавшийся с плазмонным резонансом в металлическом ядре) при увеличении значения t продолжает сдвигаться в коротковолновую область спектра и уменьшаться по амплитуде. Это свидетельствует об ослаблении плазмон-экситонного взаимодействия при увеличении толщины промежуточного слоя между металлическим ядром и J -агрегатной оболочкой.

Литература

1. *Lebedev V.S., Vitukhnovsky A.G., Yoshida A., Kometani N., Yonezawa Y.* Colloids and Surfaces A // Physicochem. Eng. Aspects. – 2008. – V. 326. – P. 204.
2. *Лебедев В.С., Медведев А.С.* Эффекты плазмон-экситонного взаимодействия при поглощении и рассеянии света двухслойными наночастицами металл/ J -агрегат // Квантовая Электроника. – 2012. – Т. 42, № 8. – С. 701–713.

УДК 535.422

Численный алгоритм точного расчета множественного рассеяния электромагнитных волн, линейный по числу рассеивающих частиц

А.А. Щербаков¹, А.В. Тищенко^{1,2}

¹Московский физико-технический институт (государственный университет),

²Университет г. Лион

shch-mipt@mail.ru

Метод Т-матриц расчета множественного рассеяния электромагнитных волн, впервые введенный в работе [1], в настоящее время является одним из наиболее продуктивных и широко распространенных методов анализа сложных оптических рассеивающих сред. Большинство разработок и применений метода можно найти в обзорах [2] и [3]. Использование Т-матриц потенциально позволяет рассчитывать очень большие группы рассеивающих объектов, и возможности счета при этом, как правило, ограничены только имеющимися вычислительными ресурсами. Численные алгоритмы решения результирующих систем уравнений решаются с помощью различных итеративных схем, основная часть которых имеют вычислительную сложность $O(N_S^2)$, где N_S – число рассеивающих частиц.

В работах [4, 5] был разработан способ уменьшения сложности расчета относительно числа рассеивателей N_S путем разбиения группы рассеивающих частиц на подгруппы и последующего рекурсивного пересчета Т-матриц. Показано, что данный подход имеет вычислительную сложность $O(N_S^\alpha)$, где $1 < \alpha < 2$ (в частности, в примере, приведенном в работе [5], коэффициент $\alpha = 7/3$). Другой возможный подход уменьшения сложности был представлен в [6] и заключается в применении метода бисопряженных градиентов в связке с преобразованием Фурье, что дает результирующую сложность $O(N_S \log N_S)$. Однако недостатком последнего подхода является необходимость располагать рассеиватели в узлах эквидистантной пространственной сетки.

В данной работе предложена формулировка метода Т-матриц, позволяющая производить расчет с вычислительными затратами времени и памяти, линейными относительно N_S . Данный результат достигнут благодаря введению дополнительных трансляций полей относительно начала отсчета глобальной системы координат. Вводя модифицированные векторы падающих на каждую частицу полей: $\tilde{E}_i^{inc} = R_{0i} E_i^{inc}$ и Т-матрицу: $\tilde{T}_i = R_{0i} T_i R_{i0}$ (здесь T_i – матрица i -й частицы), где R_{ji} обозначают матрицы переноса гармоник полей из системы координат i -й частицы в систему координат j -й частицы, индекс «0» – глобальную систему координат, результирующая система уравнений записывается как

$$\tilde{E}_i^{inc} - \sum_{j \neq i} \tilde{T}_j \tilde{E}_j^{inc} = \tilde{A}_{ij} \tilde{E}_j^{inc} = E_0^{ext}, \quad (1)$$

а вектор амплитуд гармоник рассеянного поля —

$$E^{sca} = \sum_i \tilde{T}_i \tilde{E}_i^{inc} = \sum_i \tilde{T}_i \left(\tilde{A}^{-1} E_0^{ext} \right)_i. \quad (2)$$

Численную сложность решения (1) и (2) определяет сложность обращения матрицы \tilde{A} , которое выполняется итеративным методом, требующим производить матрично-векторное умножение на каждой итерации. В данном контексте заметим,

что все строки матрицы \tilde{A}_{ij} почти одинаковы:

$$\tilde{A}_{ij} = \begin{cases} I, & i = j, \\ -\tilde{T}_i, & i \neq j. \end{cases} \quad (3)$$

Тогда выполнение умножения матрицы (3) на вектор может быть произведено только с помощью $O(N_S)$ различных умножений. Это приводит к тому, что и сложность всего метода становится равной $O(N_S)$.

Работа выполнена при частичной поддержке Минобрнауки (ГК № 14.740.11.0939).

Литература

1. *Waterman P.C.* Symmetry, unitarity, and geometry in electromagnetic scattering // *Phys. Rev. D.* – 1971. – V. 3. – P. 825–839.
2. *Mishchenko M.I., Travis L.D., Mackowski D.W.* T-matrix computations of light scattering by nonspherical particles: a review // *JQSRT.* – 1996 – V. 55. – P. 535–575.
3. *Mishchenko M.I., Travis L.D., Hovenier J.W.* Light scattering by nonspherical particles: theory, measurements, and applications. – San Diego: Academic Press, 2000.
4. *Chew W.C. [et. al.]*. A generalized recursive algorithm for wave-scattering solutions in two dimensions // *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* – 1992. – V. 40. – P. 716–722.
5. *Sahin A., Miller E.L.* Recursive T-matrix methods for scattering from multiple dielectric and metallic objects // *IEEE Trans. Ant. Propag.* – 1998. – V. 46. – P. 672.
6. *Lin J.H., Chew W.C.* BiCG-FFT T-matrix method for solving for the scattering solution from inhomogeneous bodies // *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* – 1996. – V. 44. – P. 1150.

УДК 53.083

Плазмонный спектрофотометр

Я.В. Лесничий, Ю.В. Стебунов

Московский физико-технический институт (государственный университет)

fizikdaos@mail.ru

На протяжении последних 30 лет было предложено множество различных схем для биодетектирования на основе поверхностного плазмонного резонанса (ППР). Однако чувствительность современных биодетекторов на основе ППР фактически ограничена тепловыми шумами. При прокачивании жидкости вдоль слайда с активным слоем неизбежно возникают тепловые флуктуации. Показатель преломления воды зависит от температуры, поэтому возникают флуктуации показателя преломления исследуемой жидкости и, как следствие, флуктуации сигнала с биодетектора. При работе данной конструкции в качестве биодетектора информация для всех длин волн позволяет избавиться от тепловых шумов путем нормировки на дисперсию воды, так как дисперсия воды значительно отличается от дисперсии белков. В отличие от существующих биодетекторов в конструкцию устройства спектрофотометра введена цилиндрическая линза, используется только один диспергирующий элемент и вместо набора фотодиодных линеек применяется матрица фотоэлементов (рис. 1). Цилиндрическая линза формирует сходящийся пучок света с непрерывным спектром на отражающем элементе устройства нарушенного полного внутреннего отражения таким образом, что обеспечивается необходимый диапазон углов падения света на слайд. Отраженный свет затем раскладывается диспергирующим элементом и фокусирующим объективом формируется изображение на фотоматрице, где каждой строке пикселей соответствует определенная длина волны, а каждому столбцу — определенный

угол падения. Предложенное техническое решение не содержит движущихся частей, в процессе измерения световое пятно на слайде остается неподвижным. Это позволяет существенно повысить точность измерения поверхностного плазмонного резонанса и, что более важно, детектировать его малые изменения. Изображение, полученное с фотоматрицы, после соответствующей обработки и калибровки позволяет получить более точную спектральную характеристику исследуемого вещества на слайде. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (12-07-00592-а, 11-07-12072-офи-м и 10-07-00618-а) и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы (14.740.11.1388 и 14.740.11.0888).

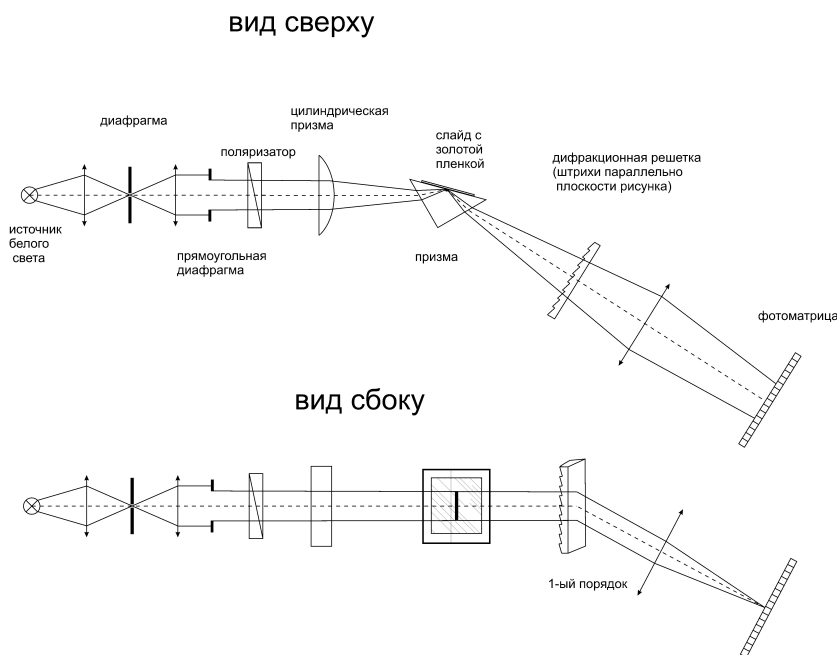


Рис. 1. Принципиальная схема плазмонного спектрофотометра

УДК 535.016

Проблемы создания усилителя плазмонов с электрической накачкой

Д.Ю. Федянин

Московский физико-технический институт (государственный университет)

d.yu.fedyanin@gmail.com

Одной из главных проблем в современной плазмонике является сильное поглощение, связанное с омическими потерями в металле. Для преодоления этого барьера необходимо компенсировать эти потери. В последние несколько лет предложен ряд схем усиления поверхностных плазмон-поляритонов (ППП), однако все они основаны на оптической накачке, которая не только обладает низкой энергоэффективностью, но и требует высокогабаритного внешнего импульсного лазера. По этой причине нужен переход к электрической накачке, что сопряжено с рядом фундаментальных проблем, связанных как с оптическими, так и с электрическими свойствами полупроводников. Обсуждению этих проблем и путей их решений посвящен доклад.

Секция теоретической физики

УДК 530.145

Временная эволюция квантовых систем в томографическом представлении

Д.Б. Лемешевский

Московский физико-технический институт (государственный университет)

d.lemeshevskiy@gmail.com

Томографическое представление квантовой механики впервые было сформулировано в работах [1, 2]. В этом представлении состояния квантовых систем описываются с помощью действительной, положительно определенной и нормированной функции, называемой томограммой, или томографическим распределением вероятности, квантового состояния. Более того, томограмма фактически является напрямую измеримой величиной в экспериментах квантовой оптики [3].

Эволюционное уравнение для томографического распределения вероятности было впервые записано в работе [4]. Отдельный интерес представляет исследование квантовых систем с квадратичным гамильтонианом. В этом случае уравнение эволюции квантовой томограммы сводится к линейному уравнению первого порядка в частных производных, решение которого представляет собой тривиальную задачу.

Примером квантовой системы с квадратичным гамильтонианом является гармонический осциллятор с внешним вынуждением. Задача об эволюции состояний такой системы была последовательно решена в работах [5], где было дано решение в нескольких представлениях квантовой механики, включая ставшее классическим представление волновых функций Шредингера, а также томографическое представление. В ходе исследования данной задачи находились различные представления оператора эволюции, или, что то же самое, функции Грина различных эволюционных уравнений. Также изучались преобразования этих представлений оператора эволюции.

Особый интерес представляет выявленный факт неоднозначности записи представления оператора эволюции в томографической интерпретации. Было получено две формы записи — одна из решения эволюционного уравнения, и другая — путем преобразования из представления Шредингера, которые заметно отличаются друг от друга. Но, несмотря на это, можно показать, и это представляет основной интерес данного доклада, что математически различные формы записи представления оператора эволюции определяют одно и то же развитие во времени произвольного начального состояния квантовой системы.

Корни такой неоднозначности лежат в дополнительных требованиях, накладываемых на функцию, описывающую томографическое распределение вероятности, а именно: требование однородности степени -1 по всем переменным.

Литература

1. Mancini S., Man'ko V.I., Tombesi P. Symplectic tomography as classical approach to quantum systems // Phys. Lett. A. – 1996. – V. 213. – P. 1–6.

2. *D'Ariano G.M., Mancini S., Man'ko V.I., Tombesi P.* Reconstructing the density operator by using generalized field quadratures // J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. – 1996. – V. 8. – P. 1017.
3. *Smithey D.T., Beck M., Raymer M.G., Faridani A.* Measurement of the Wigner Distribution and the Density Matrix of a Light Mode Using Optical Homodyne Tomography: Application to Squeezed States and the Vacuum // Phys. Rev. Lett. – 1993. – V. 70. – P. 1244.
4. *Mancini S., Man'ko V.I., Tombesi P.* Classical-Like Description of Quantum Dynamics by Means of Symplectic Tomography // Found. Phys. – 1997. – V. 27. – P. 801.
5. *Lemeshevskiy D.B., Man'ko V.I.* The driven-oscillator evolution in the tomographic-probability representation // J. Russ. Laser Res. – 2012. – V. 33. – P. 110.

УДК 523.9-337-46

Влияние меридиональных потоков плазмы на длительность цикла магнитной активности Солнца

Е.П. Попова

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

popovaelp@mail.ru

В звездах, планетах и галактиках происходит генерация магнитных полей. Считается, что формирование самоподдерживающегося магнитного поля в звездах и планетах происходит за счет работы механизма динамо, который основан на совместном действии дифференциального вращения и альфа-эффекта. Такое представление дает решение уравнений динамо в виде волн тороидального поля, простирающегося от средних широт к экватору. В докладе предложена разновидность метода ВКБ для асимптотического решения соответствующих уравнений динамо Паркера с учетом меридиональных потоков плазмы для одного и двух слоев. Показано, что рост интенсивности меридионального потока вещества замедляет распространение динамоволн. Минимум магнитной солнечной активности может произойти в случае большой интенсивности меридиональной циркуляции в обоих слоях. Если меридиональная циркуляция интенсивна в обоих слоях, то соотношение коэффициентов диффузии для реализации 11-летнего цикла может приблизиться к 1 и даже стать еще меньше. Наиболее реалистичным предполагается соотношение коэффициентов диффузии от 0.5 до 2. Для такого случая меридиональная циркуляция во внешнем слое должна быть порядка 0.1 град/сут, что не противоречит наблюдательным данным для поверхностной меридиональной циркуляции. При этом меридиональная циркуляция во внутреннем слое должна быть по модулю не больше 0.1 град/сут.

Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований 10-02-00960, 12-02-00170, 12-02-00884 и 12-02-31128.

УДК 519.72+530.145

Трёхкубитовые квантовые каналы, аннигилирующие перепутанность

А.А. Мельников^{1,2}, С.Н. Филиппов^{1,2}

¹Московский физико-технический институт (государственный университет),

²Физико-технологический институт РАН

sergey.filippov@phystech.edu

При рассмотрении динамики квантовых систем, взаимодействующих с окружением, обычно используют явный вид гамильтониана взаимодействия и соответству-

ющего ему оператора эволюции (для системы и окружения), а затем берут частичный след по окружению. Начальное состояние системы, описываемое оператором плотности ρ_{in} , при этом отображается в $\rho_{out} = E_t[\rho_{in}]$, где E_t – квантовый канал, с математической точки зрения представляющий собой вполне положительное, сохраняющее след отображение. Согласно теореме Стайнспринга [1] для любого такого отображения E можно найти такие начальное состояние окружения ξ и оператор эволюции U , что $E[\rho] = \text{tr}(U(\rho \otimes \xi)U^\dagger)$ для всех ρ . Поэтому мы рассматриваем самый общий вид динамики, задаваемый каналом E . В работе исследуется динамика трёхкубитовых состояний ρ_{123} при действии на них локального квантового канала $E_1 \otimes E_2 \otimes E_3$, причём основное внимание уделяется динамическому поведению специфического свойства перепутанности. Перепутанность состояния ρ_{123} означает, что его невозможно представить в виде выпуклой суммы $\sum_i p_i \rho_i^{(1)} \otimes \rho_i^{(2)} \otimes \rho_i^{(3)}$.

Понятие аннигиляции перепутанности каналом E , введённое в работе [2], означает, что $E[\rho_{123}]$ есть сепарабельное состояние подсистем 1, 2 и 3 для любого входного состояния ρ_{123} . Двухкубитные каналы, аннигилирующие перепутанность, были рассмотрены в работах [3, 4], а детальный анализ трёхкубитного случая представлен в настоящей работе.

Пусть $E = E_1 \otimes E_2 \otimes E_3$, где $E_j[X] = q_j X + (1 - q_j)\text{tr}[X]\frac{1}{2}I$ – деполяризующий канал, $q_j \in [-\frac{1}{3}, 1]$. Перепутанность выходного состояния $E[\rho_{123}]$ может быть обнаружена по отсутствию положительной определённости у оператора $(E[\rho_{123}])^\Gamma$, где Γ обозначает частичное транспонирование (РРТ) для одной из подсистем. Если $q_1 = q_2 = q_3 \equiv q$, то квантовый шум для всех подсистем одинаков, и зависимость минимального главного минора матрицы $(E[\rho_{123}])^\Gamma$ от q представлена на рис. 1а. Легко видеть отсутствие аннигиляции перепутанности при $q > 0.56$. Если же $q_1 = 1$, но q_2 и q_3 могут принимать произвольные значения, то диаграмма аннигиляции перепутанности по отношению к разбиению 1+2|3 представлена на рис. 1б. При $q_3 = 1$ канал имеет вид $E = Id \otimes E_2 \otimes Id$ и поэтому может сохранять перепутанность 1-го и 3-го кубитов при любом q_2 . При $q_3 \leq \frac{1}{3}$ канал становится разрушающим перепутанность. В докладе также будут рассмотрены другие разбиения и проведена классификация трёхкубитных деполяризующих каналов по отношению к рангу Шмидта выходных состояний.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 12-02-31524 мол_а. С.Н.Ф. также благодарен за поддержку Фонду некоммерческих программ «Династия», Министерству образования и науки Российской Федерации в рамках проектов 2.1759.2011, 07.524.12.4019 и 14.740.11.1257.

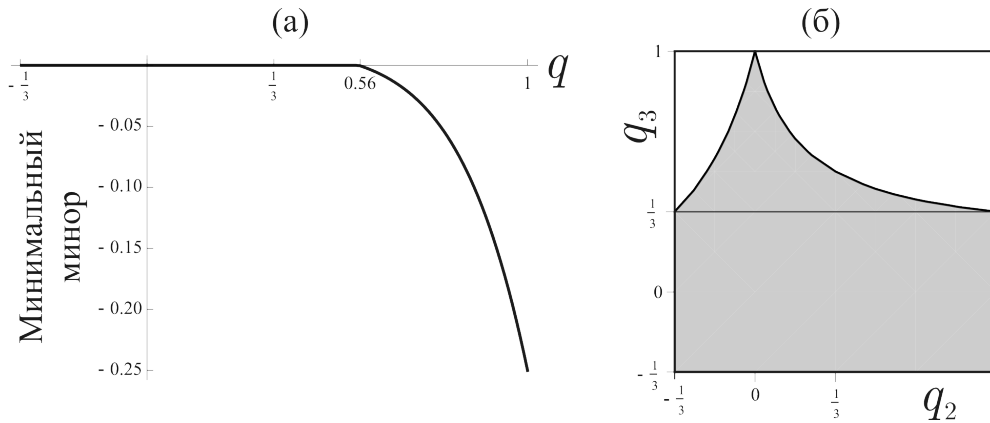


Рис. 1. Сохранение перепутанности трёхкубитных состояний при действии на них локальных деполаризующих каналов $E_1 \otimes E_2 \otimes E_3$: (а) $q_1 = q_2 = q_3 \equiv q > 0.56$; (б) $q_1 = 1$, q_2 и q_3 вне закрашенной области

Литература

1. *Stinespring W.F.* Positive functions on C^* -algebras // Proceedings of the American Mathematical Society. – 1955. – V. 6, N 2. – P. 211–216.
2. *Moravchikova L., Ziman M.* Entanglement-annihilating and entanglement-breaking channels // Journal of Physics A. – 2010. – V. 43. – P. 275306.
3. *Филиппов С.Н.* Положительные и вполне положительные отображения в задаче нахождения квантовых каналов, разрушающих или аннигилирующих сцепленность // Труды 54-й научной конференции МФТИ «Проблемы фундаментальных и прикладных естественных и технических наук в современном информационном обществе». Управление и прикладная математика. Т. 1. – М.: МФТИ, 2011. – С. 30–31.
4. *Filippov S.N., Rybar T., Ziman M.* Local two-qubit entanglement-annihilating channels // Physical Review A. – 2012. – V. 85. – P. 012303.

УДК 538.955

Фрустрированная двумерная модель Гейзенберга с произвольными знаками обменных констант

А.В. Шварцберг¹, А.В. Михеенков^{1,2}, А.Ф. Барабанов²

¹Московский физико-технический институт (государственный университет), ²Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН
a.v.shvartsberg@gmail.com

Изучение двумерной фрустрированной модели Гейзенберга является важным аспектом более общей проблемы квантовых фазовых переходов. Относительно привычной квазиклассической картины квантовые флуктуации могут переводить систему из упорядоченного состояния в состояние спин-жидкостного типа [1]. В спиновой жидкости восстанавливается $SU(2)$ симметрия гамильтониана. Вблизи точки квантового фазового перехода ($J_2/J_1 = 0,5$) остается открытым вопрос о наличии фаз с нарушением трансляционной симметрии. С экспериментальной точки зрения, модель описывает слоистые квазидвумерные соединения – ВТСП купраты и ванадаты, при этом могут реализовываться как случаи антиферромагнитных (положительных) констант, так и случаи, когда одна из констант связи является ферромагнитной.

В работе в рамках единого подхода (сферически симметричный самосогласованный подход, см. [2, 3, 4]) рассмотрена фрустрированная модель Гейзенберга как с

антиферромагнитным, так и с ферромагнитным первым обменом. Данный подход сводится к замыканию уравнений движения для двухвременных запаздывающих спин-спиновых функций Грина на втором шаге, что приводит к системе самосогласованных уравнений для спин-спиновых корреляционных функций. Метод позволяет точно соблюсти спиновый констрейнт на узле, а также, в отличие от альтернативных подходов, соблюсти условия теорем Маршалла и Мермина–Вагнера. Кроме того, он позволяет описать как спин-жидкостную фазу, так и все фазы с дальним порядком.

Для различных значений температур построены зависимости корреляционных функций и среднеузельной энергии от соотношения обменных констант. Получены границы состояний со спиновым дальним порядком, а также величины спиновых конденсатов в этих состояниях.

Рассмотрено также обобщение фрустрированной модели Гейзенберга на случай, в котором учитывается обмен между третьими ближайшими соседями – J1–J2–J3-модель. Для этого случая при ферромагнитном первом обмене построена фазовая диаграмма основного состояния системы. Полученная фазовая диаграмма согласуется с данными кластерных расчетов [5]. Показано, что спектр спиновых возбуждений вблизи границы ферромагнитной фазы имеет нетривиальный вид с большими бездисперсионными областями. Изучена эволюция ферромагнитного состояния вблизи точки потери дальнего порядка. Область с ферромагнитным дальним порядком характеризуется спин-спиновыми корреляционными функциями, не зависящими от расстояния между узлами.

Литература

1. *Sachdev S.* Quantum magnetism and criticality // *Nature physics.* – 2008. – N 4. – P. 173–185.
2. *Shimahara H., Takada S.* Green's Function Theory of the Two-Dimensional Heisenberg Model – Spin Wave in Short Range Order // *J. Phys. Soc. Jpn.* – 1991. – V. 60. – P. 2394–2405.
3. *Барабанов А.Ф., Михеенков А.В., Шварцберг А.В.* Фрустрированный J1–J2–J3 квантовый двумерный антиферромагнетик в сферически-симметричном самосогласованном подходе // *Теор. мат. физ.* – 2011. – Т. 168, № 3. – С. 389–416.
4. *Mikheyenkov A.V., Barabanov A.F., Shvartsberg A.V.* On the coexistence of different types of long-range order in the strongly frustrated two-dimensional Heisenberg model // *Sol. St. Comm.* – 2012. – V. 152. – P. 831–834.
5. *Sindzingre P., Shannon N., Motoi T.* Phase diagram of the spin-1/2 J1–J2–J3 Heisenberg model on the square lattice // *J. Phys. Conf. Ser.* – 2010. – V. 200, N 2. – P. 022058–022062.

УДК 539.12.01

Размерная редукция в первично-квантованном БРСТ-подходе к свободным полям

А.А. Чекменёв^{1,2}, М.А. Григорьев²

¹Московский физико-технический институт (государственный университет), ²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
aachekmenev@gmail.com

Калибровочные теории полей высших ($s > 2$) спинов привлекают значительное внимание в последнее время. Будучи интересной темой самой по себе, задача описания свободных и взаимодействующих полей высших спинов важна ввиду её тесной

связи с теорией струн. Даже для свободных полей задача построения калибровочно-инвариантного лагранжева описания, в общем случае, весьма нетривиальна. В настоящей момент известны описания полей высших спинов, распространяющихся в пространствах Минковского, де Ситтера и анти-де-Ситтера.

Заметим, что описание свободных безмассовых полей в четырёхмерном пространстве-времени особенно просто, так как безмассовые неприводимые представления специальной ортохронной группы Лоренца $SO_{\uparrow}(1,3)$ исчерпываются абсолютно симметричными тензорами [1]. При более высокой размерности допустимы варианты смешанной симметрии.

Лагранжева формулировка для массивных полей произвольного целого спина была впервые получена Сингхом и Хагеном [2]. Изучая соответствующий безмассовый предел, Фронсдал получил ковариантные лагранжианы для безмассовых полей произвольного целого спина [3].

В данной работе строится лагранжево БРСТ-описание [4] массивных полей произвольной симметрии в пространстве Минковского методом размерной редукции [5] безмассовой системы. В качестве отправной точки редукции рассматривается первично-квантованная система, являющаяся «обрезанием» открытой бозонной струны в пределе нулевого натяжения ($\alpha' \rightarrow \infty$), впервые рассмотренная в [6].

Редукция производится на уровне БРСТ-оператора, что явно гарантирует согласованность редукции лагранжиана и калибровочных преобразований. Предложенный подход также позволяет легко контролировать действительность полей.

Показано, что пространство когомологий редуцированного БРСТ-оператора есть пространство неприводимого представления группы Пуанкаре, и потому полученная система действительно описывает массивное поле.

Литература

1. *Wigner E.* On unitary representations of the inhomogeneous Lorentz group // *Annals of Mathematics.* – 1939. – V. 40. – P. 149–204.
2. *Fronsdal C.* Massless fields with integer spin // *Phys. Rev. D.* – 1978. – V. 18. – P. 3624–3629.
3. *Singh L.P.S., Hagen C.R.* Lagrangian formulation for arbitrary spin. I. The boson case // *Phys. Rev. D.* – 1974. – V. 9. – P. 898–909.
4. *Henneaux M., Teitelboim C.* Quantization of Gauge Systems // *Princeton University Press.* – 1992. – P. 552.
5. *Fotopoulos A., Tsulaia M.* Gauge Invariant Lagrangians for Free and Interacting Higher Spin Fields. A Review of the BRST Formulation // *Int. J. Mod. Phys. A.* – 2009. – V. 24. – P. 1–60.
6. *Bengtsson A.K.H.* A unified action for higher spin gauge bosons from covariant string theory // *Phys. Lett. B.* – 1986. – V. 182. – P. 321–325.

УДК 53

Полностью асимметричный процесс с исключенным объемом с обобщенным правилом обновления

А.Е. Дербышев, В.Б. Приезжев, А.М. Поволоцкий, С.С. Погосян

Объединённый институт ядерных исследований

andreyderbishev@yandex.ru

Системы частиц со стохастической динамикой и исключаяющими взаимодействиями изучались на протяжении долгого времени в статистической механике. Несмотря

на их простоту, известно относительно мало точно решаемых моделей. Одной из таких моделей является полностью асимметричный процесс с исключением (TASEP). TASEP определяется следующим образом: P частиц двигаются слева направо на одномерной решетке в дискретном времени. На каждом шагу дискретного времени каждая частица может сделать один шаг вперед с вероятностью p или стоять с вероятностью $1 - p$ при условии, что следующая ячейка свободна в течение шага по времени. Если следующая ячейка занята в течение шага по времени, то частица стоит с вероятностью 1. TASEP был впервые предложен [1] в 1968 году для моделирования кинетики синтеза РНК рибосомами. Сейчас так же является одной из основных моделей трафика как транспортного, так и биофизического. Также возможно моделирование фронтов процессов горения, затвердевания.

В работе [2] была получена функция Грина для процесса, обобщающего ранее изученные модификации TASEP с параллельным и последовательным обновлением. Рассмотренный процесс формулируется следующим образом: P частиц двигаются слева направо на 1D-решетке. На каждом шагу дискретного времени каждая частица может сделать один шаг вперед с вероятностью ν или стоять с вероятностью $1 - \nu$ при условии, что следующая ячейка свободна в течение шага по времени. Если следующая ячейка занята в течении шага по времени, то частица стоит с вероятностью 1, если рядом стоят 2 частицы и передняя совершает прыжок, то вторая частица прыгает вероятностью $(1 + \nu)p$.

При значении управляющего параметра $\nu = 0$ процесс переходит в TASEP с последовательным обновлением, при $\nu = -1$ – в TASEP с параллельным обновлением, а при $\nu > 0$ возникает эффективное притяжение между частицами.

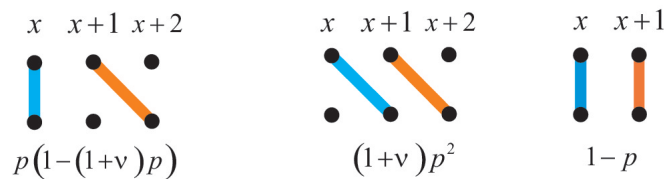


Рис. 1. Обобщение правил обновления в TASEP

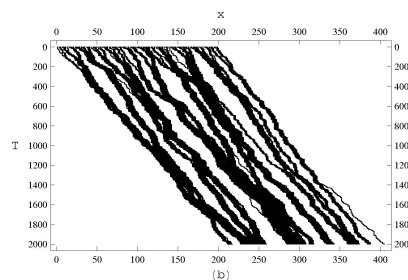


Рис. 2. Типичные траектории частиц. Моделирование при $N = 100$, $p = 0.1$, $\nu = 8.95$

Литература

1. *MacDonald C.T., Gibbs J.H., Pipkin A.C.* Kinetics of Biopolymerization on Nucleic Acid Templates // *Biopolymers*. – 1968. – V. 6. – P. 1–25.
2. *Derbyshev A.E., Poghosyan S.S., Povolotsky A.M., Priezhev V.B.* The totally asymmetric exclusion process with generalized update // *J. Stat. Mech.* – 2012. – P. 05014.

УДК 534.222.2

Связанные состояния частицы в дельта-потенциале в вероятностном представлении квантовой механики

И.В. Дудинец

Институт космических исследований РАН, Московский физико-технический институт
(государственный университет)
dudinecIvanVas@yandex.ru

Целью данной работы является нахождение томограммы и функции Вигнера в дельта-потенциале.

Рассмотрены три задачи.

1. $V(x) = -\chi_0\delta(x)$.
2. $V(x) = -\chi_0(\delta(x-a) + \delta(x+a))$.
3. $V(x) = -\chi_1\delta(x-a) - \chi_2\delta(x+a)$.

Получены решения задач и проведена их проверка.

Литература

1. *Manko V.I., Manko O.V.* Standart quantum mechanics featuring probabilities instead of Wave function // *Yadernaya fizika*. – 2006. – V. 69, N 6. – P. 1113–1117.
2. *Manko V.I., Chikhachev A.S.* Classical-like description of quantum states and propagator For particles in time-independent and dispersing potentials // *Yadernaya fizika*. – 2001. – V. 64, N 8. – P. 1533–1540.

УДК 519.72+530.145

Неделимые квантовые каналы и их микроскопические модели

С.Н. Филиппов

Московский физико-технический институт (государственный университет),
Физико-технологический институт РАН
sergey.filippov@phystech.edu

Понятие квантового канала возникает при описании динамики открытой квантовой системы: начальный оператор плотности системы ρ отображается в оператор плотности $\rho_t \equiv E_t[\rho] = \text{tr}_{\text{env}} \left(U_t(\rho \otimes \xi) U_t^\dagger \right)$, где частичный след берётся по окружению, U_t – оператор эволюции, ξ – начальное состояние окружения. Вполне положительное, сохраняющее след отображение E_t называется квантовым каналом (см., например, [1, 2]). Свойство неделимости канала E означает, что из предположения о возможности представления канала в виде последовательного действия других каналов $E = E_1 \circ E_2$ следует унитарность E_1 или E_2 . На неделимость каналов впервые было обращено внимание в работе [3]. Разделение каналов на делимые и неделимые важно с квантово-информационной точки зрения. Например, стоит задача осуществить желаемое отображение E с помощью некоторого универсального набора каналов (деполяризующий, затухание фазы, аттенюатор, усилитель и др.). Поскольку неделимые каналы не могут быть реализованы в виде последовательного применения других каналов, то для их практического воплощения требуется отдельное устройство. В данном докладе представлена микроскопическая модель реализации неделимых унитарных каналов для кубитов, основанная на работе [4].

В качестве примера рассмотрим кубитный канал $E[\rho] = q_x\sigma_x\rho\sigma_x + q_y\sigma_y\rho\sigma_y + q_z\sigma_z\rho\sigma_z$, где $q_x, q_y, q_z > 0$, $q_x + q_y + q_z = 1$, $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ – матрицы Паули. В работе [3] было показано, что этот канал является неделимым. При $q_x = q_y = q_z = \frac{1}{3}$

канал E является лучшей аппроксимацией универсальной операции NOT. Легко видеть, что канал E реализуется при взаимодействии кубита с кутритным окружением ξ , таким, что $\langle k|\xi|k\rangle = q_k$, и гамильтонианом взаимодействия $H = \alpha(\sigma_x \otimes |x\rangle\langle x| + \sigma_y \otimes |y\rangle\langle y| + \sigma_z \otimes |z\rangle\langle z|)$ (здесь $\{|k\rangle\}_{k=x,y,z}$ – ортонормированный базис в пространстве состояний кутрита). При таком подходе произведение силы взаимодействия α на его длительность t должно равняться $\pi/2$. С другой стороны, желательно разработать микроскопическую модель, где двухуровневая система испытывает соударения со многими частицами-кутритами, в результате каждого из которых состояние кубита меняется на малую величину и «стробоскопически» эволюционирует к конечному состоянию. Такого режима динамики возможно добиться при коррелированном состоянии ξ окружения из n кутритов, таком, что $q_k = \langle k^{\otimes n}|\xi|k^{\otimes n}\rangle$. При $n \rightarrow \infty$ можно записать уравнение динамики оператора плотности в непрерывном виде $\frac{d\rho_t}{dt} = \frac{dE_t}{dt} E_t^{-1}(\rho_t)$, точное решение которого приведено в работе [4]. В докладе обсуждается условие вырожденности канала в процессе эволюции системы, которое обязательно должно иметь место при моделировании универсальной NOT операции.

Рассматриваемая «модель столкновений» может применяться для моделирования не только неделимых каналов, но и любого бистохастического канала для d -мерной системы. Рассмотренные выше неделимые каналы являются наиболее немарковскими, поэтому данная модель двухчастичных взаимодействий имеет широкие границы применимости. В заключение отметим, что требуется дальнейшее исследование влияния физической организации окружения (кубиты, кутриты и т.д.) и типа взаимодействия (контролируемые унитарные, операция обмена и т.д.) на микроскопическую модель динамики квантовых систем.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 12-02-31524 мол_а. Автор также благодарит за поддержку Фонд некоммерческих программ «Династия» и Министерство образования и науки Российской Федерации (проекты 2.1759.2011, 07.524.12.4019 и 14.740.11.1257).

Литература

1. Холево А.С. Квантовые системы, каналы, информация. – М.: МЦНМО, 2010. – 328 с.
2. Heinosaari T., Ziman M. The Mathematical Language of Quantum Theory. – Cambridge: Cambridge University Press, 2012. – 340 p.
3. Wolf M.M., Cirac J.I. Dividing quantum channels // Communications in Mathematical Physics. – 2008. – V. 279. – P. 147–168.
4. Rybar T., Filippov S.N., Ziman M., Buzek V. Simulation of indivisible qubit channels in collision models // Journal of Physics B. – 2012. – V. 45. – P. 154006.

УДК 517.977.5

Управление с помощью измерений и квантовый эффект Зенона

Н.Б. Ильин, А.Н. Печень

Математический институт им. В.А. Стеклова РАН

apechen@gmail.com

В последнее время в связи с развитием экспериментальных возможностей по управлению индивидуальными квантовыми системами [1] возник интерес к применению квантового динамического эффекта Зенона [2] в теории управления. Эффект Зенона [2], [3] подразумевает, в частности, что мы до определенной степени можем

управлять квантовой системой. В [2] доказывалось, что при непрерывном измерении проектора на некоторое состояние, зависящее от времени, система с вероятностью единица остаётся в этом состоянии. В лабораторных условиях сделать непрерывное либо большое количество измерений сложно, так что возникает проблема поиска оптимальной конечной аппроксимации для непрерывной последовательности измерений. В докладе представлены результаты поиска оптимальной дискретной аппроксимации для динамического квантового эффекта Зенона. В этой связи в [4] была рассмотрена система с двумерным пространством состояний и исследована задача нахождения максимума функционала $J[M_1, M_2, \dots, M_n] = \text{tr}(\rho_T P_{\text{target}})$ по всем измерениям M_1, M_2, \dots, M_n , где $\rho_T = M_1 \cdot M_2 \cdot \dots \cdot M_n(\rho_0)$, ρ_0 — матрица плотности в начальный момент времени, P_{target} — проектор на целевое состояние, $M(\rho) = P\rho P + (1 - P)\rho(1 - P)$ — эволюция матрицы плотности под воздействием неселективного измерения величины, заданной проектором P . Максимум $J[M_1, M_2, \dots, M_n]$ равен наибольшей населённости целевого состояния, которую можно создать за время T с помощью n измерений. В [4] было найдено максимальное значение

$$J = \frac{1}{2} \left(1 + \left[\cos \frac{\Delta\varphi}{n+1} \right]^{n+1} \right). \quad (1)$$

Здесь $\delta\varphi$ определяется начальным и целевым состоянием. Например, для системы, описывающей частицу со спином $1/2$, когда начальное состояние — $|\uparrow\rangle$, конечное — $|\downarrow\rangle$, имеем $\Delta\varphi = \pi$. В согласии с динамическим эффектом Зенона $\lim_{n \rightarrow \infty} J_{\text{max}} = 1$. С помощью (1) можно, например, по заданной величине населённости уровня, которую мы желаем получить, найти минимальное необходимое для этого количество измерений. Таким образом, результаты работы [4] открывают возможность экспериментальной проверки и практического использования квантового динамического эффекта Зенона.

Работа поддержана грантами РФФИ 11-01-12114-офи-м-2011, РФФИ 11-01-00828-а, НШ-2928.2012.1.

Литература

1. *Dotsenko I., Bernu J., Deléglise S., Sayrin C., Brune M., Raimond J.-M., Haroche S., Mirrahimi M., Rouchon P.* The quantum Zeno effect and quantum feedback in cavity QED // *Physica Scripta*. — 2010. — N 2010. — P. 014004.
2. *Balachandran A.P., Roy S.M.* Quantum anti-Zeno paradox // *Phys. Rev. Lett.* — 2000. — N 84. — P. 4019.
3. *Sudarshan E.C.G., Misra B.* The Zeno's paradox in quantum theory // *J. Math. Phys.* — 1977. — N 18. — P. 756.
4. *Pechen A.N., Il'in N.B., Shuang F., Rabitz H.* Quantum control by von Neumann measurements // *Phys. Rev. A*. — 2006. — N 74. — P. 052102.

УДК 539.126.3

Система кварк-антикварк в сверхсильном магнитном поле

М.А. Андрейчиков^{1,2}, Б.О. Кербиков^{1,2}, Ю.А. Симонов²

¹Московский физико-технический институт (государственный университет), ²Институт теоретической и экспериментальной физики

andreichicov@mail.ru

В последние годы был достигнут существенный прогресс в физике элементарных частиц в сверхсильных магнитных полях порядка $m_\pi \approx 10^{20} G$ [1]. Столь сильные

магнитные поля могут наблюдаться внутри магнетаров [2] и в процессах столкновения тяжелых ионов на RHIC и LHC [3, 4]. В работе сделана попытка рассчитать из первых принципов спектр нейтральных π_0 и ρ_0 мезонов в магнитном поле. Для записи двухчастичного пропагатора использовалось представление Фейнмана–Фока–Швингера КХД+КЭД [8], потенциал конфайнмента был выражен через коррелятор глюонных полей [8, 10], а также учтен потенциал одноглюонного обмена (цветовой Кулон). Полученный интеграл по траекториям с помощью техники вспомогательных полей (айнбайн) [5, 6] для эффективных масс и потенциала конфайнмента вычислялся с помощью метода стационарной фазы. Таким образом задача свелась к нахождению спектра нерелятивистского двухчастичного гамильтониана в магнитном поле с последующей минимизацией по айнбайн-переменным. Для нахождения спектра гамильтониана использовалось свойство факторизации гамильтониана и техника псевдоимпульса [7, 8]. Полученный спектр для спиновых состояний $\langle u \uparrow, \bar{u} \downarrow \rangle$ (сплошная линия) и $\langle u \uparrow, \bar{u} \uparrow \rangle$ (штрихованная линия) в сравнении с данными решеточных расчетов (круги-[9], квадраты-[10]) показан на рисунке 1. Изображенные на рисунке кривые не являются чистыми с π_0 и ρ_0 состояниями, а являются их смесью (аналогично осцилляциям в эффекте Зеемана). Масса нижнего состояния $\langle u \uparrow, \bar{u} \downarrow \rangle$ при больших полях стремится к нулю – природа этого магнитного коллапса в КХД заключается в сжатии вытянутого вдоль магнитного поля эллипсоида системы – результатом сжатия становится квазиодномерность цветового кулоновского взаимодействия, что приводит к неограниченному уменьшению массы с последующим коллапсом [11].

Литература

1. Proceedings of the international Conference on Physics in Intense Fields (PIF 2010). – November 24–26, 2010 KEK. – Tsukuba, Japan. – <http://atfweb.kek.jp/pif2010>.
2. *Lattimer J.M., Prakash M.* // Phys. Rept. – 2007. – V. 442. – P. 109.
3. *Kharzeev D.E., McLerran L.D., Warringa H.J.* // Nucl. Phys. A. – 2008. – V. 803. – P. 227.
4. *Skokov V., Illarionov A., Toneev V.* // Int. J. Mod. Phys. A. – 2009. – V. 24. – P. 5925.
5. *Brink L., Vecchia P.Di., Howe P.* // Nucl. Phys. B. – 1977. – V. 118. – P. 76.
6. *Kalashnikova Yu.S., Nefediev A.V.* // Phys. At. Nucl. – 1998. – V. 61. – P. 785.
7. *Gor'kov L.P., Dzyaloshinskii I.E.* // Soviet Physics JETP. – 1968. – V. 26. – P. 449.
8. *Avron J.E., Herbst I.W., Simon B.* // Ann. Phys. (NY). – 1978. – V. 114. – P. 431.
9. *Lushevskaya E.V., Larina O.V.* arXiv:1203.5699.
10. *Hidaka Y., Yamamoto A.* arXiv:1209.0007.
11. *Simonov Yu.A., Kerbikov B.O., Andreichikov M.A.* arXiv:1210.0227.

УДК 539.184.3

Ионизация атомов интенсивными аттосекундными импульсами различной формы

А.В. Гец, В.П. Крайнов

Московский физико-технический институт (государственный университет)

agents@inbox.ru

Практическая возможность генерации импульсов электромагнитного излучения аттосекундной длительности была экспериментально продемонстрирована в 2001 г. [1], что стимулировало развитие аттосекундной физики: наблюдения и управления движением электронов на атомных масштабах времени [2]. Импульсы длительностью

около 130 ас со средней энергией фотонов 36 эВ удалось получить в 2006 г. [3]. К 2008 г. достигнута генерация одиночных аттосекундных импульсов короче 100 ас [4].

В данной работе проведено теоретическое рассмотрение ионизации атомов одноцикловыми субфемтосекундными импульсами различной формы с использованием нестационарной теории возмущений 1-го порядка. Получены аналитические выражения для полной вероятности ионизации атома водорода. Проведены численные расчеты для атомов водорода и ксенона (в последнем случае с учетом явления атомного гигантского резонанса 4d-оболочки атома ксенона).

Исследована зависимость полной вероятности ионизации атома как от фазы между несущей и огибающей, так и от формы огибающей. Проведено сравнение для случая четных и нечетных профилей импульсов. Показано, что наличие разрывов огибающей или ее производной (такие функции используются некоторыми авторами в литературе) приводит к существенному увеличению рассчитанной вероятности фотоионизации по сравнению со случаем гладких импульсов той же энергии, что объясняется наличием высокочастотных компонент в спектре импульсов.

Работа поддержана РФФИ (грант № 10-02-00054-а).

Литература

1. *Paul P.M. [et al.]*. Observation of a Train of Attosecond Pulses from High Harmonic Generation // *Science*. – 2001. – V. 292. – P. 1689.
2. *Krausz F., Ivanov M.* Attosecond physics // *Rev. Mod. Phys.* – 2009. – V. 81. – P. 163.
3. *Sansone G. [et al.]*. Isolated Single-Cycle Attosecond Pulses // *Science*. – 2006. – V. 314. – P. 443.
4. *Goulielmakis G. [et al.]*. Single-Cycle Nonlinear Optics // *Science*. – 2008. – V. 320. – P. 1614.

УДК 530.145

Состояния шредингеровского кота в оптике и спиновая томограмма

И.В. Траскунов¹, В.И. Манько^{1,2}

¹Московский физико-технический институт (государственный университет), ²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
igor-michigan@yandex.com

Состояниями шредингеровского кота в квантовой оптике называются суперпозиции двух когерентных мод:

$$|\alpha_{\pm}\rangle = N_{\pm} (|\alpha\rangle \pm |-\alpha\rangle).$$

Данные состояния обладают рядом интересных свойств в силу своей явной неклассичности. Взаимодействие с термостатом разрушает корреляцию [1, 2]. В данном докладе будет рассмотрена эволюция в термостате осцилляторов, находящихся в начальный момент в состоянии двумерного шредингеровского кота:

$$|\alpha_{\pm}\rangle \sim (|\alpha_1, \alpha_2\rangle \pm |-\alpha_1, -\alpha_2\rangle).$$

Мы рассмотрим эволюцию в томографическом представлении.

Квантовая томография – это один из способов описания квантового состояния (чистого или смешанного), при котором волновая функция или матрица плотности отображаются в совокупность распределений вероятности (томограмму) для

некоторого класса динамических величин. Для системы с n степенями свободы $(q^{(1)}, p^{(1)}, \dots, q^{(n)}, p^{(n)})$ можно для полного описания состояния использовать оптическую $w_{optical}(\mathbf{x}, \theta)$ или симплектическую томограмму $w_{simplex}(\mathbf{x}, \mu, \nu)$ [3], которые являются квантовой плотностью вероятности для динамических величин координаты в повёрнутом фазовом пространстве или координаты в повёрнутом и вытянутом фазовом пространстве соответственно, принять значение \mathbf{x} .

В терминах томограмм могут быть записаны и соответствующие уравнения движения.

Литература

1. *Buřek V., Vidiella-Barranco A., Knight P.L.* Superpositions of coherent states: Squeezing and dissipation // Phys. Rev. A. – 1992. – V. 45. – P. 6570–6585.
2. *Kim M.S., Buřek V.* Schrödinger-cat states at finite temperature: Influence of a finite-temperature heat bath on quantum interferences // Phys. Rev. A. – 1992. – V. 46. – P. 4239–4251.
3. *Mancini S., Man'ko V.I., Tombesi P.* Symplectic tomography as classical approach to quantum systems // Phys. Lett. A. – 1996. – V. 213. – P. 1–6.

Секция бионанофизики

УДК 577.352.332

Экспрессия, выделение и очистка белка MSP

Д.С. Унучек¹, М.Ю. Николаев¹, В.А. Шевченко², В.И. Горделий^{1,3}

¹Московский физико-технический институт (государственный университет), ²Institute of Complex Systems-5, Research Center Jülich, Germany, ³Institut de Biologie Structurale J.P. Ebel, Grenoble, France
dmitry.unuchek@gmail.com

Белок Membrane Scaffold Protein (MSP) сделан на основе человеческого белка аполипопротеина A1, состоит из примерно 200 аминокислот и представляет собой восемь идущих друг за другом альфа-спиралей [1]. При этом одна из сторон альфа-спиралей является более гидрофобной, другая более гидрофильной. Если взять белок MSP и солюбилизированные детергентом монослойные липидные мембраны и начать отбирать детергент из раствора, MSP формирует наноразмерные фосфолипидные бислои. Бислой в виде диска окружен сбоку двумя молекулами MSP, которые образуют пояс, ограждающий от воды гидрофобную часть. Такая конструкция позволяет решить множество проблем, возникающих при солюбилизации мембранных белков различными методами (мицеллы, липосомы, бицеллы), таких как нестабильность, дисперсия размеров и составов. Таким образом, нанодиски представляют собой подходящий способ получения мембранных белков в солюбилизированном состоянии и предоставляют белку окружение, лучше имитирующее клеточную мембрану, нежели липосомы или мицеллы [2].

Показано, что использование мутантных форм белка MSP (с повторениями амфифильных альфа-спиралей) позволяет изменять эффективную длину гидрофобной области, которую белок может окружить у липидного бислоя. Используя такие мутанты, можно получать нанодиски различного диаметра, что может быть важно для стабилизации и исследований крупных белковых комплексов.

Для приложений необходимо получить хорошо очищенный белок MSP с минимальными затратами. В данной работе исследовались два метода экспрессии белка MSP1E3D1 (мутант, удлиненный на 3 альфа-спирали) в клетках *E. coli*. Штамм клеток BL21 star трансформировался плазмидой pET28a, содержащий ген MSP1E3D1 под промотором фага T7, к N-концу белка добавлен His6-таг для очистки. В первом методе экспрессия индуцировалась посредством изопропил- β -D-1-тиогалактопиранозидом (IPTG), во втором – использовалась автоиндуцирующая среда [3]. Очистка белка производилась с помощью никель-хелатирующей хроматографии. Концентрация полученного белка оценивалась по поглощению света на длине волны 280 нм. Итоговый выход белка MSP составил 15 мг на литр культуры.

Литература

1. Bayburt T.H., Sligar S.G. Membrane protein assembly into Nanodiscs // FEBS Letters. – 2010. – V. 584, N 9. – P. 1721–1727.

2. *Bayburt T.H.* Self-Assembly of Discoidal Phospholipid Bilayer Nanoparticles with Membrane Scaffold Proteins // Nano Lett. – 2002. – V. 2.
3. *Studier F.W.* Protein production by auto-induction in high-density shaking cultures // Protein expression and purification. – 2005. – V. 41.

УДК 577.352.332

Получение и использование фосфолипидных нанодисков для исследования мембранных белков

М.Ю. Николаев¹, Д.С. Унучек¹, М.Б. Проскурин¹, В.А. Шевченко²

¹Московский физико-технический институт (государственный университет), ²Institute of Complex Systems-5, Research Center Jülich, Germany

nikmicha@gmail.com

Многие методы изучения растворимых белков неприменимы в случае мембранных белков или белков с нерастворимыми доменами. Для того чтобы применять различные биофизические методы исследования их свойств, очищать, кристаллизовать и производить другие манипуляции, часто необходимо получить интересующий мембранный белок в солюбилизированном состоянии. Существует множество методов солюбилизации мембранных белков (мицеллы, липосомы, бицеллы и др.), но все они имеют недостатки такие, как: неестественное окружение (мицеллы, липосомы), нестабильность (липосомы), дисперсия параметров (размеры, состав). Липидные нанодиски – одно из перспективных решений перечисленных недостатков.

Нанодиски представляют собой нековалентный комплекс фосфолипидного бислоя и укороченного белка аполипопротеина A1, который сокращенно называется MSP (Membrane Scaffold Protein). Когда диски собраны, они могут длительное время храниться при температуре +4 °С без значимой деградации. Белок, солюбилизированный традиционными методами, обычно легко и просто реконституируется в нанодиски.

Нанодиски уже нашли широкое применение в исследованиях мембранных белков и используются не только для их солюбилизации, но и при бесклеточной экспрессии (котрансляционное встраивание) [4], изучении оптических и спектроскопических свойств, а также определении структуры с помощью ЯМР.

Исследуемые фосфолипидные нанодиски были собраны с помощью белка MSP исходного размера, детергента холата натрия и липида ДМФХ (взяты в соотношении 1:2:110) [1].

Контроль размера с помощью динамического светорассеяния показал, что масса нанодисков составляет 99,5% от всех частиц в суспензии, а радиус получился $(5,1 \pm 2,1)$ нм. Были проведены эксперименты с малоугловым рассеянием рентгеновского излучения (SAXS) для определения формы полученных нанодисков. Аппроксимация Порода позволила найти объем частиц $V = 3,53 \cdot 10^5 \text{ \AA}^3$, что находится в соответствии с предполагаемым объемом цилиндрического диска толщиной 50 \AA (толщина липидного слоя) и диаметром 100 \AA : $V = 3,7 \cdot 10^5 \text{ \AA}^3$.

Литература

1. *Bayburt T.H., Sligar S.G.* Membrane protein assembly into Nanodiscs // FEBS Letters. – 2010. – 584 P.
2. *Denisov I.G.* Directed Self-Assembly of Monodisperse Phospholipid Bilayer Nanodiscs with Controlled Size // J. Am. Chem. SOC. – 2004.

3. *Nath A.* Applications of Phospholipid Bilayer Nanodiscs in the Study of Membranes and Membrane Proteins // *Biochemistry*. – 2007. – V. 46, N 8.
4. *Katzen F.* Insertion of Membrane Proteins into Discoidal Membranes Using a Cell-Free Protein Expression Approach // *Journal of Proteome Research*. – 2008.

УДК 577.352.332

Влияние матричных липидов на in meso кристаллизацию мембранных белков

Л.А. Хакимова, А.В. Мишин, В.И. Борщевский

Московский физико-технический институт (государственный университет)

neklinli@yandex.ru

В настоящее время огромный научный интерес представляет изучение мембранных белков на молекулярном уровне. Они составляют треть от общего числа белков, закодированных в геноме. Этот интерес объясняется тем, что многие заболевания, например нейродегенеративные, обусловлены именно нарушением функциональности мембранных белков. А одним из способов изучения является рентгеноструктурный анализ. Соответственно, важной задачей является получение кристаллов белков высокого дифракционного качества.

Основной целью данной работы являлось нахождение оптимальных условий кристаллизации мембранных белков на примере модельного белка бактериородопсин. За основу метода кристаллизации был выбран метод кристаллизации из кубической фазы. Кубическая фаза представляет собой сильно искривленную бислойную липидную мембрану, образующую сеть каналов – регулярную решетку. А сам способ кристаллизации основан на встраивании белковых молекул в липидную кубическую биконтинуальную фазу с последующим изменением её параметров, в конечном итоге приводящим к образованию кристаллов. До этого момента кубическая фаза рассматривалась только как внешняя среда, матрица для нуклеации и роста кристалла. Однако стабилизация белковых молекул в липидном окружении имеет важное значение для получения кристаллов с максимальной разрешающей способностью. В частности, молекулы липида стабилизируют тример бактериородопсина, а детергент связывает между собой тримеры белка. Однако для белков с неизвестной структурой на данный момент невозможно подобрать специфически связывающийся липид или детергент, который может стабилизировать кристаллическую структуру.

В работе в качестве матрикообразующих липидов были использованы моноглицериды с ненасыщенными углеводородными хвостами разной длины: монопальметолеин, моноолеин и моноваценин. Также использовались детергенты из ряда глюкопиранозидов с разной длиной углеводородного хвоста.

В конечном итоге был проведен сравнительный анализ результатов кристаллизации во всех из вышеперечисленных липидных окружениях. Было показано, что на успех кристаллизации влияет именно толщина бислоя. Также были конкретизированы оптимальные условия кристаллизации и посчитана необходимая толщина бислоя.

Литература

1. *Caffrey M.T.* Membrane protein crystallization // *Struct. Biol*. – 2003. – V. 142. – P. 108–132.
2. *Rosenbusch J.P.* Lipidic cubic phases: a novel concept for the crystallization of membrane proteins // *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*. – 1996. – V. 93. – P. 14532–14535.

3. *Caffrey M., Rosenbusch J.P., Landau E.M.* Molecular mechanism for the crystallization of bacteriorhodopsin in lipidic cubic phases // *FEBS Lett.* – 2001. – V. 504. – P. 179–186.

УДК 57.012.7+577.322.23

Разработка линейного приближения к функции свободной энергии связывания для моделирования взаимодействий белков с лигандами

Г.К. Черемовский¹, С.В. Грудинин^{1,2,3}

¹Московский физико-технический институт (государственный университет), ²NANO-D, INRIA Grenoble Research Center, France, ³Laboratoire Jean Kuntzmann, France
cheremovsky@gmail.com

Молекулярные комплексы, состоящие из белков и связанных с ними малых молекул (лиганд) играют важную роль во многих биологических процессах, таких как клеточная регуляция, сигнальная трансдукция и т.д. Экспериментальные методы определения трехмерной структуры таких комплексов связаны со множеством сложностей и весьма дороги. По этой причине методы компьютерного моделирования, например молекулярный докинг, часто используются для предсказания сайтов связывания и констант диссоциации комплексов. Эта информация чрезвычайно важна для понимания механизмов молекулярного взаимодействия и разработки новых лекарств. Вычислительные методы, использующие статистическую информацию, полученную из трехмерных структур комплексов белков с лигандами, играют все большую роль как в функциональных исследованиях белков, так и в структуро-ориентированной разработке лекарств, а также в других областях. Во всех существующих методах серьезной проблемой является скоринг – сопоставление данному положению лиганда некоторой численной величины.

Был предложен и протестирован новый статистический метод предсказания режима связывания и констант диссоциации комплексов белков с малыми молекулами. Согласно полученным результатам, он вошел в тройку лучших существующих на сегодняшнее время методов. В работе использовался подход, основанный на машинном обучении. А именно, сформулирована оптимизационная задача, решение которой является скоринг-функцией. В качестве обучающей был использован набор из 6000 структур комплексов белков с лигандами, взятый из базы данных PDBeBind. Каждая структура определена с разрешением не хуже 2 Å и снабжена значением константы диссоциации. Для проверки полученной меры использовалась разноплановая выборка, состоящая из 195 комплексов белок-лиганд. Коэффициент корреляции Спирмана между действительными и предсказанными значениями констант связывания составил $R = 0.65$. Процент успешно предсказанных положений лиганда на сайте связывания – 91.3% (среднее квадратичное отклонение от экспериментально определенного положения не более 2 Å), см. рис. 1.

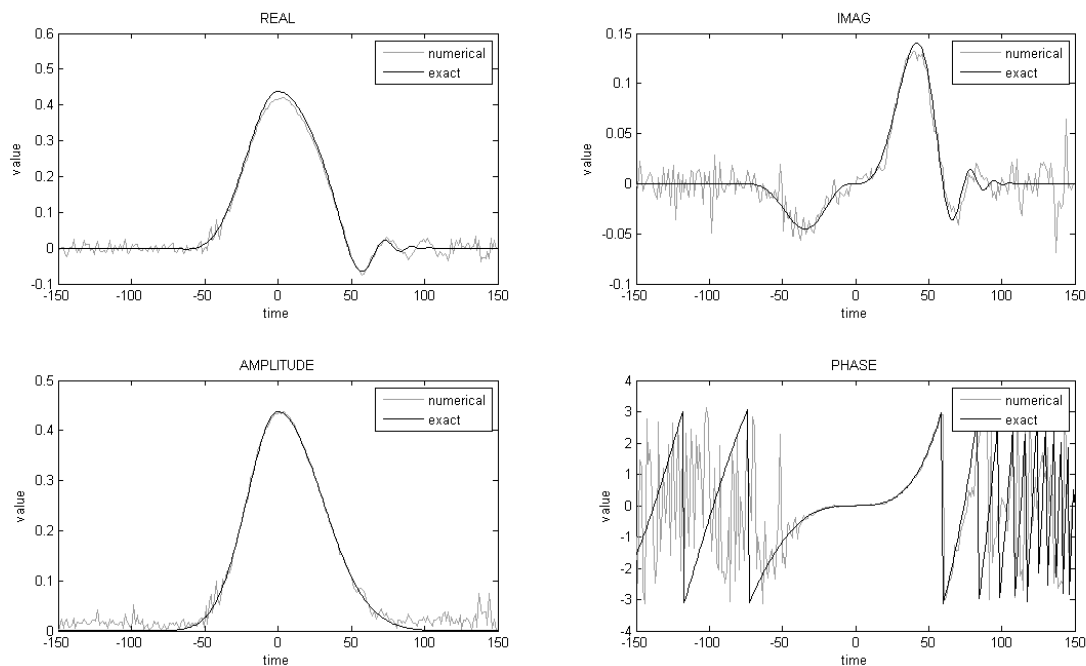


Рис. 1.

УДК 577.352.45

**Электрогенный транспорт ионов натрия
в цитоплазматическом канале доступа Na,K,АТР-азы,
встроенной во фрагменты мембран, адсорбированных
на твердой подложке**

А.Н. Гаврильчик¹, В.С. Соколов²

¹Московский физико-технический институт (государственный университет), ²Институт физической химии и электрохимии им. Фрумкина РАН
gavrilchikanna@yandex.ru

Na,K,АТР-аза осуществляет активный транспорт ионов натрия из клетки и ионов калия в клетку за счет энергии молекулы АТР. Этот широко распространенный ионный насос, обеспечивающий поддержание уникального состава внутриклеточной среды, исследуется несколько десятков лет. Согласно принятому в настоящее время механизму, активный транспорт осуществляется за счет серии конформационных перестроек белка, в которых поочередно открываются каналы, обеспечивающие доступ ионов к центрам связывания либо с внутриклеточной (в E1 конформации), либо с внеклеточной (в E2 конформации) сторон мембраны. Несмотря на многочисленные исследования, включая установленную недавно структуру Na,K,АТР-азы, многие детали механизма активного транспорта, такие как устройство каналов доступа, управляющего ими воротного механизма, кинетических характеристик транспорта, остаются неизвестными. Информация о цитоплазматическом канале Na,K,АТР-азы и механизме перемещения в нем ионов натрия может быть получена с помощью электрических измерений нестационарных токов, возникающих в отсутствие ионов калия в ответ на быстрое изменение напряжения. Такие измерения проводились ранее в лаборатории с помощью измерений, вызванных быстрым введением АТР, приращений

емкости и проводимости мембраны, состоящей из содержащих Na,K,АТР-азу фрагментов, адсорбированных на бислойной липидной мембране [1]. Однако использованная ранее методика имела ряд ограничений, например, не позволяла исследовать сигналы, вызванные быстрым изменением концентрации ионов натрия.

Для того чтобы выполнить такие измерения, в настоящей работе вместо бислойной липидной мембраны использовалась твердая подложка, состоящая из золотого электрода, покрытого монослоями тиолов и фосфолипидов, поверхность которой близка к поверхности липидной мембраны. На ней адсорбировали фрагменты мембран, содержащие Na,K,АТР-азу. Концентрационные скачки ионов натрия осуществляли с помощью быстрой смены растворов, а электрические измерения приращений емкости и проводимости проводили с помощью методов, разработанных ранее для бислойных липидных мембран. Вызванные введением ионов натрия в отсутствие АТР приращения емкости и проводимости мембраны зависели от частоты приложенного напряжения и концентрации ионов натрия. Зависимость от концентрации ионов натрия позволяла оценить эффективную константу связывания этих ионов, которая зависела от присутствия в среде ионов магния. Известно, что ионы магния выступают не только кофактором в реакции гидролиза АТР этим ферментом, но оказывают также регулирующее действие на связывание ионов натрия в Е1-конформации белка, механизм которого не установлен [2]. Полученные результаты позволили сделать предположение, что ионы магния могут конкурировать за места связывания ионов натрия в канале с цитоплазматической стороны Na,K,АТР-азы.

Литература

1. Sokolov V.S., Shcherbakov A.A., Lenz A.A., Chizmadzhev Yu.A. and Apell H.-J. Electrogenic Transport of Sodium Ions in Cytoplasmic and Extracellular Ion Access Channels of Na⁺,K⁺-ATPase Probed by Admittance Measurement Technique // Biochemistry (Moscow) Supplement Series A: Membrane and Cell Biology. – 2008. – V. 2. – P. 161–180.
2. Schneeberger A., Apell H.J. Ion selectivity of the cytoplasmic binding sites of the Na,K-ATPase: II. Competition of various cations // J. Membrane Biol. – 2001. – V. 179. – P. 263–273.

УДК 577.352.332

Использование полимерных нановолокон для исследования структурной анизотропии культуры иммортализованных сердечных клеток

А.С. Тепленин¹, Л.В. Ерошенко¹, И.С. Ерофеев¹, К.И. Агладзе^{1,2}

¹Московский физико-технический институт (государственный университет), ²Institute for Integrated Cell-Material Sciences, Kyoto University
tep12008@yandex.ru

Успехи молекулярной, клеточной биологии и материаловедения привели в последнее десятилетие к бурному развитию такой области науки, как тканевая инженерия сердца. Фактически исследователи вплотную подошли к возможности создания тканей организма с заранее определенными свойствами. Бурное развитие этого направления тканевой инженерии не случайно: именно отказы в работе сердечно-сосудистой системы являются ведущей причиной смертности в современных индустриально развитых странах. Как известно, особенностью сердечной ткани является ярко выраженная структурная и функциональная анизотропия, которая необходима для поддержания нормальной работы сердца, что было показано в ряде работ [1]. Наиболее

удобной и простой моделью для исследования возбудимости сердечной ткани является монослой из кардиомиоцитов, помещаемый на подложку субстрат, структурированную таким образом, чтобы придать клеточной культуре требуемую архитектуру. В качестве клеточного материала используют клетки, выделяемые из неонатальных сердец крыс [2, 3], или клетки иммортализованной клеточной линии [4]. Для придания подложке требуемой анизотропии используются: нанесение нановолокон, полученных методом электроспиннинга [5], микропаттернинг фактора прикрепления [6, 7], микрогравинга [6, 8]. В данной работе мы применили полимерные нановолокна для формирования архитектуры ткани, а волны возбуждения регистрировали с помощью установки оптического картирования возбуждения [9]. В качестве светочувствительных клеток использовались клетки HL-1, с трансфецированным в них белком канальным родопсином-2, являющимся светуправляемым неспецифическим ионным каналом [10]. Было исследовано поведение вращающихся спиральных волн в анизотропной возбудимой среде, а также их взаимодействие.

Литература

1. Baig M.K., Mahon N., McKenna W.J., Caforio L., Bonow R.O., Francis G.S., Gheorghiade M. The pathophysiology of advanced heart failure // Heart & lung : the Journal of critical care. – 1998. – V. 28, N 2. – P. 87–101.
2. Chlopčikov S., Psotov J., Miketov P. Neonatal rat cardiomyocytes – a model for the study of morphological, biochemical and electrophysiological characteristics of the heart // Biomedical papers of the Medical Faculty of the University Palack. – Olomoucy Czechoslovakia. – Dec. 2001. – V. 145. – P. 49–55.
3. Zhang Y., Sekar R.B., McCulloch A.D., Tung L. Cell cultures as models of cardiac mechanoelectric feedback // Progress in biophysics and molecular biology. – 2008. – V. 97, N 2–3. – P. 367–82.
4. Claycomb W.C., Lanson N.A., Stallworth N.A., Egeland D.B., Delcarpio J.B., Bahinski A., Izzo N.J. HL-1 cells: a cardiac muscle cell line that contracts and retains phenotypic characteristics of the adult cardiomyocyte // Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America. – 1998. – V. 95. – P. 2979–84.
5. Orlova Y., Magome N., Liu L., Chen Y., Agladze K. Electrospun nanofibers as a tool for architecture control in engineered cardiac tissue // Biomaterials. – Aug. 2011. – V. 32. – P. 5615–24.
6. Bursac N. Cardiomyocyte Cultures With Controlled Macroscopic Anisotropy: A Model for Functional Electrophysiological Studies of Cardiac Muscle // Circulation Research. – 2002. – V. 91. – P. 45–54.
7. Bursac N., Tung L. Acceleration of functional reentry by rapid pacing in anisotropic cardiac monolayers: formation of multi-wave functional reentries // Cardiovascular research. – Feb. 2006. – V. 69. – P. 381–90.
8. Motlagh D., Hartman T.J., Desai T.A., Russell B. Microfabricated grooves recapitulate neonatal myocyte connexin 43 and N-cadherin expression and localization // Journal of biomedical materials research. Part A. – Oct. 2003. – V. 67. – P. 148–57.
9. Davidenko M., Pertsov A., Salomonsz R. Stationary and drifting spiral waves of excitation in isolated cardiac muscle // Nature. – 1992. – V. 355. – P. 349–351.
10. Nagel G., Szellas T., Huhn W. Channelrhodopsin-2, a directly light-gated cation-selective membrane channel // Proceedings of the Brain Cell Biology. – 2003.

УДК 577.352.332

Оптическое картирование волн возбуждения в светочувствительной иммортализованной культуре кардиомиоцитов

О.В. Галайдыч¹, И.С. Ерофеев¹, К.И. Агладзе^{1,2}

¹Московский физико-технический институт (государственный университет), ²Institute for
Integrated Cell-Material Sciences, Kyoto University
galaydych.oleg@gmail.com

В последние 10–15 лет первичная культура кардиомиоцитов ярко продемонстрировала свой потенциал при исследовании процессов, приводящих к различного рода нарушениям сердечного ритма [1–3]. Однако динамическое интерактивное управление параметрами возбудимой среды на основе монослоя сердечных клеток, особенно необходимое при исследовании нестационарных процессов, стало возможным только с развитием методов фотоконтроля сердечной ткани [4, 5].

В работе методом оптического картирования было проведено исследование свойств спиральных волн (рис. 1а, б), возникающих в возбудимой культуре клеток HL-1, трансфицированных светочувствительным ионным каналом ChR2-RFP [6, 7]. В результате с помощью модуляции возбудимости культуры светом удалось продемонстрировать индуцированное смещение центра спиральной волны и разрыв фронта спиральной волны с последующим образованием пары спиральных волн. Кроме того, с помощью стимуляции культуры внешними электрическими импульсами было показано вытеснение спиральных волн серией круговых волн большей частоты на границу образца. Этим же методом был продемонстрирован разрыв фронтов круговых волн на однородном участке монослоя клеток при превышении критической частоты.

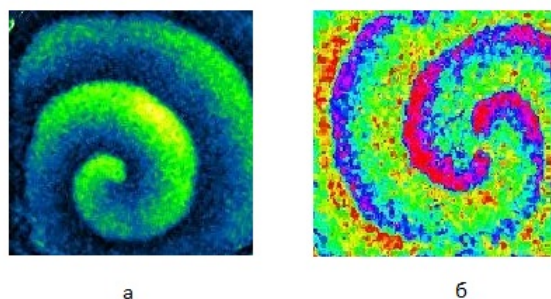


Рис. 1. 1а — однурукавная спиральная волна, 1б — двурукавная спиральная волна

Литература

1. *Rohr S., Scholly D.M., Kleber A.G.* Patterned growth of neonatal rat heart cells in culture. Morphological and electrophysiological characterization // *Circulation Research*. – 1991. – V. 68(1). – P. 114–130.
2. *Fast V.G., Ideker R.E.* Simultaneous optical mapping of transmembrane potential and intracellular calcium in myocyte cultures // *Journal of cardiovascular electrophysiology*. – 2000. – V. 11(5). – P. 547–556.
3. *Kucera J.P., Kleber A.G., Rohr S.* Slow conduction in cardiac tissue: Insights from optical mapping at the cellular level // *Journal of Electrocardiology*. – Oct 2001. – V. 34. – P. 57–64.

4. *Magome N., Kanaporis G., Moisan N., Tanaka K., Agladze K.* Photo-control of excitation waves in cardiomyocyte tissue culture // Tissue engineering. Part A. – 2011. – V. 17. – I. 21–22. – P. 2703–2711.
5. *Erofeev I., Magome N., Agladze K.* Digital photocontrol of the network of live excitable cells // JETP Letters. – Nov. 2011. – V. 94. – P. 477–480.
6. *Hoffman B., Maybeck V., Eick S., Meffert S., Ingebrandt S., Wood P., Bamberg E., Offenhausser A.* Light induced stimulation and delay of cardiac activity // Lab on a Chip. – Oct. 2010. – V. 10. – P. 2588–2596.
7. *Nagel G., Szellas T., Huhn W., Kateriya S., Adeishvili N., Berthold P., Ollig D.* Channelrhodopsin-2, a directly light-gated cation-selective membrane channel // Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America. – V. 100(24). – P. 13940–13945.

УДК 577.352.332

Исследование прохождения волной возбуждения границы между анизотропными средами с ортогональными выделенными направлениями

Н.Н. Кудряшова¹, И.С. Ерофеев^{1,2}, Л.В. Селина^{1,2}, К.И. Агладзе^{1,2}

¹Московский физико-технический институт (государственный университет), ²Institute for Integrated Cell-Material Sciences, Kyoto University
kudryashova.nina@gmail.com

Сердечная ткань представляет собой возбудимую систему и может быть описана моделями реакции-диффузии, к примеру моделью ФитцХью–Нагумо. Реальное сердце состоит из множества анизотропных областей, в местах соединения которых вероятно зарождение спиральных волн, являющихся основными источниками тахикардий.

Был проведён эксперимент на монослое мышечных первичных кардиомиоцитов с использованием полимерных волокон для создания двух областей с ортогональными выделенными направлениями. Волна возбуждения распространялась перпендикулярно границе раздела, и при переходе волны из условно «медленной» среды, где распространение происходит поперёк волокон, в «быструю» среду, волна испытывала задержку. Этот эффект связан со стоком активатора через границу раздела, вследствие чего в «быстрой» среде концентрация активатора лежит ниже барьера, откуда начинается реакция.

Теоретически в обратном направлении возможен эффект скачка волны. Моделирование показывает, что величина скачка значительно меньше величины задержки при одном и том же соотношении коэффициентов диффузии, потому скачок не наблюдался в эксперименте.

Система уравнений ФитцХью–Нагумо состоит из двух уравнений:

$$\begin{aligned} \dot{u} &= \nabla (D\nabla u) + u(1-u)(u-a) - uv, \\ \dot{v} &= \varepsilon(\beta u - \gamma v). \end{aligned}$$

Наличие заднего фронта не влияет на величину задержки, если не рассматривается область параметров, в которой волна не проходит через границу. Поэтому можно ограничиться вычислением только первого уравнения. Границу образца мы представим непроницаемой стенкой, что эквивалентно граничным условиям Неймана. В таком случае, в силу трансляционной симметрии системы вдоль границы, будем считать задачу одномерной.

Для вычисления задержки использовались два принципиально разных подхода.

1. Коэффициент диффузии в зависимости от координаты задавался гладкой функцией. Характерный размер переходной зоны был выбран много меньше размера фронта волны, но в то же время много больше шага пространственной сетки. В таком случае вычисление возможно по явной схеме, где диффузионный член в каждой точке представим как $Du''_{xx} + D'_x u'_x$.
2. Коэффициент диффузии менялся скачком. Тогда в силу непрерывности потока в точке перехода должно выполняться соотношение $D_- u'_{x-} = D_+ u'_{x+}$. Задача решалась на двух областях, связанных только граничным условием, которое подбирается итерационно. На каждом шаге прогнозировалось значение u на границе, вычислялось состояние на следующем шаге в окрестности границы и проверялось выполнение условия на производные, вследствие чего прогноз корректировался, и операции повторялись до достижения необходимой точности.

Результаты моделирования представлены на графике. Яркими точками отмечены результаты моделирования с подбором граничного условия, полупрозрачными — моделирование с плавным переходом. Красным отмечена кривая, соответствующая $a = 0.05$, розовым — $a = 0.2$. В интересующей нас области положительных задержек оба метода давали одинаковый результат.

Таким образом, модель ФитцХью–Нагумо позволяет теоретически описать возникновение задержки при переходе между средами с ортогональными выделенными направлениями. Для количественного сравнения с экспериментом необходимо увеличение точности измерения задержки.

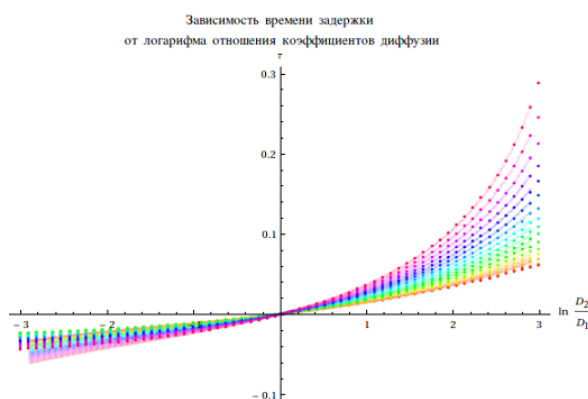


Рис. 1.

Литература

1. *FitzHugh R.* Mathematical models of threshold phenomena in the nerve membrane // *Bull. Math. Biophysics.* – 1955. – V. 17. – P. 257–278.
2. *Агладзе К.И., Цыганов М.А.* Особенности распространения возбуждения в приграничном слое активной среды // *Рос. хим. ж.* – 2001. – Т. XLV, № 3.
3. *Zemlin C.W., Pertsov A.M.* Bradycardic onset of spiral wave re-entry: structural substrates // *The European Society of Cardiology.* – 2007.

УДК 577.352.332

Реализация неконвенционального компьютера на базе монослоя кардиомиоцитов

А.А. Дибров, А.К. Гребенко

Московский физико-технический институт (государственный университет)

`alexander.dibroff@gmail.com`

В 1989 году была впервые реализована задача обработки изображения с помощью химического компьютера на базе светочувствительной реакции Белоусова–Жаботинского (БЖ) [1]. Эта область начала интенсивно развиваться, было предложено множество вариантов систем выступающих в качестве неконвенционального компьютера, начиная от бильярдных шаров, заканчивая различными вариантами БЖ. Класс задач, решаемых с помощью такого рода систем, был значительно расширен.

В данной работе предложена новая система, выступающая в роли неконвенционального компьютера, а именно монослой сердечных клеток [2] как первичных, так и иммортализованных [3]. В отличие от химического компьютера, кардиомиоциты обладают меньшим рефрактерным периодом, большей скоростью распространения возмущения, меньшим характерным размером реакции. На монослое клеток миокарда предлагается решить две задачи, условно называемых «химический диод» и «поиск наикратчайшего пути в лабиринте».

Постановка задачи химического диода следующая: реализовать с помощью оптического контроля возбудимости клеток однонаправленное прохождение волны возбуждения. Есть два видимых способа превращения идеи в жизнь: геометрический и градиентный. Мы будем пользоваться первым [4].

Поиск наикратчайшего пути в лабиринте есть задача нахождения оптимальной траектории движения на образце с физическими препятствиями, в нашем случае – дырками в среде и в поле скоростей. Эта задача эквивалента, допустим, нахождению оптимальной траектории взлета ракеты-носителя. Реально эксперимент проводится следующим образом. На подготовленном образце запускается с помощью электростимуляции волна из точки отправления и с помощью видеокамеры записывается процесс распространения. Затем такая же процедура повторяется из финальной точки. По первым точкам пересечения фронтов прямой и обратной волн строится оптимальная траектория [5].

Повторение уже решенных задач на этой системе имеет смысл демонстрации принципиальной возможности решения уже открытого класса задач неконвенционального программирования на новом компьютере, а также предпосылкой к расширению области потенциально реализуемых проблем.

Одной из таких задач является расчет распространения лесного пожара, как волны, в силу общности описывающих эти системы уравнений реакции-диффузии.

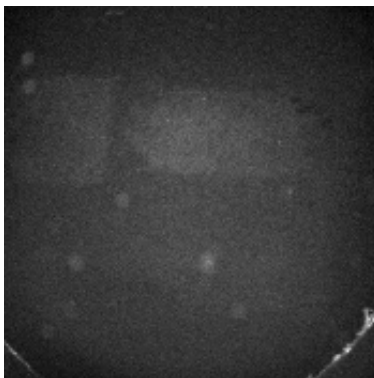


Рис. 1. Химический диод

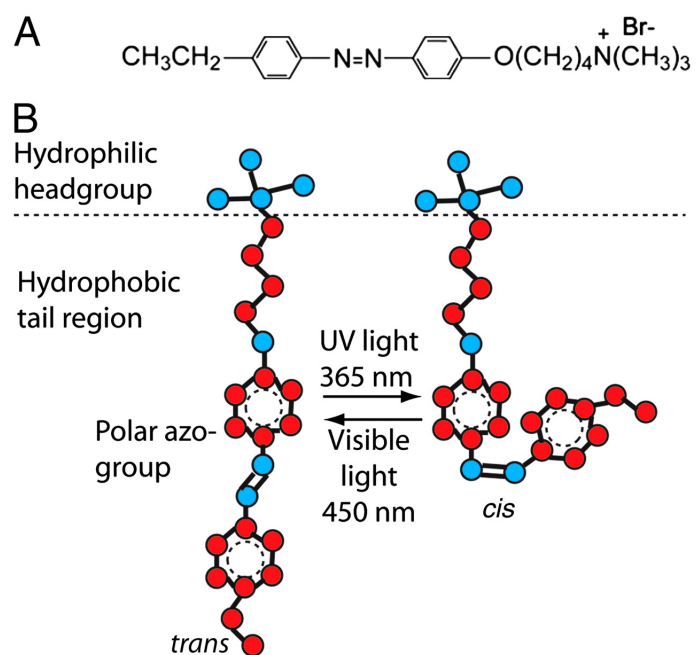


Рис. 2. AzoTAB

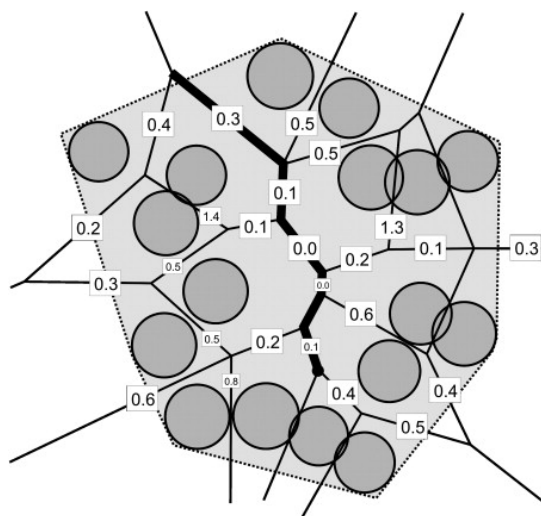


Рис. 3. Поиск оптимального пути

Литература

1. *Kuhnert L., Agladze K.I., Krinsky V.I.* Image processing using light-sensitive chemical waves // *Nature*. – 1989. – N 337. – P. 244–247.
2. *Jiajia Fu, Jie G.* An Optimized Protocol for Culture of Cardiomyocyte from Neonatal Rat // *Cytotechnology*. – 2005. – V. 49, I. 2–3. – P. 109–116.
3. *Claycomb W.* HL-1 cells: A cardiac muscle cell line that contracts and retains phenotypic characteristics of the adult cardiomyocyte // *PNAS*. – 1988. – V. 95, N 6. – P. 2979–2984.
4. *Agladze K.I., Aliev R.R., Yamaguchi T.* Chemical Diode // *J. Phys. Chem.* – 1996. – V. 100, N 33. – P. 13895–13897.
5. *Agladze K.I., Magome N.* Finding the optimal path with the aid of chemical wave // *Physica D*. – 1997. – V. 106, I. 2–3. – P. 247–254.

УДК 577.352.332

Критический параметр существования спиральной волны

А.К. Гребенко, А.А. Дибров

Московский физико-технический институт (государственный университет)

grebenkoak@gmail.com

В 70–90-х годах прошлого столетия была показана связь между опасными для здоровья человека аритмиями и появлением спиральных волн на поверхности и в толще сердечной ткани. При этом было известно, что у некоторых видов животных спиральные волны на сердце не могут появиться вообще ввиду малого размера органа. Факт зависимости от температуры установлен, но конкретный вид зависимости не определен. Практически важно для биофизики сердца связать размер ядра спиральной волны с параметрами внешней среды, влияющими на активность ионных каналов кардиомиоцитов. Это позволит устанавливать соответствие между процессами, происходящими на исследуемом образце – монослое кардиомиоцитов, высаженных на покровное стекло, покрытое фибронектином, и реальным сердцем. Очевидным является факт зависимости размера ядра спиральной волны от размеров образца и температуры. Интересен также вопрос нахождения критического параметра, аналога числа Рейнольдса в гидродинамике, который бы показывал возможность существования спиральной волны в конкретной выбранной системе.

В данной работе предложено измерить зависимость размера ядра спиральной волны от нескольких параметров. В качестве образца выступает монослой кардиомиоцитов на стеклянной подложке. С помощью кварцевой пластинки с термопарой будет производиться изменение температуры буферного раствора, в котором находится исследуемый образец. Видеокамера зафиксирует изменения размера ядра спиральной волны в процессе эксперимента. Дальнейший анализ проводится посредством компьютера. Вариацией размеров подложки, на которую высаживается образец, выясняется соответствующая зависимость размера ядра волны. Также будут произведены аналогичные измерения в зависимости от активности ионных каналов, блокатором которых выступают лидокаин, АзоТАБ и т. д.

В работах иностранных и российских авторов были исследованы вопросы возникновения спиральной волны благодаря электростимуляции с последующим изучением поведения этого стационарного объекта [1]. Подробно исследовался вопрос формирования волны [2]. Теоретическое рассмотрение термодинамики диссипативных структур и спиральных волн в системах реакция–диффузия показано в [3].

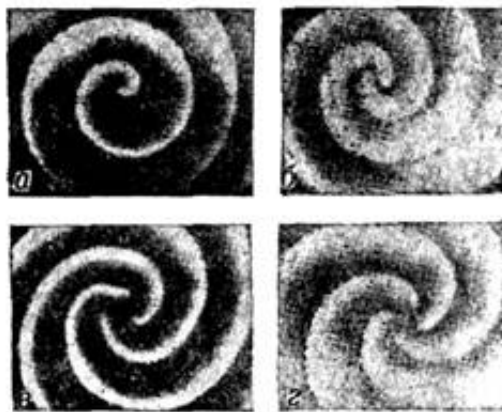


Рис. 1. Спиральная волна

Литература

1. *Pertsov A.M., Davidenko J.M.* Spiral waves of excitation underlie reentrant activity in isolated cardiac muscle // *Circulation Research*. – 1993. – V. 72. – P. 631–650.
2. *Beaumont J., Davidenko N.* Spiral waves in two-dimensional models of ventricular muscle: formation of a stationary core // *Biophysical Journal*. – 1998. – V. 75, N 1. – P. 1–14.
3. *Романовский Ю.М.* Математическая биофизика. – М.: Наука, 1984. – С. 158–281.

УДК 577.352.332

Применение бесклеточной системы экспрессии белка для получения функциональных мутантов бактериородопсина

К.В. Ковалев¹, В.А. Шевченко²

¹Московский физико-технический институт (государственный университет), ²Institute of Complex Systems-5, Research Center Jülich, Germany
kovalevkv94@mail.ru

Белок бактериородопсин, несмотря на столь детальную изученность и всемирную известность, остается первостепенным объектом исследования, в особенности потому, что его структура считается идентичной структуре некоторых рецепторов, сопряженных с G-белками (GPCR). Таким образом, получив структуру различных модифицированных форм бактериородопсина, в особенности отдельных стадий его фотоцикла, мы сможем обобщить результат исследований на более широкую область мембранных белков. Бактериородопсин – протонный насос. Структура в этом плане не дает однозначного понимания поведения белка, и моделирование процесса передачи протона с одной стороны мембраны на другую является крайне важной и трудной задачей. Невзирая на возможность кристаллизации бактериородопсина в определенных стадиях его фотоцикла, невозможно точно сказать, какая именно аминокислота является инициатором следующего этапа. Однако, заменив ее (таким образом получив мутантный белок), можно по поведению мутанта однозначно судить о влиянии данной аминокислоты на процесс прохождения протона внутри белка. Образцами изучения стали V49A, D85S, D85N, F171C, F219L мутации бактериородопсина [1, 2, 3, 4]. Целью изучения являлась бесклеточная экспрессия белков каждого образца с последующей очисткой.

Закристаллизовав получившиеся модифицированные белки, можно получить их структуру и в результате ответить на вопросы влияния соответствующих аминокислот на протекание фотоцикла.

В ходе работы ген бактериородопсина переклонировали в плазмиду, оптимизированную для применения в бесклеточных системах экспрессии pIVEX2.3d, при переклонировании удалили лидерный пептид (который посттрансляционно отрезается пептидазами в *Halobacterium Salinarum*). С помощью полимеразной цепной реакции провели сайт-направленный мутагенез и получили генно-инженерные конструкции с мутантным геном белка. Плазида была трансформирована в штамм *E. coli* TOP10 и выделена в препаративном масштабе в соответствии с инструкциями производителя набора для выделения (получено по 2 мг высококонцентрированной очищенной ДНК). Используя полученную ДНК и приготовленный экстракт S30 (*E. coli*), была поставлена реакция по бесклеточной экспрессии бактериородопсина [5]. Применялись следующие типы постановки реакции: получение белка в виде осадка (для оптимизации применяемых концентраций Mg^{2+}); добавление в реакционную смесь мягких детергентов; котрансляционное встраивание белка в фосфолипидные нанодиски. Максимальный выход белка был получен в последнем случае и составил 0,5 мг/мл реакционной смеси.

Литература

1. *Lueke*. Crystal Structure of the D85S Mutant of Bacteriorhodopsin Model of an O-like Photocycle Intermediate (D85S, D85N). – 2001.
2. *Vonck*. Structure of the Bacteriorhodopsin mutant F219L N intermediate revealed by electron crystallography. – 2000.
3. *Kamikubo*. Lanyi Structure of the N intermediate of bacteriorhodopsin revealed by x-ray diffraction (F171C). – 1996.
4. *Borshchevskiy [et al.]*. X-ray-Radiation-Induced Changes in Bacteriorhodopsin Structure. – 2011.
5. *Klammt C., Schwarz D., Lohr F., Schneider B., Dotsch V., Bernhard F.* Cell-free expression as an emerging technique for the large scale production of integral membrane protein // FEBS J. – 2006.

УДК 577.352.332

In vivo и in vitro получение функционального белка протеородопсина для структурных исследований

А.А. Алексеев¹, В.А. Шевченко²

¹Московский физико-технический институт (государственный университет), ²Institute of Complex Systems-5, Research Center Jülich, Germany
alekseyka93@gmail.com

В 2000 году в бактерии морского бактериопланктона был обнаружен мембранный белок протеородопсин (pR), белок, который, подобно бактериородопсинам археобактерий, работает как протонный насос — поглощая свет, создает потенциал на мембране бактерии. Данные, приведенные в литературе, свидетельствуют о важности исследований этого белка, т.к. он может играть существенную роль в бесхлорофильной фототрофии организмов, живущих в верхних толщах вод океана [1]. В 2011 году была решена структура pR с помощью ЯМР [2], на данный момент нет сведений о кристаллизруемости белка и решении его структуры кристаллографическими методами. Настоящая работа направлена на получение очищенного функционального белка в количествах, необходимых для его кристаллизации (миллиграммы белка).

Проведена бесклеточная экспрессия протеородопсина с помощью S30 экстракта и ген-содержащей плазмиды pIVEX2.3d_pR. В аналитических масштабах подобраны

рабочие концентрации компонентов, влияющих на выход реакции. При препаративной постановке реакции с добавлением детергента и *all-trans*-ретинала получался белок в солюбилизованном виде с выходом около 2 мг/мл реакционной смеси. Белок очищался с помощью никель-хелатной хроматографии.

Для экспрессии *in vivo* были собраны генетические конструкции на основе коммерчески доступной плазмиды pET27b с сигнальным пептидом *pelB* *E. coli* [3] и без него. В плазмиду был клонирован ген протейородопсина с His6-тагом на С-конце для очистки. Штамм *E. coli* BL21 star трансформировался полученными конструкциями для проведения экспрессии.

Литература

1. *Beja [et al.]*. Bacterial Rhodopsin: Evidence for a New Type of Phototrophy in the Sea // *Science*. – 2000.
2. *Reckel S. [et al.]*. Solution NMR Structure of Proteorhodopsin // *JMB*. – 2011.
3. *Gourdon P. [et al.]*. Optimized in vitro and in vivo expression of proteorhodopsin: A seven-transmembrane proton pump // *Elsevier*. – 2007.

УДК 577.352.332

Получение кристаллографических данных бактериородопсина с ультравысоким разрешением: улучшение процедур криофиксации и повышение степени гомогенности белкового препарата

А.О. Богородский, В.И. Борщевский

Московский физико-технический институт (государственный университет)
bogorodskiy173@gmail.com

Получение кристаллографических данных высокого разрешения имеет большое значение для структурных исследований функционирования мембранных белков. Только атомарное разрешение позволяет установить положения атомов белка и наблюдать существенные детали его строения, включая принципиально важное строение активного центра. Мембранный белок бактериородопсин осуществляет транспорт протона и только данные ультравысокого разрешения позволяют наблюдать изменения протонного состояния молекулярных групп и установить механизм работы белка.

Повышение качества кристаллографических данных белковых кристаллов зависит от всех этапов работы с белком: выбора подходящих мутаций, получения наиболее чистого белкового препарата, криоаморозки белкового кристалла и выработки стратегии сбора кристаллографических данных.

В данной работе мы сконцентрировались на этапе криофиксации образца бактериородопсина, кристаллизуемого в кубической фазе моноолеина [1]. Кристаллизацию проводили с помощью роботизированной системы в нанобъемах с готовыми китами преципитантов с использованием *n*-октил- β -D-глюкозид (OG) в качестве детергента.

Для уменьшения вторичного разрушения молекул из-за диффузии свободных электронов и радикалов в кристалле (образующихся из-за неупругого рассеяния рентгеновского излучения) традиционно используется криофиксация белкового кристалла при 100 К. При заморозке вода (содержащаяся в кристаллах белков) представляет особую угрозу из-за нескольких факторов.

1. Расширение воды при переходе в кристаллическую фазу.

2. Повышение концентрации соли и детергентов в незамороженной части раствора, которое может вызвать осмотический шок и разрушение кристалла.
3. Кристаллы льда искажают дифракционную картину.

Традиционным решением этих проблемам является витрификация (стеклование) воды, т.е. перевод воды в аморфное состояние. Этот процесс происходит при резком переохлаждении жидкости (для чистой воды – около 127 К). Повышение этой температуры с помощью криопротекторов позволяет замораживать объекты большего размера. Большинство криопротекторов (например, полиолы) повышают температуру перехода жидкость–аморфное состояние до 150–180 К.

Охлаждение образца производится с помощью криоструи или погружением в охлаждающую жидкость с температурой около 100 К. Преимуществом второго метода является эффективность теплопередачи, которая, однако, может резко снизиться из-за вскипания жидкости и образования газовой шубы. Влияние криопротектора и метода его применения на структуру белка и свойства кристалла изучены слабо. Обычно криопротектор и способ его применения подбираются методом проб и ошибок на основании получаемых дифракционных картин.

Также важным фактором является гомогенность образца бактериородопсина (полностью прошедший посттрансляционные модификации). Известно, что условия экспрессии оказывают влияние на гомогенность белка [2], которая чрезвычайно важна на этапе кристаллизации.

Таким образом, первая задача проекта — изучение влияния криопротекции на получаемое разрешение. Вторая задача проекта — получение образца бактериородопсина, гомогенность проверяется с помощью масс-спектрометрии.

Литература

1. *Caffrey M.T.* Membrane protein crystallization (Review) // *J. Struct. Biol.* – 2003. – V. 142. – P. 108–132.
2. *Lorber B., DeLucas L.J.* Large scale preparation of homogeneous bacteriorhodopsin // *FEBS Lett.* – 1990. – V. 261. – P. 14–18.

Секция электрофизики, квантовой радиофизики и проблем физики и астрофизики

УДК 532.517.45

Попытка теоретического объяснения *pirouette* эффекта

К.П. Зыбин^{1,2}, *А.В. Копьев*²

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, ²Московский физико-технический институт (государственный университет)
ezik92@mail.ru

Работа посвящена теоретическому описанию экспериментально полученного в 2011 году эффекта (Ху, Pumir и Bodenshatz [1]), который был назван авторами эксперимента *pirouette* эффект. В проведенном эксперименте рассматривался статистически однородный и изотропный турбулентный поток и эволюция изначально изотропно расположенных пробных частиц в этом потоке. Расстояние между частицами выбиралось в инерционном масштабе, который в первую очередь характеризуется отсутствием в нем вязкости. Таким образом, при рассмотрении движения этих частиц можно пренебречь вязкостью и, как следствие, вязким членом в уравнении Навье–Стокса. Характерное поведение пробных частиц в описанной среде, связанное с вытягиванием жидких частиц вдоль одного направления, носит название *pirouette* эффект (рис. 1, 2). Понимание механизма, играющего основную роль в этом эффекте, возможно, поможет лучше понять структуру турбулентности в инерционном масштабе.

В работе сделана попытка теоретического описания *pirouette* эффекта. Сформулирована постановка задачи и выведены формулы, необходимые для теоретического описания эффекта. Получены уравнения для эволюции угла между вектором завихренности и вектором, определяющим направление наибольшего растяжения. Выведены асимптотики поведения изучаемой величины на малых и больших временах. Получено удовлетворительное согласие с результатами эксперимента.

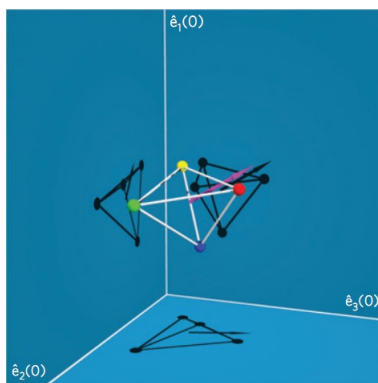


Рис. 1.

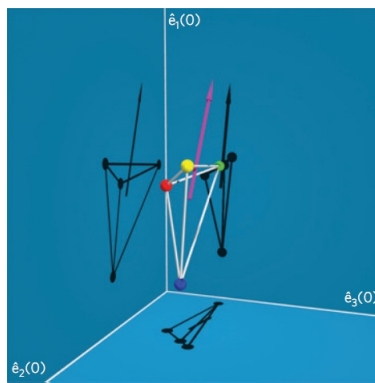


Рис. 2.

Литература

1. *Ху Н., Румир А., Воденшатц Е.* // Nature Phys. – 2011. – V. 7. – P. 709–712.
2. *Сивухин Д.В.* Общий курс физики. Т. 1. Механика. – М.: Физматлит, 2006. – 560 с.
3. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. – М.: Наука, 1986. – 736 с.
4. *Фриш У.* Турбулентность. Наследие А.Н. Колмогорова. – М.: Фазис, 1998. – 346 с.
5. *Кляцкин В.И.* Динамика стохастических систем. – М.: Фазис, 2003. – 240 с.
6. *Кляцкин В.И., Татарский В.И.* Приближение диффузионного случайного процесса в некоторых нестационарных статистических задачах физики // УФН. – 1973. – Т. 110, вып. 4. – С. 499–536.
7. *Зыбин К.П., Сирота В.А., Ильин А.С., Гуревич А.В.* // ЖЭТФ. – 2007. – Т. 132. – С. 510–523.
8. *Владимиров В.С.* Уравнения математической физики. – М.: Наука, 1976. – 527 с.
9. *Гельфанд И.М., Шилов Г.Е.* Обобщенные функции и действия над ними. – М.: Добросвет, 2000. – 412 с.
10. *Абрашкин А.А., Якубович Е.И.* Вихревая динамика в лагранжевом описании. – М.: Физматлит, 2006. – 176 с.

УДК 537.86+544.77

Оптические свойства наночастиц серебра, полученных восстановлением AgNO_3 в гелях желатина и поливинилового спирта

Д.Н. Васильев^{1,2}, А.Г. Витухновский², В.М. Кобрянский²

¹Московский физико-технический институт (государственный университет), ²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
vasilievden@gmail.com

Многочисленные исследования показали, что образование наночастиц серебра восстановлением его солей в вязких растворах протекает через стадию образования кластеров, агрегация которых приводит к образованию и росту наночастиц серебра. Как правило кластеры поглощают в области 320–380 нм, а наночастицы, в зависимости от размера и формы, в области 400–1500 нм [1]. Однако связь структуры и оптических свойств образующихся кластеров и наночастиц серебра до сих пор вызывает много вопросов, особенно на начальной стадии формирования кластеров. В настоящей работе исследовались оптические свойства кластеров и наночастиц серебра, сформированных в высоковязких растворах и гелях. Полученные результаты показали, что скорость протекания реакции формирования кластеров серебра в гелях резко

уменьшается по сравнению со скоростью их формирования в водных растворах. На рис. 1 приведены спектры поглощения геля желатина, содержащего AgNO_3 и NaBH_4 в процессе формирования кластеров серебра.

Из рисунка видно, что в первые 15 минут реакции наблюдается появление и рост оптической плотности геля в широком диапазоне от 300 до 600 нм без ярко выраженных максимумов. В дальнейшем характер спектра резко меняется. Наблюдается рост полосы поглощения в области 380 нм, характерный для кластеров серебра, и уменьшение интенсивности поглощения в области 400–600 нм.

Аналогичная картина наблюдается при формировании кластеров и наночастиц серебра в высоковязких растворах поливинилового спирта (рис. 2). Из рисунка видно появление в начальный период (16 минут) поглощения в широком спектральном диапазоне с последующей трансформацией спектра в характерный для кластеров и наночастиц размером 1–3 нм.

Поглощение, возникающее в высоковязких растворах и гелях в процессе восстановления азотнокислого серебра, ранее в литературе не описывалось. Оно не связано с кластерами и наночастицами серебра, поскольку возникает на самой начальной стадии реакции. Мы предполагаем, что это поглощение связано с образованием линейных цепочек серебра, устойчивость которых обеспечивается высокой вязкостью растворов и низкой подвижностью реагентов, участвующих в реакции.

Наше предположение подтверждается теоретическими расчетами. В работе [2] показано что поглощение линейных цепочек, состоящих из атомов серебра, резко смещается в длинноволновую область при увеличении длины цепочек от 2 до 10. Ширина запрещенной зоны двухатомной молекулы серебра соответствует полосе поглощения в области 360 нм, а для 10 атомной цепочки — полосе поглощения в области 600 нм.

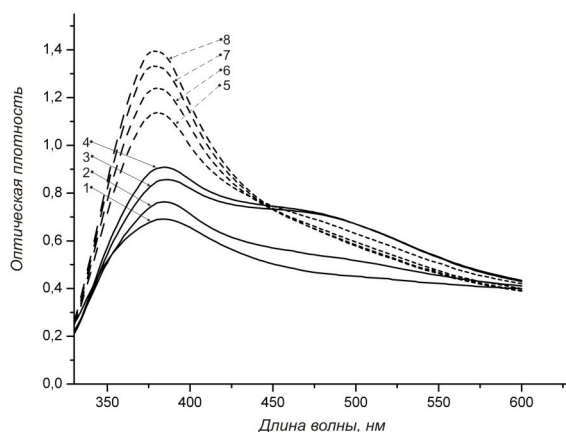


Рис. 1. Спектры поглощения наночастиц серебра, восстановленных в присутствии поливинилового спирта. Время с начала реакции: (1) 0 мин, (2) 5 мин, (3) 10 мин, (4) 15 мин, (5) 18 мин, (6) 21 мин, (7) 24 мин, (8) 27 мин

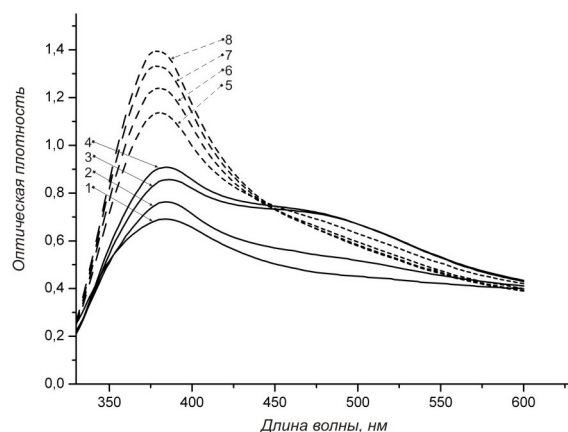


Рис. 2. Спектры поглощения наночастиц серебра, восстановленных в присутствии желатины. Время с начала реакции: (1) 2 мин, (2) 16 мин, (3) 26 мин, (4) 31 мин, (5) 36 мин

Литература

1. *Jiang [et al.]*. Role of Temperature in the Growth of Silver Nanoparticles Through a Synergetic Reduction Approach // *Nanoscale Res Lett.* – 2011. – V. 6. – P. 32.
2. *Jun Yan, Shiwu Gao*. Plasmon resonances in linear atomic chains: Free-electron behavior and anisotropic screening of *d* electrons // *Physical Review B.* – 2008. – V. 78. – P. 235413.

УДК 537.86+544.77

Создание ансамблей кластеров и наночастиц серебра с бимодальным распределением

Д.Н. Васильев^{1,2}, *А.Г. Витухновский*², *В.М. Кобрянский*²

¹Московский физико-технический институт (государственный университет), ²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
vasilievden@gmail.com

В 2001 году впервые было показано [1], что воздействие ультрафиолетовым излучением на растворы солей серебра в присутствии лигандов и восстановителей приводит к формированию наночастиц серебра особого размера и формы. Позже было показано что если излучение заменить на лазерное, то размер и спектр получающихся частиц зависит от длины волны лазерного излучения [2]. Однако распределение по размерам частиц, полученное методом просвечивающей электронной микроскопии, показывало, что во всех случаях лазерное облучение с длиной волны от 488 нм до 647 нм приводит к полимодальному распределению. В настоящей работе исследовались оптические спектры и морфология композиций, полученных восстановлением азотнокислого серебра в присутствии натрия борогидрида и цитрата натрия в растворе поливинилового спирта под действием лазерного излучения. В качестве источника лазерного излучения использовали медный лазер, излучающий на двух длинах волн 565 нм и 580 нм.

Проведенные исследования показали, что лазерное облучение приводит к появлению окрашенного раствора с самых первых минут реакции. На рис. 1 приведены 3 спектра поглощения реакционной смеси с интервалом между измерениями 10 минут.

Из рисунка видно, что первый спектр характеризуется двумя максимумами поглощения при 395 и 460 нм и поглощением в области длинноволнового спада в об-

ласти 460–600 нм. Дальнейшее лазерное облучение приводит к росту максимума 460 нм и уменьшению интенсивности в области длинноволнового спада.

Полученные исследования позволяют предположить, что лазерное облучение приводит к слиянию кластеров с образованием наночастиц, размер которых зависит от длины волны лазерного излучения. Мы предполагаем, что энергия, выделяющаяся при слиянии кластеров и наночастиц, может приводить к возбуждению лигандов и гигантскому комбинационному рассеянию с коэффициентом $>10^{12}$.

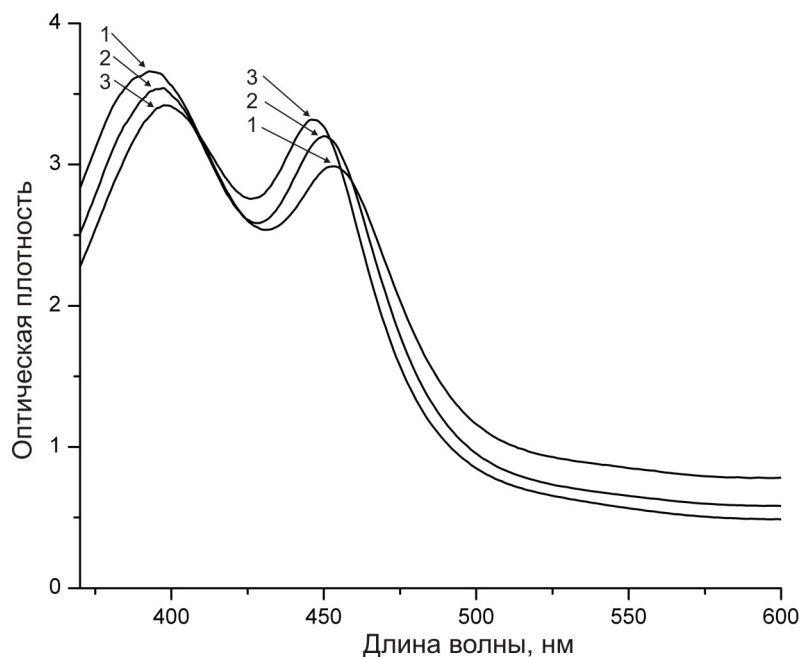


Рис. 1. Спектры поглощения наночастиц серебра, восстановленных в присутствии поливинилового спирта и цитрата натрия под действием лазерного излучения. Время с начала реакции: (1) 10 мин, (2) 20 мин, (3) 30 мин

Литература

1. *Rongchao J. [et al.]*. Photoinduced Conversion of Silver Nanospheres to Nanoprisms // *Science*. – 2001. – V. 294. – P. 1901–1903.
2. *Millstone J. [et al.]*. Colloidal Gold and Silver Triangular Nanoprisms // *Small*. – 2009. – N 6. – P. 246–264.

УДК 539.186.3

Механизмы столкновительного тушения ридберговских атомных состояний атомами с малой энергией сродства к электрону

Е.С. Мирончук¹, В.С. Лебедев^{1,2}, А.А. Нарич^{1,2}, А.Д. Кондорский^{1,2}

¹Московский физико-технический институт (государственный университет), ²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
myolena@yandex.ru

Исследование процессов взаимодействия ридберговских атомов с нейтральными частицами представляет значительный интерес для ряда фундаментальных направ-

лений современной атомно-молекулярной физики и ее приложений к спектроскопии и кинетике газов и плазмы, астрофизики и радиоастрономии, квантовой оптики и квантовой информатики. Физические механизмы таких процессов определяются как уникальными свойствами атомов в высоковозбужденных состояниях, так и специфическими свойствами возмущающих частиц. Нами приведены результаты исследований процессов тушения ридберговских атомов при тепловых столкновениях с атомами щелочноземельных элементов, способных к образованию отрицательных ионов с малой энергией связи $\sim 20 - 150$ мэВ. Основное внимание уделено изучению различных механизмов тушения ридберговских уровней и эффектов, связанных с дальнедействующим характером взаимодействия слабосвязанного электрона с возмущающим атомом.

Теоретический анализ и конкретные расчеты выполнены для процессов столкновительного тушения высоковозбужденных состояний атомов $Rb(nl)$ и $Ne(nl)$ атомами $Ba(6s^2)$, $Sr(5s^2)$ и $Ca(4s^2)$. Детально изучены резонансный механизм тушения [1], связанный с переходами между ионным и ридберговскими ковалентными термами квазимолекулы, и традиционный механизм тушения, обусловленный переходами между высоковозбужденными уровнями атома при рассеянии слабосвязанного электрона на возмущающей частице. Резонансный механизм рассмотрен в рамках подхода, который основан на теории неадиабатических переходов между термами квазимолекулы. Получена система уравнений сильной связи для амплитуд переходов, которая решена с использованием модифицированной теории Ландау–Зинера, дополненной моделью распада временно образующегося отрицательного иона в кулоновском поле ионного остова высоковозбужденного атома. Для параметра ионно-ковалентной связи в расчетах использованы полученные в [2] общие формулы. Это позволило нам точно описать изменение волновой функции ридберговского атома в области координат электрона, определяемой характерным размером волновой функции слабосвязанного аниона. Для второго механизма тушения расчет сечений неупругих и квазиупругих переходов между высоковозбужденными уровнями атома проведен в рамках квазиклассической теории [3], основанной на модели квазисвободного электрона, импульсном приближении и нормированной теории возмущений. Для фаз рассеяния ультрамедленных электронов на атомах Ca , Sr и Ba использованы результаты расчетов [4] из первых принципов.

Расчеты вкладов каждого из указанных механизмов в полное сечение тушения проведены как для случая селективно возбужденных nl -уровней с малыми значениями орбитального момента ($l \ll n$), так и для состояний с большими значениями $l \sim n$. Это важно для исследований в области циркулярных ридберговских состояний атомов, которые представляют интерес для задач квантовой информатики. Установлены зависимости сечений тушения от главного и орбитального квантовых чисел, квантового дефекта уровня и скорости столкновения. Продемонстрирована сильная зависимость величин сечений тушения не только от главного квантового числа n , но и от орбитального момента l и энергии сродства к электрону щелочноземельного атома. Определены области существенного преобладания вкладов каждого из исследуемых механизмов и проанализирована относительная роль процессов тушения и образования ионной пары в разрушении ридберговских состояний атомов в зависимости от главного квантового числа. Выделены области значений n , где оба механизма вносят сравнимый вклад в тушение nl -состояний и в которых в силу интерференционных эффектов надежное количественное описание изучаемых процессов может быть дано лишь на основе самосогласованного решения системы уравнений сильной связи для амплитуд переходов. Важным результатом работы является вывод о

необходимости надежного количественного описания эффектов дальнедействующего поляризационного взаимодействия электрона с атомами щелочноземельных элементов в исследуемых процессах. Обсуждаются приложения теории к экспериментам по столкновительному тушению и образованию ионной пары при тепловых столкновениях ридберговских атомов с нейтральными частицами с малой энергией сродства к электрону.

Литература

1. *Fabrikant I.I., Lebedev V.S.* // J. Phys. B. – 2000. – V. 33. – P. 1521.
2. *Lebedev V.S., Narits A.A.* // Atomic Processes in Basic and Applied Physics / ed. by V. Shevelko and H. Tawara. – V. 68. Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics. – Berlin-Heidelberg: Springer-Verlag, 2012. – P. 211–245.
3. *Lebedev V.S.* Collision Processes Involving Highly Excited Atoms and Neutral Particles. – Cambridge: Cambridge Scientific Publishers, 2004. – P. 304.
4. *Bartschat K., Sadeghpour H.R.* // J. Phys. B. – 2003. – V. 36. – L. 9.

УДК 539.184

Исследование когерентного импульсного возбуждения уровня $5D$ атомов рубидия в магнитооптической ловушке

А.А. Головизин

Московский физико-технический институт (государственный университет), Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
vizin-90@mail.ru

В работе приведена реализация метода STIRAP, использованного для возбуждения $5D_{5/2}$ уровня атомов рубидия в магнитооптической ловушке[1].

STIRAP (Stimulated Raman Adiabatic Passage) – способ когерентного возбуждения заданного энергетического уровня исследуемой системы с использованием вспомогательного (промежуточного) уровня [2, 3]. Схема уровней, участвующих в эксперименте, показана на рис. 1.

Особенность данного метода состоит в контринтуитивном порядке следования импульсов накачки (связывающего уровни 1–2) и пробного импульса (связывающего уровни 2–3). Временная диаграмма показана на рис. 2. Принцип работы метода можно представить следующим образом: вначале происходит связывание уровней 2–3, а только потом при включении накачивающего импульса происходит переход системы из начального состояния $|1\rangle$ в конечное $|3\rangle$. При этом при соблюдении условий адиабатичности в течение всего процесса населенность промежуточного уровня, который может иметь малое время жизни, остается близкой к нулю, что позволяет совершать переход со 100% вероятностью.

На рис. 3 приведена экспериментальная зависимость населенности $5D$ уровня (точки) от задержки между импульсами (сплошная линия — теоретический расчет для используемой конфигурации полей). Левый пик соответствует отрицательной задержке — импульс накачки опережает импульс пробного лазера, т.е. каскадное возбуждение. Правый пик соответствует конфигурации импульсов, в которой реализуется метод STIRAP. Видно, что эффективность заселения верхнего уровня выше при применении метода STIRAP. Разработанный в настоящей работе метод планируется использовать при исследовании эффекта Штарка $5D_{5/2}$ уровня атомов рубидия.

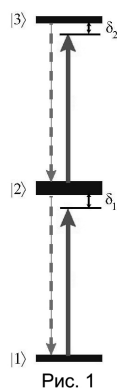


Рис. 1

Рис. 1.

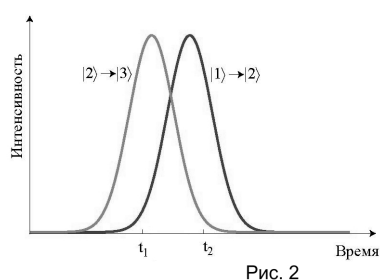


Рис. 2

Рис. 2.

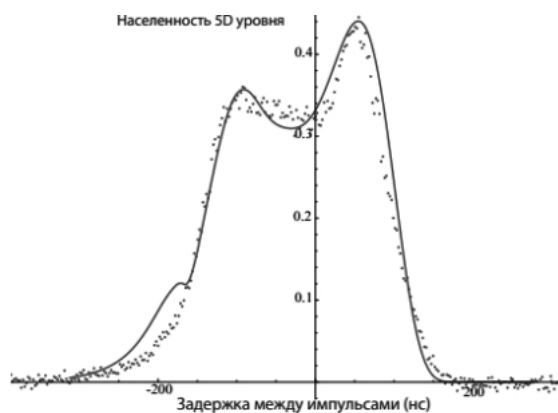


Рис. 3

Рис. 3.

Литература

1. Акимов А.В., Терещенко Е.О., Снигирев С.А., Самокотин А.Ю., Соколов А.В., Колачевский Н.Н., Сорокин В.Н. Резонансное взаимодействие фемтосекундного излучения с облаком холодных атомов Rb-87 // ЖЭТФ. – 2009. – Т. 136, В. 3(9). – С. 419–430.
2. Bergmann K., Theuer H., Shore B.W. Coherent population transfer among quantum states of atoms and molecules // Reviews of Modern Physics. – 1998. – V. 0(3). – P. 1003.
3. Vasilev G.S., Kuhn A., Vitanov N.V. Optimum pulse shapes for stimulated raman adiabatic passage // Physical Review A. – 2009. – V. 80(1). – P. 013417.

УДК 535-32+681.785.55

Концепция стигматического спектрометра на область длин волн 10–30 нм

Е.А. Вишняков, М.С. Лугинин, Е.Н. Рагозин, А.Н. Шатохин

Московский физико-технический институт (государственный университет), Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

juk301@mail.ru

Показатель преломления веществ в мягком рентгеновском (МР)-диапазоне слабо отличается от единицы, а поглощение МР-излучения в веществе велико. Поэтому использование преломляющей оптики в МР-диапазоне невозможно. Переход к отражающей оптике возможен двумя путями. Это схемы скользящего падения, приводящие к существенным aberrациям (в основном астигматизм), и схемы с использованием многослойных зеркал (МЗ) нормального падения. В спектроскопии МР-диапазона используются периодические и аperiodические МЗ, способные отражать МР-излучение в широком диапазоне длин волн [1].

Одним из способов компенсации aberrаций при регистрации спектральных изображений является использование дифракционных решеток ДР с переменным шагом, или VLS-решёток (varied line spacing). В работе [2] для этого предлагается применить вогнутую сферическую VLS-решётку.

Мы предлагаем конструкцию стигматического МР-спектрометра, в которой сочетаются преимущества аperiodических рентгеновских МЗ и решеток с переменным шагом штриха. Мы провели расчёт плоской VLS-решётки для фокусировки сходящегося на решётку пучка при скользящем падении. Угол скольжения предполагается 10–12°, а сходящийся пучок формируется при помощи аperiodического МЗ на основе Mo/Si, оптимизированного на диапазон 12.5–25 нм (рис. 1). Численный расчёт методом трассировки лучей показывает, что при размере ячейки 13 мкм на ПЗС-детекторе получаемые спектральные изображения будут стигматическими не только в небольшой окрестности расчётной длины волны, но и в пределах как минимум октавы длин волн (рис. 2).

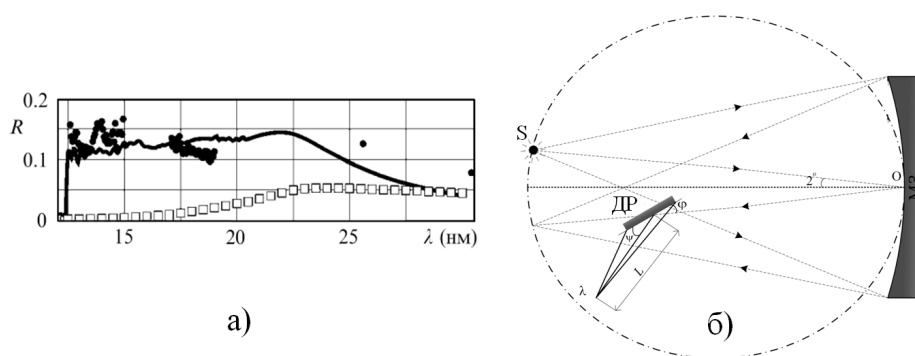


Рис. 1. (а) Спектр отражения МЗ на основе Mo/Si, оптимизированного на диапазон 12.5–25 нм: сплошная линия – теория, точки – эксперимент, полые квадраты – отражение кристаллического Mo (для сравнения); (б) схема стигматического спектрометра на основе аperiodического МЗ и плоской VLS-решётки

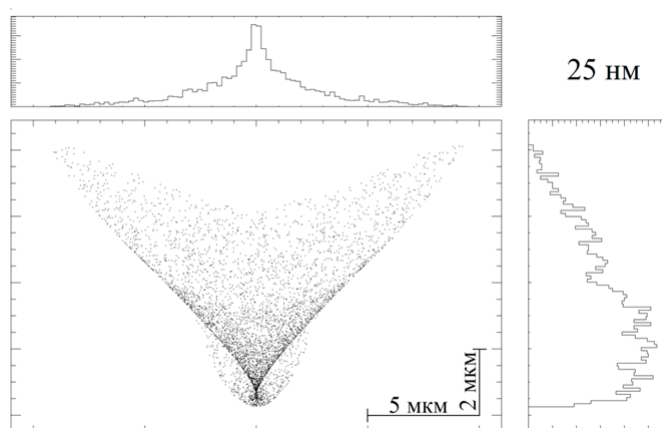


Рис. 2. Изображение точки на длине волны $\lambda = 12.5$ нм, полученное методом трассировки лучей в случае нахождения источника в меридиональной плоскости

Литература

1. Вишняков Е.А., Каменец Ф.Ф., Кондратенко В.В. Аперiodические многослойные структуры в оптике мягкого рентгеновского излучения // Квантовая электроника. – 2012. – Т. 42, № 2. – С. 143–152.
2. Harada T., Kita T. Mechanically ruled aberration-corrected concave gratings // Appl. Opt. – 1980. – V. 19, N 23. – P. 3987–3993.

УДК 535.34

Новые возможности для исследования краевых зон слоистых наноструктур с помощью рентгеновской рефрактометрии

Н.Д. Бейлин, С.С. Гижя

Московский физико-технический институт (государственный университет), Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
beylin@phystech.edu

В связи с особенностями показателя преломления вещества в рентгеновском диапазоне становится возможен метод определения атомарного состава и плотности исследуемого вещества на основе отклонения распространения рентгеновских лучей. Преимущество рентгеновского диапазона состоит в том, что показатель преломления веществ зависит только от атомарного состава и плотности и при этом никак не зависит от внутреннего строения вещества (вида кристаллической решетки, внутренних полей и т.д.). Атомарные факторы рассеяния, используемые в расчетах, затабулированы с точностью, заведомо превышающей точность эксперимента, что позволяет получать очень точные данные. Получаемые характеристики требуются в основном в электронике, где ведется работа с наноразмерными пленками: появляется возможность для неразрушающего контроля производства пленок, а также для исследования пленок, состав и плотность которых неизвестны.

В данной работе приводятся теоретические основы для принципиальной возможности использования отклонения рентгеновских лучей в веществе для получения требуемых данных. Производится анализ глубины проникновения лучей, из которого следует, что полученные характеристики соответствуют именно краевым зонам, тогда как большинство методов (в т.ч. рентгеновская рефлектометрия) получают интегральные характеристики по всей площади пленки.

В работе рассматривается принципиальная схема измерения для данного режима исследования, а также схема установки (рис. 1). Был произведен анализ преимуществ применяемой схемы установки над другими схемами, используемыми в основном в рентгеновских дифрактометрах. Основное преимущество состоит в том, что работу можно проводить одновременно на двух длинах волн, что позволяет существенно уточнить экспериментальные данные. В ходе исследования были получены данные для образца С–Ni–Si и на основе их получены требуемые характеристики. Также для данного режима исследования была написана программа для обработки результатов.

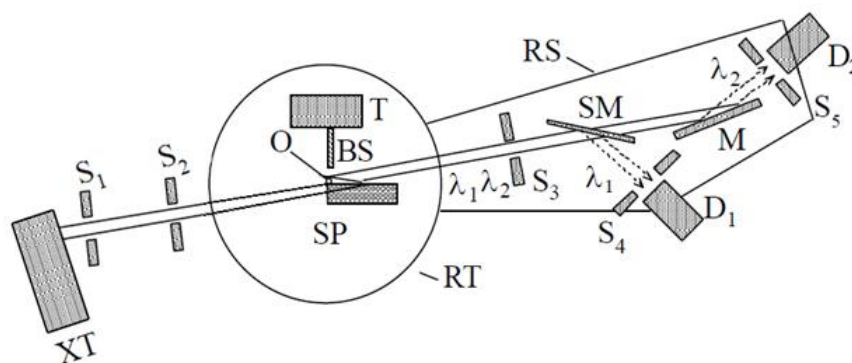


Рис. 1. Схема рентгеновской установки: XT – рентгеновский излучатель, S_1, S_2 – коллимационные щели, SP – образец, BS – подвижный коллимирующий экран, T – устройство перемещения экрана, SM, M – полупрозрачный и объемный монохроматоры, D_1, D_2 – детекторы излучения, O – ось вращения, RT – поворотный стол, RS – поворотный кронштейн

УДК 532.783

Переходы первого рода в НЖК под действием света различной поляризации

А.С. Золотько¹, М.П. Смаев¹, С.А. Швецов^{1,2}, Н.И. Бойко³, М.И. Барник⁴

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, ²Московский физико-технический институт (государственный университет), ³Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, ⁴ Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН
shvetsov@yandex.ru

Ранее было обнаружено, что при изменении мощности светового пучка необыкновенной поляризации, нормально падающего на нематический жидкий кристалл (НЖК) с примесью дендримеров, происходит ориентационный переход первого рода, сопровождающийся бистабильностью поля директора [1]. В докладе представлены результаты экспериментального и теоретического исследования влияния поляризации света на эти переходы. Также изучены ориентационные переходы, происходящие при повороте плоскости поляризации и постоянной световой мощности [2].

Исследования проводились методом абберационного самовоздействия светового пучка. В качестве образца использовался планарный НЖК ЖКМ-1277 с добавкой карбосиланового дендримера второй генерации (0.15% по весу) со статистически распределенными азобензольными и алифатическими терминальными фрагментами. НЖК индуцировал отрицательную оптическую нелинейность, т.е. директор НЖК

поворачивался от светового поля, и, следовательно, показатель преломления необыкновенной волны уменьшался.

Установлено, что добавление волны обыкновенной поляризации приводит к уменьшению порога перехода и сужению области бистабильности. При вращении плоскости поляризации и постоянной мощности светового пучка наблюдался необратимый ориентационный переход первого рода. При этом увеличение мощности также приводило к уменьшению области бистабильности.

Предложена теоретическая модель, основанная на влиянии поляризации света на соотношение концентраций транс- и цис-изомеров поглощающей добавки, качественно согласующаяся с экспериментом. В рамках теории Ландау фазовых переходов построена фазовая диаграмма ориентационных переходов (рис. 1).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 11-02-01315, 12-02-31348), ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России», соглашения 8396 и 8620, и УНК ФИАН.

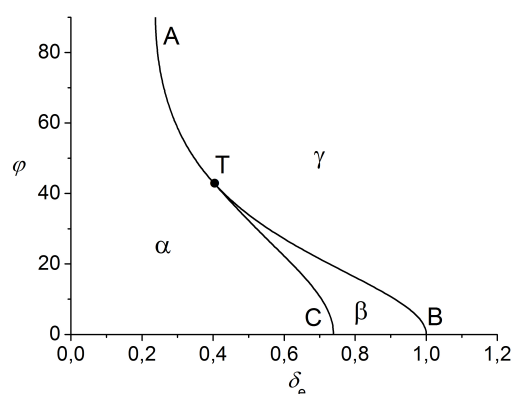


Рис. 1. Фазовая диаграмма ориентационных переходов: δ_e – безразмерная интенсивность необыкновенной волны, φ – угол поворота плоскости поляризации. Кривая AB соответствует значениям пороговой мощности перехода в возмущенное состояние, кривая AC – порогу обратного перехода, T – трикритическая точка. В области значений α существует только невозмущенное состояние директора, в области β могут существовать возмущенное и невозмущенное состояния; в области γ существует только возмущенное состояние поля директора

Литература

1. Babayan E.A., Budagovsky I.A., Shvetsov S.A., Smayev M.P., Zolot'ko A.S., Boiko N.I., Barnik M.I. Light- and electric-field-induced first-order orientation transitions in a dendrimer-doped nematic liquid crystal // Phys. Rev. E. – 2010. – N 82. – P. 061705.
2. Золотько А.С., Смаев М.П., Швецов С.А., Бойко Н.И., Барник М.И. Светоиндуцированные ориентационные переходы первого рода в нематическом жидком кристалле в присутствии обыкновенной волны // Квантовая электроника. – 2012. – № 42. – С. 327–331.

УДК 538.97:537.311.322

Осцилляции конденсата экситонных поляритонов в GaAs-микрорезонаторе

Д.А. Мыльников^{1,2}, В.В. Белых²

¹Московский физико-технический институт (государственный университет), ²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
altsiona@yandex.ru

Большой прогресс в технологии выращивания полупроводников в конце XX века сделал возможным реализацию наноструктур, которые имеют необычные и очень интересные оптические свойства. В частности, много захватывающих оптических явлений имеют место в полупроводниковых микрорезонаторах (МР). В 1992 году С. Weisbuch с коллегами экспериментально продемонстрировали, что взаимодействие фотонов с экситонами в МР со встроенными квантовыми ямами может приводить к появлению новых собственных состояний — квазичастиц, называемых экситонными поляритонами. С этого времени поляритоны в МР активно изучаются вследствие разнообразия оптических явлений, которые можно наблюдать в такой системе: бозе-эйнштейновская конденсация и эффект Джозефсона, сверхтекучесть поляритонов и квантованные вихри и многое другое.

Поляритоны в МР являются бозонами и имеют очень малую массу, порядка 10^{-5} массы электрона, это дает возможность реализовать их бозе-конденсацию при достаточно высокой температуре (вплоть до комнатной), в то время как для наблюдения конденсата атомов требуется температура 10^{-5} К.

При исследовании динамики фотолюминисценции GaAs-микрорезонатора со встроенными ямами при импульсном возбуждении нами были обнаружены осцилляции интенсивности излучения (рис. 1). Осцилляции возникали только при мощности возбуждения выше порога стимулированного излучения (образования конденсата) и имели период ~ 20 пс, намного превышающий время жизни поляритонов в МР (~ 1 пс), и были видимы в течение 2–4 периодов.

Наблюдавшиеся аналогичные явления объяснены осцилляциями между ТЕ и ТМ составляющими поляритонной моды [1] и квантовыми осцилляциями между поляритонами и темновыми экситонами [2, 3].

После тщательного изучения условий возникновения осцилляций нами предложено простое объяснение, основанное на трехэтапной модели релаксации поляритонов. В данной работе приводится обсуждение экспериментальных данных: динамики излучения МР со спектральным и пространственным разрешением и динамики пространственной когерентности поляритонной системы. Также приведены результаты численного моделирования энергетической релаксации поляритонов, качественно объясняющие экспериментальные результаты.

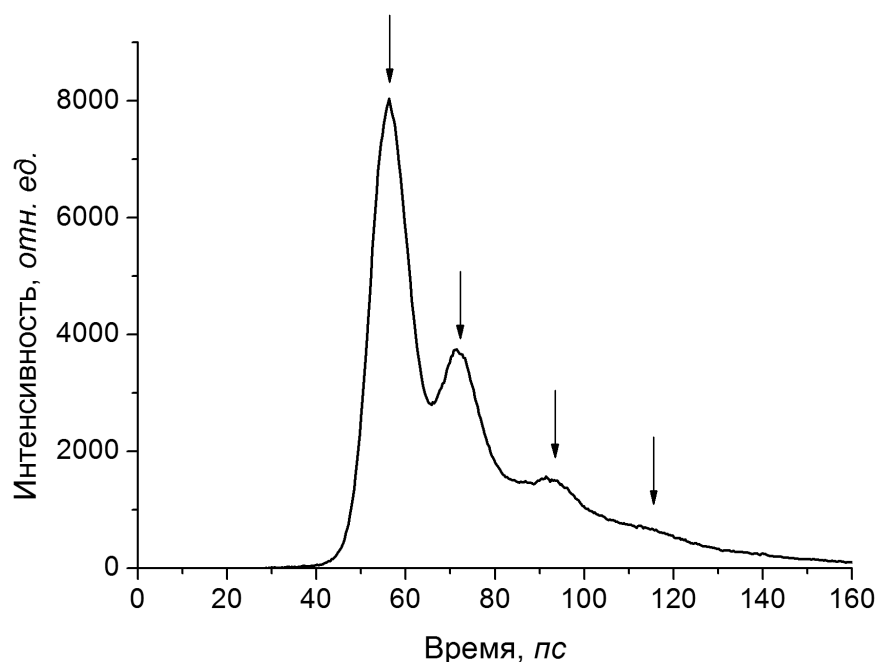


Рис. 1. Кинетика интенсивности фотолуминесценции конденсата поляритонов. Видны осцилляции интенсивности с периодом 20 пс

Литература

1. *Dasbach G. [et al.]*. Oscillations in the differential transmission of a semiconductor microcavity with reduced symmetry // *Phys. Rev. B.* – 2002. – V. 65. – P. 245316.
2. *Shelykh I.A. [et al.]*. Non-linear coupling of polariton and dark exciton states in semiconductor microcavities // *Solid State Communications.* – 2005. – V. 135, N 1.
3. *Martin M.D. [et al.]*. Polariton and spin dynamics in semiconductor microcavities under non-resonant excitation // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 2007. – V. 19. – P. 295204.

УДК 530.1

Самофокусировка фемтосекундных лазерных импульсов при амплитудной модуляции их поперечного профиля

Ю.Э. Гейнц¹, А.А. Землянов¹, Н.А. Изюмов^{2,3}, А.А. Ионин³,
С.И. Кудряшов³, Л.В. Селезнев³, Д.В. Синицын³, Е.С. Сунчугашева^{2,3}

¹Институт оптики атмосферы СО РАН им. В.Е. Зуева, ²Московский физико-технический институт (государственный университет), ³Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
nikolka.izumov@gmail.com

Приведены результаты лабораторных экспериментов по филаментации в воздухе остро сфокусированного гигаваттного фемтосекундного лазерного излучения, прошедшего различные апертурные диафрагмы. В режиме множественной филаментации установлена зависимость протяженности и пространственной структуры участка филаментации от начального профиля пучка. Обнаружено, что профилирование светового пучка с помощью диафрагмы в ряде случаев приводит к смещению участка филаментации и повторной самофокусировке излучения после линейной фокальной перетяжки пучка. При этом в пучке без диафрагмы той же мощности в режиме формирования одного филамента, он заканчивается перед геометрическим фокусом.

Линейно-поляризованное излучение титан-сапфирового лазера с центральной длиной волны 744 нм фокусировалось в атмосферный воздух стеклянными линзами

с различным фокусным расстоянием. Для изменения начального профиля интенсивности излучения использовался набор специально изготовленных амплитудных масок. Визуализация плазменной области осуществлялась с помощью CCD-матрицы. На рис. 1–2 для примера показаны профили диафрагмированных пучков различных типов.

После обработки экспериментальных данных были получены продольные и поперечные распределения плотности энергии световых пучков.

Экспериментальные результаты иллюстрируются данными числового моделирования.

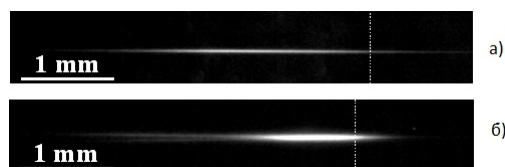


Рис. 1. Продольное изображение области филаментации лазерных пучков с треугольной (а) и сегментированной (б) диафрагмами. Излучение падает слева, положение геометрического фокуса показано штриховой линией

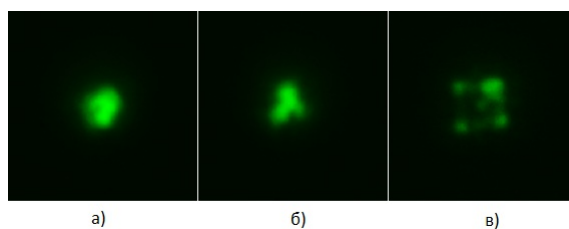


Рис. 2. Экспериментально измеренные поперечные распределения плотности энергии лазерного излучения с круговой (а), треугольной (б) и сегментированной (в) диафрагмами в области геометрического фокуса в условиях самофокусировки в воздухе

УДК 514.84

Развернутые действия безмассового скалярного супермультиплета

Н.Г. Мисуна

Московский физико-технический институт (государственный университет)

migeo@bk.ru

Рассматривается задача нахождения действий свободного безмассового скалярного супермультиплета в четырехмерном плоском суперпространстве в рамках так называемой развернутой формулировки динамических систем. Последняя представляет собой формулировку уравнений движения в форме условий равенства нулю некоторых обобщенных кривизн [1, 2]. Развернутый подход обладает рядом достоинств. В частности, он дает инструмент поиска инвариантных лагранжианов системы: для их нахождения нужно вычислить когомологии некоторого оператора, определяющегося развернутой системой уравнений [2]. Это особенно важно для суперсимметричных теорий, поскольку в настоящее время для поиска суперполевых действий основным остается метод проб и ошибок.

В работе получена полная совместная развернутая система уравнений исследуемой модели, и найдены уравнения, определяющие все ее возможные лагранжианы. Найдено их частное решение, которое соответствует стандартному лагранжиану Весса–Зумино [3]. Кроме того, решена проблема определения развернутого суперполевого действия: поскольку развернутые суперлагранжианы представляют собой суперформы, их нельзя непосредственно интегрировать по суперпространству. Однако показано, что можно определить интеграл от суперформы по произвольному четному подмногообразию в суперпространстве, причем его значение не будет зависеть от конкретного выбора этого подмногообразия.

Таким образом, продемонстрирована эффективность развернутого подхода к проблеме поиска суперполевых действий. Дальнейшее направление исследований связано с применением данного формализма к более сложным теориям.

Работа выполнена при поддержке Гранта РФФИ № 11-02-00814-а.

Литература

1. *Ponomarev D.S., Vasiliev M.A.* Unfolded Scalar Supermultiplet // *JHEP.* – 2012. – V. 1201. – P. 152.
2. *Vasiliev M.A.* Actions, charges and off-shell fields in the unfolded dynamics approach // *Int. J. Geom. Meth. Mod. Phys.* – 2006. – V. 3. – P. 37.
3. *Wess J., Bagger J.* *Supersymmetry and Supergravity.* – Princeton: University Press, 1983.

УДК 535.34

Новые возможности для исследования слоистых наноструктур с помощью относительной рефлектометрии

С.С. Гижжа, Н.Д. Бейлин

Московский физико-технический институт (государственный университет),

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

Sgizha@gmail.com

В настоящее время во многих областях исследований и производства возникает необходимость работать с наноразмерными пленками. Возникает необходимость точного определения их параметров. Исследование объектов с помощью рентгеновского излучения обладает рядом преимуществ, основным из которых является наличие табулированных значений атомных факторов рассеяния и, как следствие, отсутствие зависимости диэлектрической проницаемости от таких параметров, как вид кристаллической решетки, концентрация дефектов и т.д.

Для определения свойств наноразмерных пленок широко используется метод рентгеновской рефлектометрии. Несмотря на высокую точность метода, при наличии сложной структуры возникают серьезные трудности при решении обратной задачи, заключающейся в определении количества слоев и их параметров по угловой зависимости коэффициента отражения. Расшифровка рефлектограмм позволяет определить количество слоев, их толщины, плотности, шероховатости поверхностей, параметры размытия границ, параметры кривизны поверхностей.

В данной работе продемонстрированы преимущества метода относительной рентгеновской рефлектометрии. Измерение относительного коэффициента отражения (отношения коэффициентов отражения для двух различных длин волн) позволяет уточнить процедуру решения обратной задачи. Во-первых, одновременные измерения на двух различных длинах волн позволяют убрать аппаратные ошибки, связанные с неровностью образца. Во-вторых, при работе на малых углах, когда пучок

перекрывается образцом не полностью, интенсивность отраженного сигнала зависит не только от коэффициента отражения, но и от размера области перекрытия пучка образцом, в то время как измерение в относительном режиме позволяет определить истинное значение относительного коэффициента отражения. Работа на малых углах, в связи с малой глубиной проникновения излучения в вещество, позволяет ограничиться определением параметров поверхностного слоя (толщиной до 30–40 нм). Таким образом, при определении параметров поверхностного слоя относительная рефлектометрия позволяет решить обратную задачу, в то время как классические рефлектограммы расшифровать не представляется возможным.

В работе продемонстрированы экспериментальные данные и результаты теоретических расчетов, полученных при определении параметров окисных слоев на поверхности никеля, арсенида галлия, кремния, имплантированного фтором. На примере этих экспериментов показано преимущество измерений в относительном режиме.

УДК 524.77

Исследование частиц гало темной материи в поле начальных возмущений

В.А. Семенов

Московский физико-технический институт (государственный университет),
Астрокосмический центр Физического института им. П.Н. Лебедева РАН
vsemenov.mipt@gmail.com

Одной из актуальных проблем космологии является проблема каспов, заключающаяся в несоответствии профилей плотности гало темной материи, наблюдаемых по кривым вращения галактик с низкой поверхностной яркостью (LSB-галактики) и гало, получаемых в результате численного моделирования. В наблюдениях гало в центре, как правило, имеет постоянную плотность («ядро»), в то время как в моделировании получается профиль, расходящийся при малых радиусах r как $\rho \propto r^{-1}$ (такое поведение профиля называется *каспом*. Одно из возможных решений этой проблемы было предложено в работе [1]. Авторами разработана энтропийная теория образования гало. В гало с каспом энтропия быстро спадает к центру. В гало с ядром энтропия частиц в центральной области выше, в результате чего касп разрушается движением частиц. Решением проблемы каспов может быть учет в моделировании мелкомасштабных флуктуаций, которые увеличивают энтропию гало.

В данной работе для проверки предсказаний энтропийной теории проведено численное моделирование крупномасштабной структуры Вселенной в кубе со стороной 100 Мпк/н. В поле начальных возмущений найдены частицы, которые впоследствии формируют гало темной материи. Исследовано их распределение и измерен профиль дисперсии скорости этих частиц. Также прослежена эволюция профиля энтропии и анизотропии тензора инерции гало. Результаты моделирования сравниваются с энтропийной теорией.

Литература

1. Дорошкевич А.Г., Лукаш В.Н., Михеева Е.В. К решению проблем каспов и кривых вращения в гало темной материи в космологической стандартной модели // УФН. – 2012. – № 182. – С. 3–18.

УДК 538.958

Характеризация экситонных состояний в квантовых ямах Zn(Cd)Se/ZnMgSSe с размытыми гетерограницами

А.Ф. Адиятуллин^{1,2}, В.С. Кривобок^{1,2}, С.В. Шевцов¹

¹Московский физико-технический институт (государственный университет), ²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

bert-sp@yandex.ru

В отличие от модельного интерфейса, рассматриваемого в большинстве теоретических работ, реальный интерфейс часто характеризуется диффузионным размытием гетерограницы, в значительной степени определяющим такие параметры, как скорость рекомбинации неравновесных носителей и силы осциллятора оптических переходов. Механизмы влияния интерфейсов на свойства электронно-дырочной системы представляют особый интерес в случае наноструктур на основе соединений со значительной долей полярной связи. Таковы, в частности, соединения на основе ZnSe, перспективные для создания излучателей в синей и зеленой областях спектра.

В настоящей работе исследовались структуры с квантовыми ямами (КЯ) Zn(Cd)Se/ZnMgSSe, выращенные на подложках GaAs методом парофазной эпитаксии из металлорганических соединений в атмосфере водорода при низком давлении (75 Торр) и температуре 450–460 °С [1]. Ниже приведены результаты для одной из наиболее качественных структур, состоящей из двух КЯ с одинаковой номинальной ростовой толщиной (12 нм), но разной степенью размытия гетерограниц (нижняя КЯ размыта сильнее верхней, т.к. она дольше находилась при высокой температуре роста).

В спектрах стационарной фотолюминесценции при надбарьерном возбуждении для каждой из КЯ наблюдались линии излучения свободных и связанных экситонов. Отмечено усиление экситон-фононного взаимодействия по мере размытия гетерограниц, ассоциируемое с усилением фреelixовского механизма за счет разной степени локализации электронов и дырок в КЯ с нерезкими границами. Изменение энергетического расстояния между экситонными линиями в КЯ с разной степенью размытия гетерограниц связывалось с изменением затухания волновой функции локализованных и нелокализованных экситонных состояний вблизи интерфейсов.

Для каждой из КЯ вклад излучения связанных экситонов в люминесценцию демонстрировал рост при малых плотностях мощности надбарьерного возбуждения (до ~ 1 Вт/см²), существенно замедляясь или полностью прекращаясь при больших (рис. 1). Для объяснения такого поведения предложен механизм взаимодействия экситонов с дефектами донорного типа, для которых существуют нейтральное и заряженное (ионизованное) состояния. Экситон при взаимодействии с заряженным донором разрушается и нейтрализует его. В свою очередь нейтральный донор образует мелкую потенциальную яму для экситонов, формируя энергетические уровни ниже дна экситонной зоны. В рамках такой модели появление в КЯ неравновесных носителей (как и при включении надбарьерной подсветки) должно привести к увеличению в спектрах отражения резонансов, относящихся к связанному экситонному состоянию, что подтверждается экспериментом (рис. 2).

Особенностью кинетики излучения являлся биэкспоненциальный характер спадов люминесценции свободного и связанного экситонов с характерными временами ~ 40 пс и ~ 400 пс. В рамках предложенного выше механизма время ~ 40 пс определяется захватом свободных или слаболокализованных экситонов заряженными дефектами. Время ~ 400 пс соответствует излучательной рекомбинации свободных и связанных на дефектах экситонов. Во всем диапазоне температур 5–300 К люминес-

пенция из верхней КЯ затухает медленнее, чем из нижней, что может объясняться увеличением концентрации заряженных дефектов вблизи КЯ с нерезким интерфейсом.

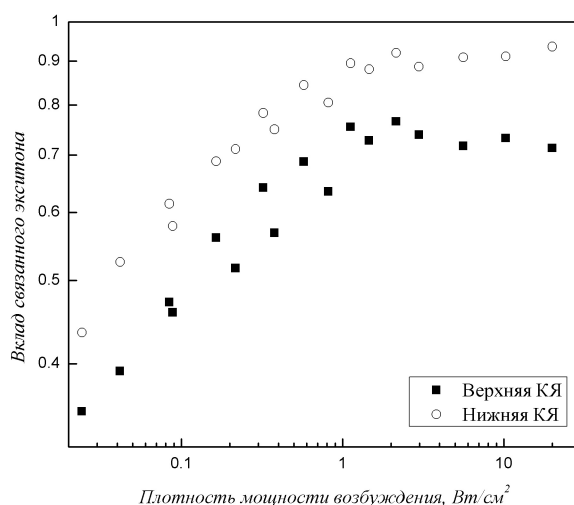


Рис. 1. Вклад излучения связанного экситона в суммарную интенсивность люминесценции

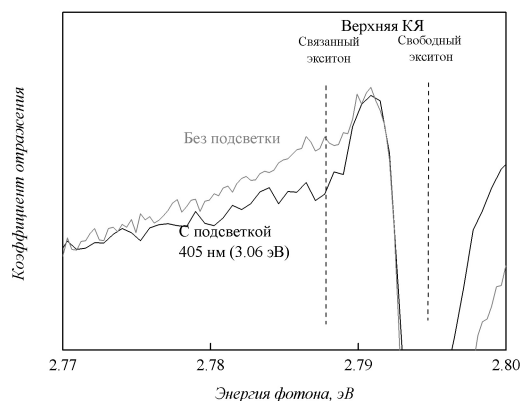


Рис. 2. Фрагменты спектров отражения света при выключенной и включенной надбарьерной подсветке

УДК 621.383

Динамика релаксации плазмонного возбуждения в наночастицах серебра

Д.А. Глубоков^{1,2}, В.В. Сычев¹, А.Е. Корольков^{1,2}

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, ²Московский физико-технический институт (государственный университет)

daglubokov@gmail.com

Исследование плазмонных свойств наночастиц сложной формы является актуальным и перспективным направлением современной наноплазмоники [1].

Исследуемый образец представляет собой наночастицы серебра, имеющие форму треугольных призм, помещенные в матрицу из фотографического желатина. Наночастицы и матрица нанесены на поверхность стеклянной фотографической пластины

толщиной 1 мм. Слой желатина с растворенным в нем серебром составлял не более 20 мкм.

Оптическая плотность образца на длине волны возбуждения составляла 0,5, а на длине волны зондирования – 1.

Измерение динамики релаксации плазмонного возбуждения проводилось методом возбуждение–зондирование. В качестве источника импульсов зондирования используется фемтосекундный лазер на кристалле титан-сапфира, импульсы возбуждения формируются за счет удвоения частоты генерируемых лазером фемтосекундных импульсов на длине волны 810 нм. Таким образом, возбуждая линию поглощения локализованного плазмона в наночастицах серебра на длине волны 405 нм, измерялась временная зависимость пропускания образца на длине волны 810 нм. Длительность импульса фемтосекундного лазера составляла не менее чем 200 фс. Частота модуляции возбуждающего импульса была выбрана из критерия минимизации шумов и составляла 86 кГц.

Зависимость пропускания образца от времени приведена на рис. 1. Время нарастания сигнала возбуждения составило около 0,4 пс, что согласуется с шириной автокорреляционной функции импульсов возбуждения и зондирования. Исходя из полученных результатов видно, что релаксация плазмонного возбуждения происходит за характерное время около 2 пс, это выше предсказываемого в [2] и может объясняться взаимодействием плазмонного возбуждения со структурой матрицы из фотографического желатина.

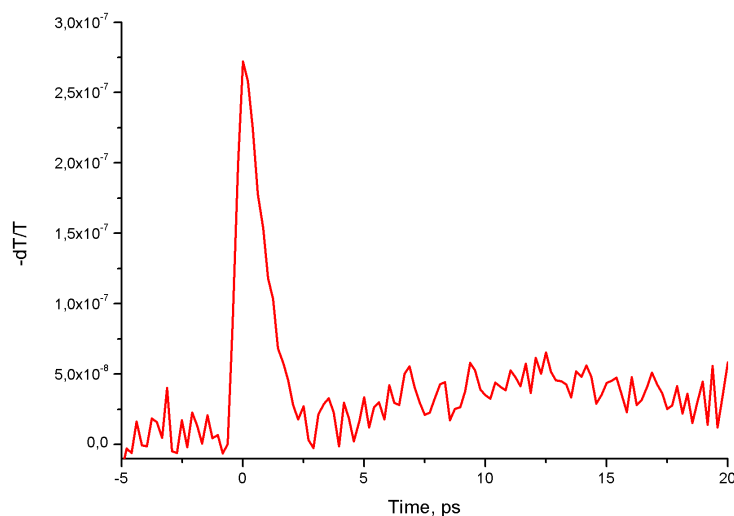


Рис. 1. Динамика релаксации плазмонного возбуждения в наночастицах серебра, имеющих форму треугольных призм, помещенных в матрицу из фотографического желатина

Литература

1. *Климов В.В.* Наноплазмоника. – М.: Физматлит, 2009. – 480 с. – ISBN 978–5–9221–1030–3.
2. *Blaber M.G., Henry A.I., Bingham J.M., Schatz G.C., Van Duyne R.P.* LSPR Imaging of Silver Triangular Nanoprisms: Correlating Scattering with Structure Using Electrodynamics for Plasmon Lifetime Analysis // *The Journal of Physical Chemistry C.* – 2011. – P. 393–403.

УДК 533.9.01

Изучение возврата продуктов эрозии катода в отрицательной короне

*Р.Х. Амиров¹, Е.В. Коростылев², Н.В. Пестовский^{2,3}, А.А. Петров^{2,3},
С.Ю. Савинов^{2,3}, И.С. Самойлов¹*

¹Объединенный институт высоких температур РАН, ²Московский физико-технический институт (государственный университет), ³Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
samosval@mail15.com

Отрицательный коронный разряд в режиме импульсов Тричела [1] является источником наночастиц, формирующихся в результате эрозии катодной поверхности [2]. При этом может наблюдаться возврат продуктов эрозии на катодную поверхность и оседание в виде кристаллических и дендритоподобных наноструктур [3]. Так, например, в воздухе при атмосферном давлении рециклинг наблюдается в случае медных и серебряных катодов, но не наблюдается при использовании катодов, изготовленных из графита или алюминия. Ранее установлено, что причиной эрозии катода в отрицательном коронном разряде являются электровзрывные процессы [4]. Целью данной работы является объяснение рециклинга и его избирательного свойства по отношению к катодному материалу при условии реализации электровзрывного механизма эрозии.

Отрицательный коронный разряд исследовался в воздухе в режиме импульсов Тричела в электродной конфигурации острие–плоскость. После разряда катоды исследовались при помощи растровых электронных микроскопов Jeol JSM-7001F и FEI Quanta 200 с разрешением ~ 1 нм.

Обнаружено, что продуктами эрозии катода являются наночастицы размером ~ 10 нм. Была разработана одномерная модель динамики продуктов эрозии в электродном промежутке. Основными уравнениями модели являются уравнение движения (1), уравнение зарядки частицы (2) и уравнение баланса тепла на поверхности частицы (3):

$$m \frac{dV}{dt} = F_{dr} + F_{el}, \quad (1)$$

$$\frac{1}{S} \frac{dq}{dt} = j_T + j_{pl}, \quad (2)$$

$$mc \frac{dT}{dt} = P_{drag} + P_{rad}. \quad (3)$$

Здесь m — масса частицы, V — скорость, F_{dr} — сила трения, F_{el} — сила электростатического притяжения, S — площадь поверхности частицы, q — заряд, j_T — плотность тока термоэмиссии на поверхности частицы, j_{pl} — плотность тока ионов и электронов из разрядной плазмы, c — теплоемкость материала, T — температура, P_{drag} — мощность теплообмена в результате столкновений с молекулами воздуха, P_{rad} — мощность радиационного охлаждения.

Согласно результатам моделирования, рециклинг объясняется зарядкой наночастиц положительными ионами, а также в результате термоэлектронной эмиссии, и электростатическим притяжением. Избирательное свойство рециклинга объясняется различием начальной скорости, температуры и размера наночастиц из различных материалов. Предложенная модель рециклинга согласуется с электровзрывным механизмом эрозии катода в отрицательном коронном разряде.

Работа поддержана грантом РФФИ № 12-08-01223 и выполнена с использованием оборудования ЦКП МФТИ — контракт № 16.552.11.7022.

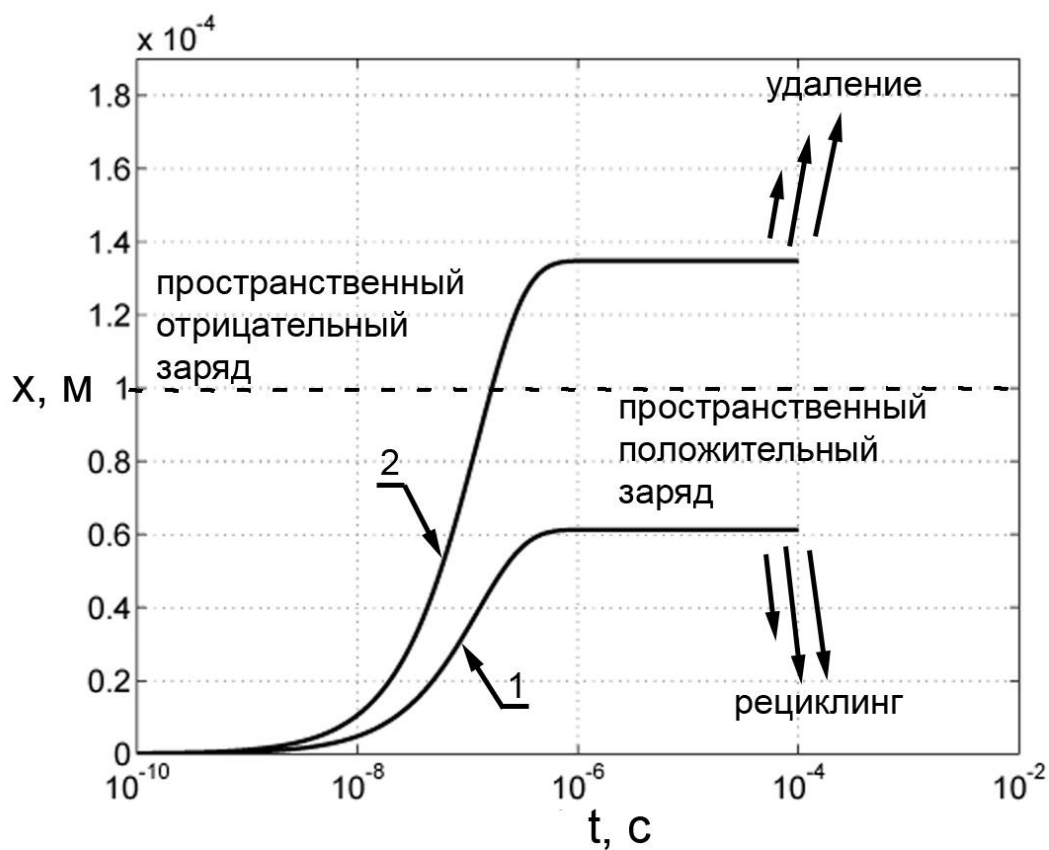


Рис. 1. Динамика медной частицы диаметром 10 нм: 1 – рециклинг наблюдается при начальной скорости 500 м/с; 2 – рециклинг не наблюдается при начальной скорости 1100 м/с

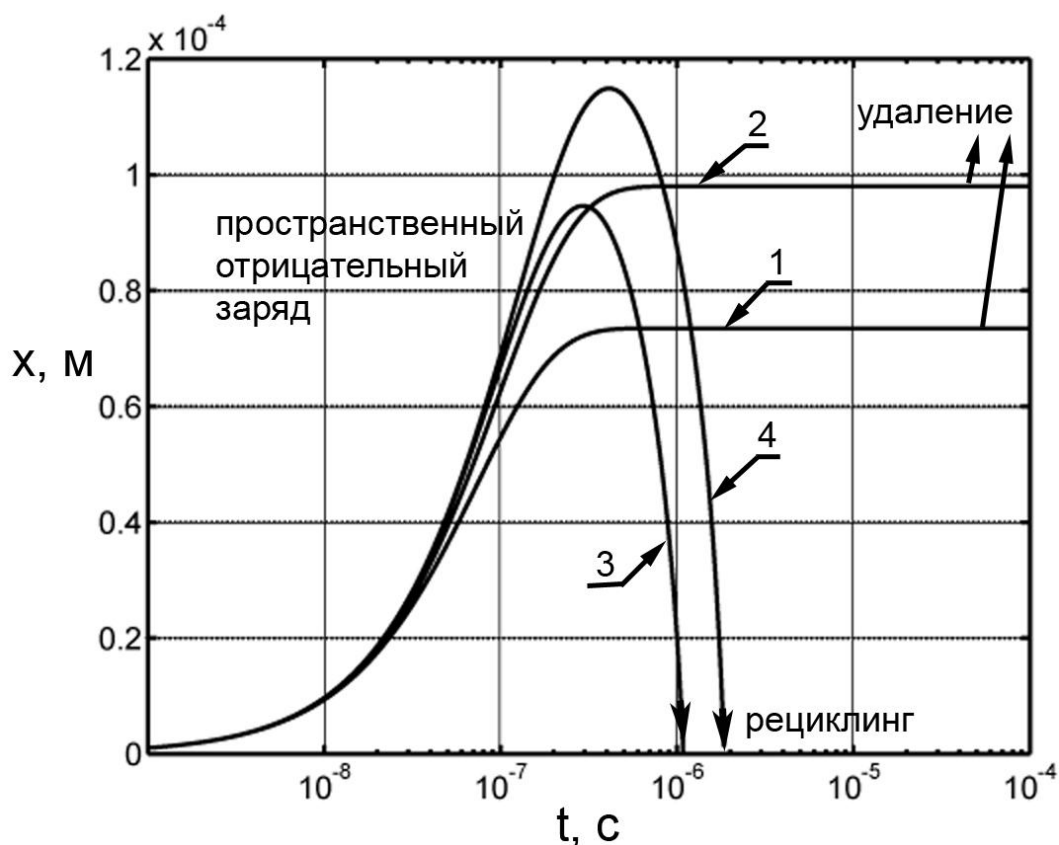


Рис. 2. Динамика медной частицы при начальной скорости 1000 м/с и температуре 4800 К: 1 — радиус частицы 3 нм; 2 — 4 нм; 3 — 5 нм; 4 — 6 нм

Литература

1. *Loeb L.B.* Electrical coronas. Their basic physical mechanisms. — Berkeley, CA: Univ. California Press, 1965. — 694 p.
2. *Nolan P.J., Kuffel E.* // *Geofisica Pura e Applicata.* — 1957. — V. 36. — P. 201.
3. *Асиновский Э.И., Петров А.А., Самойлов И.С.* // *ЖТФ.* — 2008. — Т. 78. — С. 137.
4. *Petrov A.A., Amirov R.H., Samoylov I.S.* // *IEEE Transactions on Plasma Science.* — 2009. — V. 37. — P. 1146–1149.

УДК 535.37

Структура уровней поверхностных состояний квантовых точек сульфида кадмия

А.В. Кацаба^{1,2}, *А.Г. Витухновский*², *С.А. Амброзевич*², *А.Н. Лобанов*²,
*В.В. Федянин*², *Р.Б. Васильев*³, *И.Г. Саматов*³

¹Московский физико-технический институт (государственный университет), ²Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, ³Московский государственный университет

им. М.В. Ломоносова

katsaba.alexey@gmail.com

Квантовые точки на основе полупроводников $A^{II}B^{VI}$ являются перспективными материалами для изготовления излучающих слоев органических светоизлучающих диодов [1]. В отличие от органических люминофоров они менее подвержены деградации; спектральное положение полос люминесценции может быть задано лишь за счет изменения размера квантовых точек и не требует модификации химического состава и процедуры синтеза [2, 3].

В настоящей работе проведено исследование фотолюминесценции поверхностных состояний коллоидных полупроводниковых квантовых точек сульфида кадмия с диаметром 4.5 нм. Показано, что спектр фотолюминесценции при импульсном лазерном возбуждении 405 нм состоит из нескольких перемежающихся полос, наблюдающихся в дополнение к полосе основного перехода в квантовых точках (рис. 1). Уменьшение температуры от 300 К до 10 К приводит к немонотонному изменению амплитуды этих полос, а также перераспределению их интенсивности.

Температурные зависимости отношения интенсивностей наблюдаемых полос и полосы основного перехода имеют активационный характер с постоянной составляющей при низких температурах (рис. 2а). Такое поведение температурных зависимостей указывает на то, что захват электронов в ловушки происходит через барьер. При низких температурах такой механизм захвата проявляется в туннелировании электрона в ловушку на поверхности квантовой точки.

Спектрально разрешенные кинетические кривые фотолюминесценции при импульсном лазерном возбуждении (405 нм, 75 пс, 100 кГц), измеренные при комнатной температуре, имеют существенно неэкспоненциальный вид; они были аппроксимированы суммой трех экспонент с временами порядка 10, 100 и 1000 нс. При понижении температуры до 77 К наблюдалось увеличение времени высвечивания.

Для описания кинетических кривых люминесценции, а также температурных зависимостей интенсивностей выделенных полос люминесценции поверхностных состояний была предложена энергетическая структура уровней (рис. 2б) и построена кинетическая модель, с помощью которой удалось рассчитать константы переходов и определить энергию активации процессов захвата электронов в ловушки.

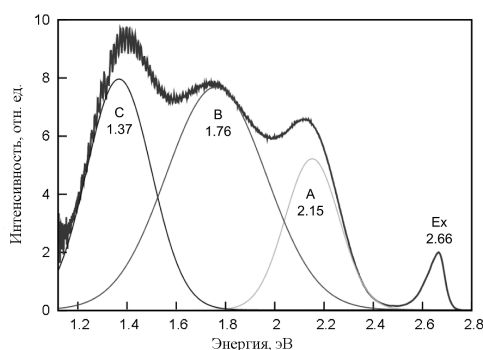


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции квантовых точек сульфида кадмия при 10 К. В спектре выделены гауссовы полосы *A*, *B* и *C*

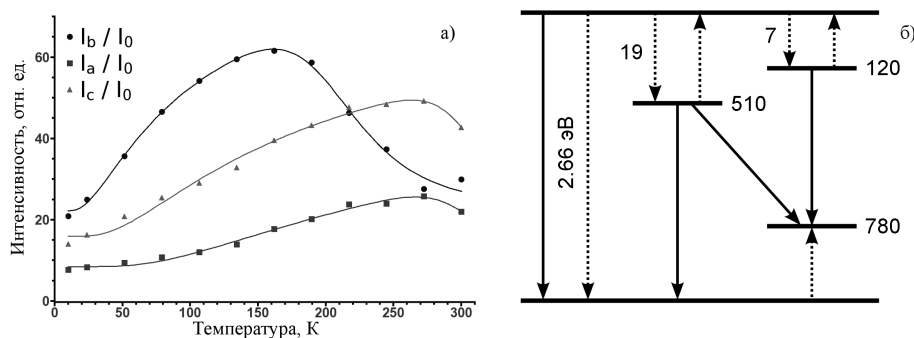


Рис. 2. Температурные зависимости отношения интенсивностей полос A , B и C и полосы основного перехода; б) энергетическая схема уровней квантовых точек сульфида кадмия; на рисунке обозначены глубины ловушек и энергии активации процессов захвата электронов (в мэВ)

Литература

1. Anikeeva P.O., Halpert J.E., Bawendi M.G., Bulovic V. Electroluminescence from a mixed red-green-blue colloidal quantum dot monolayer // Nano Lett. – 2007. – V. 7. – P. 196.
2. Ekimov A.I., Onuschenoko A.A. Quantum size effect in three-dimensional microscopic semiconductor crystals // JETP Lett. – 1981. – V. 34. – P. 345.
3. Vasiliev R.B., Dorofeev S.G., Dirin D.N., Belov D.A., Kuznetsova T.A. // Mendeleev Commun. – 2004. – V. 14. – P. 169.

УДК 538.958

Влияние красной и инфракрасной подсветки на спектры излучения квантовых ям $Zn(Cd)Se/ZnMgSSe$ вблизи экситонных резонансов

С.В. Шевцов^{1,2}, А.Ф. Адиятуллин^{1,2}

¹Московский физико-технический институт (государственный университет), ²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
s.v.shevtsov@outlook.com

Исследование эффектов, связанных с экситон-электронным рассеянием в полупроводниковых структурах, важно для оптимизации работы светоизлучающих устройств на основе квантовых ям (КЯ). В частности, подобные явления могут играть ключевую роль при разработке и создании когерентных источников нового типа – поляритонных лазеров [1]. Целью данной работы является исследование экситон-электронного рассеяния в КЯ $Zn(Cd)Se/ZnMgSSe$ при высоких температурах. При этом основное внимание уделяется влиянию двумерного электронного газа (ДЭГ) с низкой концентрацией на силу осциллятора и уширение экситонных состояний. Для подавления явлений, связанных с экситон-фононным взаимодействием, существенно затрудняющих наблюдение эффектов при комнатных температурах, экситон-электронное рассеяние в работе исследуется при температуре 85–90 К.

Для исследования была выбрана серия образцов с КЯ $Zn(Cd)Se/ZnMgSSe$, выращенных на подложках из GaAs с помощью металлорганической газофазной эпитаксии (МОСVD). Для регистрации спектров отражения и фотолюминесценции использовался двойной монохроматор Jobin Yvon U1000 с ПЗС-матрицей. Для возбуждения люминесценции применялся полупроводниковый фиолетовый лазер с длиной волны

405 нм. Изменение концентрации ДЭГ осуществлялось при помощи подсветки полупроводниковыми лазерами с длинами волн 655 (сильно поглощается подложкой GaAs) и 950 нм (область прозрачности GaAs подложки). Для детального анализа был выбран образец с двумя КЯ шириной 20 нм и шириной барьеров 70 нм, имеющих наименьшее неоднородное уширение экситонных линий.

В спектрах стационарной фотолюминесценции отчетливо различались резонансы, соответствующие свободному и связанному на нейтральных донорах (D0) экситонам верхней КЯ. При увеличении интенсивности накачки лазером с длиной волны 405 нм помимо уширения линий наблюдалось возрастание интенсивности линии связанного экситона относительно свободного. Подобное поведение может быть объяснено уменьшением степени ионизации доноров за счет повышения концентрации электронов. Форма линий люминесценции при температуре 85 К хорошо описывалась контуром Лоренца, что позволило проанализировать зависимость уширения от концентрации неравновесных носителей. И для свободного, и для связанного экситонов наблюдалась линейная зависимость однородного уширения от концентрации (рис. 1).

При подсветке лазерами с длинами волн 950 нм и 655 нм наблюдалось постепенное снижение квантового выхода люминесценции и уменьшение относительного вклада линии связанного экситона. Гашение линии указывает на уменьшение концентрации ДЭГ в верхней КЯ, что подтверждается уменьшением ширины линии свободного экситона. Вместе с уширением линии нижней КЯ это может указывать на перераспределение заряда между КЯ в образце. Падение квантового выхода люминесценции при включении подсветки свидетельствует об увеличении количества центров безызлучательной рекомбинации. Наиболее вероятным кандидатом на роль этих центров являются заряженные дефекты.

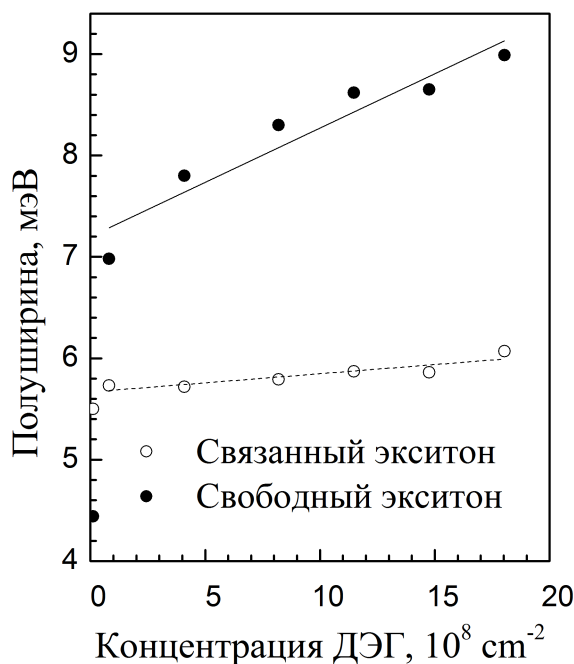


Рис. 1. Зависимость уширения спектральных линий от концентрации ДЭГ

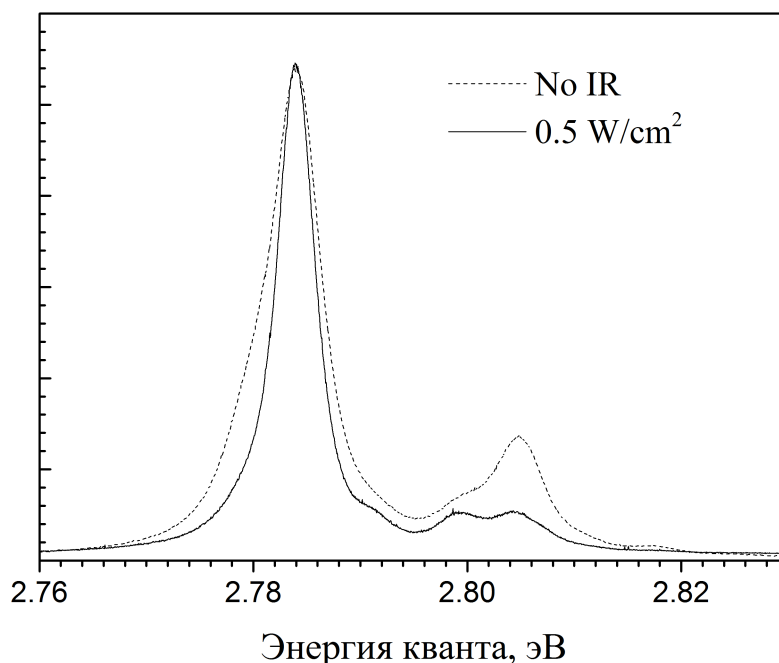


Рис. 2. Нормированные спектры фотолуминесценции в отсутствие подсветки (пунктир) и при ИК-подсветке 0.5 Вт/см^2 (сплошная линия)

Литература

1. *Deveaud-Pledran B.* // *J. Opt. Soc. Am.* – 2012. – V. 29(2). – P. A138.

УДК 537.86:530.145

Динамика квантовой запутанности в будущих детекторах гравитационных волн

О.М. Кирюхин

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
 kiryukhinoleg@gmail.com

Одной из наиболее интересных экспериментальных задач современной физики является проверка парадокса Эйнштейна–Подольского–Розена в его исходной трактовке, то есть для координат и импульсов макроскопических механических объектов [1]. Следует отметить, что достижения последних лет в области прецизионных механических измерений, стимулированные, в частности, разработкой лазерных детекторов гравитационных волн [2], позволяют рассчитывать на практическую реализацию таких экспериментов.

Мы рассматриваем систему, состоящую из интерферометра Майкельсона с двумя резонаторами Фабри–Перо в конфигурации, известной как «local readout» [3]. Система накачивается двумя лазерами на разных частотах. Мы используем приближение плохого резонатора, в котором спектральная ширина моды резонатора предполагается намного больше механической частоты. В резонаторы вносится отстройка, что создает оптическую жесткость между входными и боковыми зеркалами резонаторов [4]. Мы производим непрерывные измерения квадратур выходящего света в тёмном порту. Одна накачка измеряет информацию о разностной моде входных зеркал, другая – информацию о разностной моде боковых зеркал. Эти моды могут быть

рассмотрены как осцилляторы, поэтому система эквивалентна двум связанным гармоническим осцилляторам с диссипацией. Информация о координатах осцилляторов непрерывно передается в оптические поля. Это модель непрерывного измерительного процесса. Система линейна, а все шумы гауссовские, поэтому её состояние полностью характеризуется условной ковариационной матрицей. Она может быть восстановлена путем непрерывных измерений. Чтобы получить условное квантовое состояние мы должны извлечь о нём максимум информации из наших измерений. Для этого необходимо решить стохастическое уравнение Линблада. Для гауссовских систем можно показать, что это эквивалентно применению фильтра Калмана–Белавкина [5]. Эта процедура минимизирует дисперсию и позволяет получить максимум информации, то есть восстановить условное квантовое состояние.

Мы показываем, что квантовая запутанность является результатом динамики системы. Было получено, что квантовая запутанность осциллирует со временем и достигает стационарного значения. Основным критерием существования стационарной запутанности является требование того, чтобы классический шум был ниже стандартного квантового предела (СКП). Таким образом, СКП является критерием для экспериментов по проверке ЭПР парадокса. Немаловажным результатом также явилось и то, что впервые в механической системе с непрерывным спектром наблюдаются явления, известные как «внезапное исчезновение запутанности» [6] и «внезапное возвращение запутанности» [7].

Литература

1. *Einstein A., Podolsky B., Rosen N.* Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete? // *Phys. Rev.* – 1935. – V. 47. – P. 777–780.
2. Advanced LIGO project webpage. URL: <http://www.advancedligo.mit.edu>
3. *Rehbein H. [et al.].* Local readout enhancement for detuned signal-recycling interferometers // *Phys. Rev. D.* – 2007. – V. 76. – P. 1.062002.
4. *Danilishin S.L., Khalili F.Ya.* Quantum Measurement Theory in Gravitational-Wave Detectors // *Living Rev. Relativity.* – 2012. – V. 15, N 5.
5. *Belavkin V.P.* Quantum continual measurements and a posteriori collapse on CCR // *Comm. Math. Phys.* – 1992. – V. 146. – P. 611–635.
6. *Ting Y., Eberly J.H.* Finite-Time Disentanglement Via Spontaneous Emission // *Phys. Rev. Lett.* – 2004. – V. 93. – P. 1.140404.
7. *Ficek Z., Tanas R.* Dark periods and revivals of entanglement in a two-qubit system // *Phys. Rev. A.* – 2006. – V. 74. – P. 1.024304.

УДК 535.14

Схема прямого считывания сигнала (DC readout) в лазерной гравитационной антенне нового поколения Advanced LIGO

Н.А. Востросаблин

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

VostroNick@yandex.ru

Существование гравитационных волн было предсказано общей теорией относительности Эйнштейна. Лазерные интерференционно-гравитационные обсерватории (LIGO) призваны обнаружить эти волны и стать инструментом в изучении их источников [1]. В скором времени планируется запуск гравитационных антенн нового поколения (Advanced LIGO), являющихся существенно модернизированными по отношению к своим предшественницам. Одной из модификаций будет переход от

считывания сигнала с помощью гетеродинной схемы к схеме прямого считывания сигнала (DC readout scheme). Эта схема имеет ряд преимуществ: ожидается уменьшение влияния технических шумовых источников; полностью устраняются шумы, которые вносит гетеродинная схема. Кроме того, учитывая, что схема DC readout является частным случаем гомодинной схемы, можно указать на то, что опорная волна будет автоматически стабилизироваться, что является большим плюсом.

Техническая реализация данной схемы в принципе тоже проще, чем в гетеродине или гомодине [2]. Основная идея состоит в том, что необходимо обеспечить разбалансировку схемы, чтобы получить постоянную засветку на фотодетекторе, которая будет играть роль опорной волны. В таком случае нужен всего один фотодетектор, а не два, как в гетеродинной схеме. Как известно, гравитационная антенна представляет собой интерферометр Майкельсона с интерферометрами Фабри–Перо в восточном и северном плечах. Возможны два способа реализации разбалансировки: сместить находящиеся в резонансе интерферометры в противоположные друг другу стороны или, не меняя расстояния до светоделителя, сместить одно из зеркал в каждом резонаторе Фабри–Перо в противоположные стороны.

В данном случае на выходе детектора возникают дополнительные квантовые шумы, связанные с шумами лазера.

Мы даем теоретическое описание полей, циркулирующих в такой системе, и сил, действующих на зеркала, для обоих способов реализации разбалансировки. Были получены выходные поля, поля в плечах, рассмотрена перекрестная оптическая жесткость [3, 4] и рассчитана спектральная плотность квантовых шумов на выходе детектора. Описываются случаи без оптических потерь и при их учете.

Литература

1. *Abbott B.P. [et al.]*. LIGO: the Laser Interferometer Gravitational-wave Observatory // Reports on Progress in Physics. – 2009. – V. 72. – P. 0769.
2. *McKenzie K., Gray M.B., Lam P.G., McClelland D.E.* Technical limitations to homodyne detection at audio frequencies // Appl. Opt. – 2007. – V. 46. – P. 3389–3395.
3. *Khalili F.Ya., Lazebny V.I., Vyatchanin S.P.* Substandard-quantum-limit sensitivity via optical rigidity in the advanced LIGO interferometer with optical losses Physical // Review D. – 2006. – V. 73. – P. 062002.
4. *Lazebny V.I., Vyatchanin S.P.* Optical rigidity in signal-recycled configurations of laser gravitational-wave detectors // Physics Letters. – 2005. – V. 344, N 1. – P. 7–17.

УДК 535.015

Оптические свойства металлических наноболочек с полупроводниковым ядром и внешним слоем молекулярных J-агрегатов органических красителей

А.С. Медведев¹, В.С. Лебедев^{1,2}

¹Московский физико-технический институт (государственный университет), ²Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН

primefc@gmail.com

Для создания оптоэлектронных и нанофотонных устройств будущего поколения требуются наноматериалы с управляемыми оптическими свойствами. Одними из кандидатов на эту роль являются разнообразные композитные материалы, в том числе материалы, созданные на основе гибридных металлоорганических наночастиц

и наноструктур. Исследование спектральных характеристик таких структур представляет значительный интерес и для ряда фундаментальных направлений нанооптики и нанофотоники. В ряде экспериментальных и теоретических работ [1–4] исследовались композитные наночастицы, представляющие собою металлическое ядро, покрытое оболочкой органического красителя в J -агрегатном состоянии. В [4] было показано, что варьирование геометрических параметров такого рода гибридных наночастиц позволяет управлять эффектами их взаимодействия с внешними электромагнитными полями и существенно влиять на спектральные характеристики созданных на их основе материалов.

В данной работе приведены результаты исследования гибридных наноструктур сферической формы. Ядро частиц не является однородным, а представляет из себя металлическую наноболочку (Ag, Au) с полупроводниковой (Si, GaN, GaP, GaAs) сердцевиной. Внешней оболочкой системы является тонкий слой молекулярного J -агрегата цианинового красителя. Известно, что использование наноболочек позволяет весьма существенным образом изменять значение длины волны плазмонного резонанса при варьировании отношения толщины металлического слоя к радиусу ядра (см. [5]). Для исследуемых трехкомпонентных наноструктур это означает, что в результате изменения геометрических параметров системы можно подстраивать частоту плазмонного резонанса металлической наноболочки под центральную частоту J -полосы красителя. Это имеет принципиально важное значение для экспериментального и теоретического изучения эффектов взаимодействия локализованных поверхностных плазмонов с экситонами Френкеля в режиме их сильной связи.

Численные расчеты сечений поглощения и рассеяния света исследуемыми наночастицами проведены нами в рамках модифицированной теории Ми для случая трех концентрических сфер в области длин волн от ИК до ближнего УФ и для широкого набора геометрических параметров системы (радиус ядра частицы: $r_1 = 3\text{--}100$ нм; толщина промежуточного слоя: $r_2 - r_1 = 1\text{--}10$ нм; толщина внешней оболочки: $r_3 - r_2 = 1\text{--}10$ нм). Наряду с расчетами сечений поглощения и рассеяния света в работе детально исследована пространственная структура и поведение оптических полей внутри частицы и в ближней зоне для различных значений частоты падающего излучения.

При анализе результатов расчета показано, что для металлических наноболочек с полупроводниковой сердцевиной плазмонные пики поглощения расположены в длинноволновой области. В зависимости от того, какой полупроводник используется, плазмонный и экситонный спектральные пики оказываются на разном расстоянии друг от друга. Причем чем больше разница между частотами соответствующих резонансов, тем слабее изменяются спектры при варьировании геометрических параметров системы. Это говорит о различной эффективности плазмон-экситонного взаимодействия. Помимо этого, из-за большого значения диэлектрической проницаемости используемых полупроводниковых материалов ядра частицы в спектрах поглощения композитных систем с рассмотренными геометрическими параметрами появляются так называемые моды шепчущей галереи. Показано, что они также оказывают существенное влияние на распределение интенсивности в спектрах фотопоглощения и рассеяния света.

Литература

1. *Wiederreich G.P., Wurtz G.A., Bouhelier A.* Ultrafast hybrid plasmonics // *Chem. Phys. Lett.* – 2008. – V. 461. – N 4–6. – P. 171–179.

2. *Lebedev V.S., Vitukhnovsky A.G., Yoshida A., Kometani N., Yonezawa Y.* Absorption properties of the composite silver/dye nanoparticles in colloidal solutions // *Colloids and Surfaces A: Physicochem. Eng. Aspects.* – 2008. – V. 326, N 3 – P. 204–209.
3. *Yoshida A., Kometani N.* Effect of the Interaction between Molecular Exciton and Localized Surface Plasmon on the Spectroscopic Properties of Silver Nanoparticles Coated with Cyanine Dye J-Aggregates // *J. Phys. Chem. C.* – 2010. – V. 114, № 7. – P. 2867–2872.
4. *Лебедев В.С., Медведев А.С.* Эффекты плазмон-экситонного взаимодействия при поглощении и рассеянии света двухслойными наночастицами металл/*J*-агрегат // *Квантовая Электроника.* – 2012. – Т. 42, № 8. – С. 701–713.
5. *Oldenburg S.J., Averitt R.D., Westcott S.L., Halas N.J.* Nanoengineering of optical resonances // *Chem. Phys. Lett.* – 2010. – V. 288, N 2–4. – P. 243–247.

УДК 535.14

Адаптивные квантовые измерения в гравитационно-волновых детекторах

М.С. Коробко, О.М. Кирюхин

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
korobko@physics.msu.ru

В современных гравитационно-волновых детекторах, таких как Advanced LIGO [1], Advanced VIRGO и LCGT, которые находятся на стадии строительства, чувствительность будет ограничена квантовыми шумами. На высоких частотах гравитационных волн главным лимитирующим фактором будет шум, вызываемый флуктуациями фазы света внутри интерферометра (дробовой шум). На низких частотах главный вклад в суммарный шум будет давать случайная сила, создаваемая амплитудными флуктуациями света (шум светового давления). Для балансного детектора существует точка, называемая стандартным квантовым пределом (СКП) [2], в которой эти шумы уравниваются, и достигается наилучшая чувствительность. Этот предел не является абсолютным, существуют различные методы преодоления, такие как квантовые неразрушающие измерения (Quantum Non-Demolition, QND) и измерения с избеганием обратного действия (Back-Action Evading, BAE) [3, 4, 5]. Однако эти методы требуют значительной модернизации существующих схем [6], и несмотря на то, что в гравитационно-волновых детекторах третьего поколения (Einstein Telescope) планируется их использование, множество технических трудностей значительно усложняет их реализацию. Мы предлагаем иной подход, основанный на нестационарных измерениях – так называемые адаптивные линейные измерения [7], в которых параметры экспериментальной схемы изменяются с течением времени в зависимости от результатов предыдущих измерений. В работе представлен оригинальный метод адаптивного измерения импульсной силы с неизвестным временем прихода с помощью гомодинного детектора с изменяющейся в зависимости от результата измерения фазой. Также мы показываем преимущества такого подхода перед обычными измерениями. Кроме того, представлен общий метод для создания схем адаптивных квантовых измерений и возможности его дальнейшего применения.

Литература

1. *Harry G.M.* Advanced LIGO: the next generation of gravitational wave detectors // *Classical and Quantum Gravity.* – 2010. – V. 27. – P. 084006.

2. *Braginsky V.B., Khalili F.Ya.* Quantum Measurement. – Cambridge: University Press, 1992.
3. *Braginsky V.B., Khalili F.Y.* Gravitational wave antenna with qnd speed meter // Physics Letters. A. – 1990. – V. 147. – P. 251–256.
4. *Buonanno A., Chen Y.* Quantum noise in second generation, signal-recycled laser interferometric gravitational-wave detectors // Physical Review D. – 2001. – V. 64(4). – P. 1–21.
5. *Vyatchanin S.P.* The estimation of signal force parameters in quantum variation measurement // Physics Letters A. – 1998. – N 239(March). – P. 201–208.
6. *Kimble H.J., Levin Yu., Matsko A.B., Thorne K.S., Vyatchanin S.P.* Conversion of conventional gravitational-wave interferometers into qnd interferometers by modifying their input and/or output optics // Physical Review D. – 2001. – V. 65. – P. 022002.
7. *Braginsky V.B., Khalili F.Y.* Phase measurement of a quantum oscillator // Physics Letters A. – 1993. – V. 175(2). – P. 85–88.

УДК 539.184

Исследование задержки пробного поля в условиях резонанса когерентного пленения населенности в Λ - и N -системах уровней ^{87}Rb

Г.А. Вишнякова^{1,2}, А.В. Акимов^{1,2,3}

¹Московский физико-технический институт (государственный университет)

²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

³Российский квантовый центр

gulnarav7@gmail.com

Когерентная подготовка квантовых состояний атомов и молекул может привести к сильным изменениям оптических свойств системы. Причина этих изменений – вызываемая световым полем когерентная суперпозиция атомных уровней, которая ведет к интерференции амплитуд вероятностей возбуждения атома и, следовательно, меняет оптический отклик среды. В частности, при наложении на трехуровневую Λ -систему атомных уровней бихроматического светового поля с разностью частот, в точности совпадающей с разностью энергий нижних уровней, система переходит в некое суперпозиционное состояние («темное» состояние), которое перестает взаимодействовать с полем, и среда просветляется. Это явление было названо *когерентным пленением населенности* (КПН) [1]. Оно проявляется в виде узкого провала в контуре поглощения.

Явление КПН находит широкое применение в магнитометрии, квантовой информации, создании лазеров без инверсии, стандартах частоты, лазерном охлаждении ниже предела отдачи. Интересным приложением КПН является «хранение» импульса в среде и его восстановление.

В работе [2] было теоретически показано, что формирование темных состояний возможно в более широком классе систем уровней, в том числе в Λ - и N -цепочках. Наибольший интерес представляет возникновение темного состояния в N -цепочке, так как для этого требуется выполнение специфического условия: в той волне, которой соответствует дополнительное плечо, должно быть строго определенное число фотонов, равное числу звеньев N -цепочки. На основе этого явления высказывается идея [2] создания квантового фильтра, то есть устройства, которое преобразует входной классический импульс с пуассоновской статистикой в n -фотонный.

Помимо приведенного пропускания, КПН проявляет и другие интересные свойства, такие как большая нелинейная восприимчивость и большая дисперсия. Большая нормальная дисперсия в совокупности с отсутствием поглощения ведет к уменьшению групповой скорости света [3] и пространственному сжатию импульса. Особый интерес это представляет в условиях N -цепочки, так как для корректной работы квантового фильтра необходимо, чтобы импульс длительностью несколько мкс «умещался» в кювете длиной несколько см.

В данной работе исследуется задержка пробного поля в условиях резонанса КПН в Λ - и N -системах уровней ^{87}Rb в зависимости от мощности световых полей и концентрации Rb. На рис. 1 изображена зависимость задержки в Λ -системе от мощности накачивающего поля при температуре $T = 72^\circ\text{C}$. Точки соответствуют эксперименту, кривая – теории. На рис. 2 изображена зависимость задержки в N -системе от мощности накачивающего поля при температуре $T = 65^\circ\text{C}$.

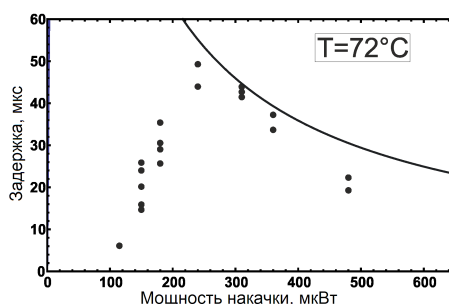


Рис. 1. Зависимость задержки пробного поля в Λ -системе от мощности накачивающего поля при температуре $T = 72^\circ\text{C}$

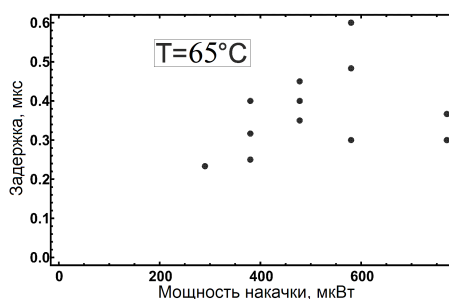


Рис. 2. Зависимость задержки пробного поля в N -системе от мощности накачивающего поля при температуре $T = 65^\circ\text{C}$

Литература

1. *Fleischhauer M. [at al.]*. Electromagnetically Induced Transparency: Optics in coherent media // *Reviews of Modern Physics*. – 2005. – V. 77. – P. 633–673.
2. *Taichenachev A.V. [at al.]*. Coherent population trapping in quantized light field // *Europhys. Lett.* – 2005. – V. 72, N 4. – P. 562–568.
3. *Kash M.M. [at al.]*. Ultraslow Group Velocity and Enhanced Nonlinear Optical Effects in a Coherently Driven Hot Atomic Gas // *Phys. Rev. Lett.* – 1999. – V. 82, N 26. – P. 5229–5232.

Распределение плотности лазерной плазмы при распространении фокусированного фемтосекундного лазерного УФ- и ИК-излучения в воздухе

Е.С. Сунчугашева^{1,2}, *А.А. Ионин*², *С.И. Кудряшов*², *Л.В. Селезнев*²,
*Д.В. Синицын*²

¹Московский физико-технический институт (государственный университет)

²Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН

elena.sunchugasheva@gmail.com

Локализация лазерного излучения при распространении ультракоротких импульсов в прозрачных средах с надкритическими мощностями называется *филаментацией* и происходит в процессе самофокусировки, образования плазменных нитей и дефокусировки излучения на плазме [1, 2]. Большинство экспериментальных и теоретических работ посвящено исследованию филаментации излучения инфракрасного (ИК) диапазона, в то время как в последнее время появились работы, посвященные филаментации ультрафиолетового (УФ) излучения [3, 4]. В них отмечалось, что образование лазерной плазмы УФ-излучением происходит при меньшем порядке многофотонности, чем ИК-излучением, ввиду разной величины кванта (для импульса с длиной волны 248 нм $E = 5$ эВ, а для 744 нм – $E = 1.7$ эВ). В данной работе приведен сравнительный анализ для ИК- и УФ-диапазона при сопоставимых мощностях импульсов и условиях фокусировки.

Экспериментальная работа проводилась на фемтосекундной титан-сапфировой лазерной системе с параметрами импульсов: 744 и 248 нм, 100 фс, 10 Гц, 4 мм (e^{-1}). Лазерное излучение собиралось линзой ($f = 100$ см для $\lambda = 248$ нм и $f = 110$ см для $\lambda = 744$ нм), после чего в область фокуса помещался конденсатор с полусферическими обкладками. Полученный с осциллографа сигнал напряжения на конденсаторе отвечает изменению плотности лазерной плазмы в филаменте, что позволило получить распределения на рис. 1 и 2. Мощности импульсов составляли порядка десяти (116 мкДж для УФ- и 2.8 мДж для ИК-диапазона) и двадцати критических (250 мкДж для УФ- и 5.9 мДж для ИК-диапазона) для каждой длины волны.

Из приведенных результатов видно, что при увеличении энергии излучения сопровождается возрастанием протяженности плазменного канала и смещением его начала навстречу распространению излучения. Плотность лазерной плазмы достаточно быстро уменьшается после прохождения геометрического фокуса в случае ИК-диапазона, в то время как для УФ-излучения она, наоборот, достигает максимального значения после геометрического фокуса за фокальной плотностью.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 11-02-12061, 10-02-01477, 11-02-01100 и стипендиальной программы УНК ФИАН.

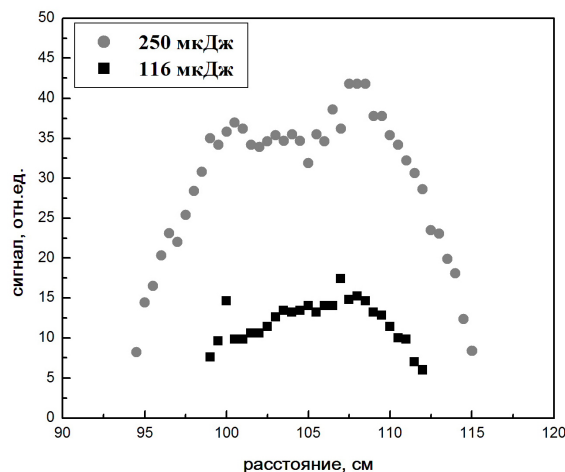


Рис. 1. Распределение лазерной плотности вдоль распространения УФ-излучения с длиной волны 248 нм

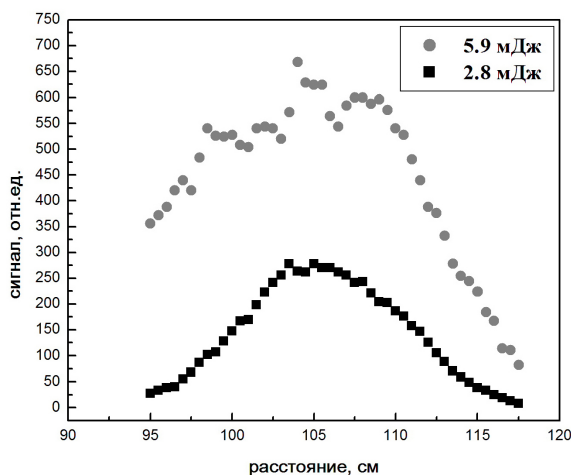


Рис. 2. Распределение лазерной плотности вдоль распространения ИК-излучения с длиной волны 744 нм

Литература

1. Couairon A., Myzyrowicz A. Femtosecond filamentation in transparent media // Phys. Reports. – 2007. – V. 441. – N 2–4. – P. 47–189.
2. Кандидов В.П., Шлёнов С.А., Косарева О.Г. Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения // Квант. электр. – 2009. – Т. 39, № 3. – С. 205–228.
3. Tzortzakis S., Lamouroux B., Chiron A., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A. Nonlinear propagation of subpicosecond ultraviolet laser pulses in air // Optics Letters. – 2000. – V. 25. – P. 1270.
4. Schwarz J., Rambo P., Diels J.-C., Kolesik M., Wright E.M., Moloney J.V. Ultraviolet filamentation in air // Optics Communications. – 2000. – V. 180. – P. 383.

УДК 535.361

Отрицательное преломление в глобулярных фотонных кристаллах в видимой области спектра

*В.С. Горелик¹, В.В. Щавлев²*¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН²Московский физико-технический институт (государственный университет)

vova_mipt@mail.ru

ВВЕДЕНИЕ

Глобулярный фотонный кристалл (ГФК) является трехмерной кубической структурой, состоящей из плотно упакованных глобул (SiO_2 , TiO_2 , полистирола и др.) определенного диаметра (200–600 нм). В работе [1] получен закон дисперсии ГФК, по которому можно рассчитать его дисперсионные ветви. Для некоторых дисперсионных ветвей фазовая и групповая скорости волны оказываются противоположно направленными, что приводит к отрицательному показателю преломления среды. Таким образом, в области частот, соответствующей этим дисперсионным ветвям, пластина ГФК ведет себя как плоскопараллельная линза с отрицательным преломлением [2].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

На рис. 1 изображены схемы экспериментальной установки для исследования двух различных образцов: кварцевой пластины толщиной 1 мм (рис. 1а); пластины из ГФК размерами $9 \times 7 \times 1$ мм³ (рис. 1б). В экспериментах излучение от галогеновой лампы (8) распространялось через волоконно-оптический зонд (7), конец которого помещался вплотную к поверхности пластин (4), и изображение пучка наблюдалось на экране (3).

Диаметр волоконно-оптического зонда был равен 1 мм. Экран из кальки был расположен на расстоянии 5 мм от поверхности пластин.

На рис. 2 изображены сечения светового пучка, прошедшего через кварцевую пластинку (рис. 2а) – диаметр сечения $D_1 = 2,56$ мм, и пластинку из ГФК (рис. 2б) – диаметр сечения $D_2 = 1,62$ мм. Размер светового пятна уменьшился 1,6 раз при замене кварцевой пластинки на пластинку ГФК. Таким образом, во втором случае (рис. 1б) имеет место отрицательное преломление светового пучка в ГФК, заполненного водой, что приводит к уменьшению размера светового пучка на экране (рис. 2б).

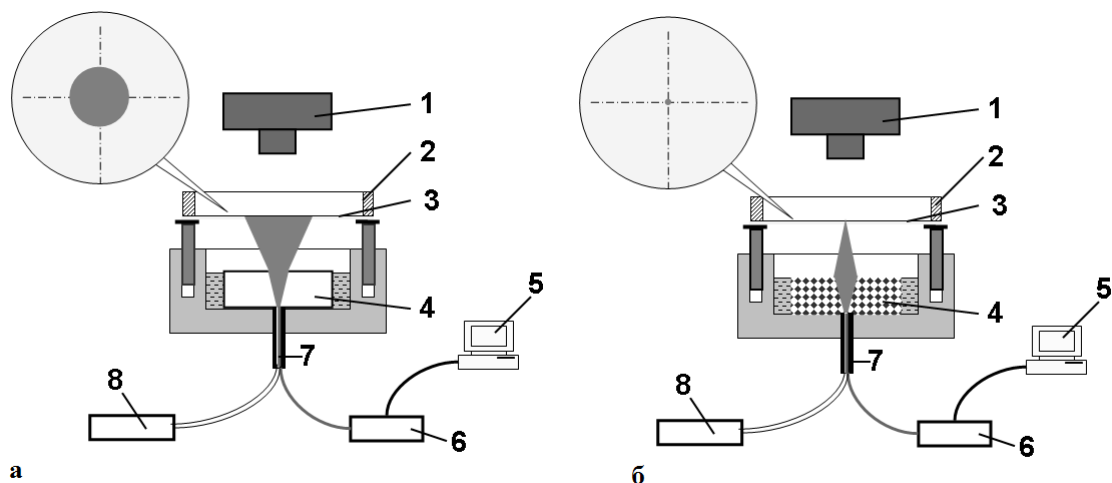


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – фотоаппарат, 2 – измерительное кольцо, 3 – экран, 4 – образец: кварцевая пластина (а), пластина ГФК, заполненной водой (б), 5 – компьютер, 6 – спектрометр, 7 – волоконно-оптический зонд, 8 – галогеновая лампа

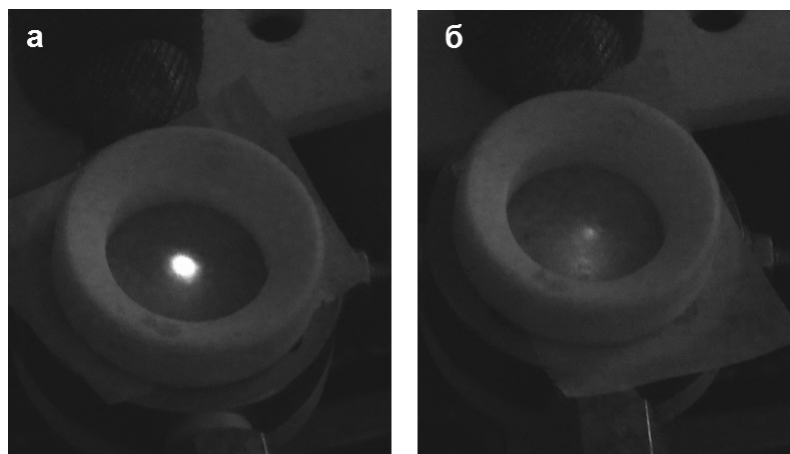


Рис. 2. Изображение светового пучка, прошедшего через кварцевую пластинку (а), пластинку из ГФК, заполненной водой (б)

Литература

1. Горелик В.С. Оптика глобулярных фотонных кристаллов // Квантовая электроника. – 2007. – Т. 37, № 5. – С. 40–432.
2. Веселаго В.Г. Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ // УФН. – 1967. – Т. 92, № 3. – С. 521.

УДК 523.987.6

**Исследование коронального выброса массы от 26.09.2009
по данным наблюдений, полученным в эксперименте ТЕСИС
на спутнике КОРОНАС-Фотон в линии HeII 304 Å**

И.П. Лобода¹, С.А. Богачёв²

¹Московский физико-технический институт (государственный университет), ²Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН
i.p.loboda@gmail.com

Корональные выбросы массы на Солнце – одни из крупнейших явлений солнечной активности, в ходе которых значительные объемы вещества (порядка 10^{10} – 10^{13} кг) выбрасываются в межпланетное пространство со скоростями от нескольких сотен до тысяч километров в секунду. Механизмы корональных выбросов и источники их энергии понятны пока не до конца, хотя, безусловно, установленной можно считать их связь с магнитным полем Солнца. Особый интерес представляют выбросы массы, кинетическая энергия которых позволяет им преодолевать гравитационное притяжение Солнца.

В ходе эксперимента ТЕСИС (ФИАН) на спутнике КОРОНАС-Фотон 26.09.2009 года удалось провести серию наблюдений именно такого выброса, причем начиная с очень ранней стадии. Всего выброс наблюдался с 16:00 25.09 до 03:00 27.09, то есть в течение 35 часов получили 150 изображений, среднее временное разрешение составило 14 минут. При использовании этих данных восстановили массу выброса, его кинетическую энергию и траекторию движения. Отдельно был исследован вопрос о том, является ли движение выброса в поле тяжести Солнца строго баллистическим или выброс тормозится/ускоряется дополнительной силой.

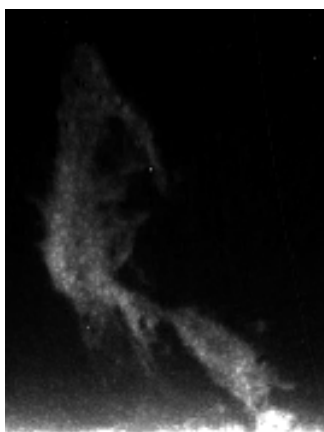


Рис. 1. Выброс в момент отрыва

УДК 538.915

Нетривиальное тройное индуцированное взаимодействие трех точечных примесей на идеальной решетке в приближении сильной связи

П.Л. Пех

Московский физико-технический институт (государственный университет)

Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН

pavel.pekh@phystech.edu

Взаимодействие N точечных примесей, индуцированное самой решеткой, вообще говоря, является суммой нетривиальных одиночных энергий, парных энергий, тройных, ..., N -х энергий. В работе находилось, как зависит энергия решетки в приближении сильной связи от взаимного положения 3 примесей и сравнивалась энергия парных взаимодействий с энергией нетривиального тройного. В работах [1], [2] рассматривалось взаимодействие 2 примесей в 3-мерном кристалле в непрерывном приближении.

В случае N примесей, расположенных в узлах a, b, c, \dots , обладающих энергиями E_a, E_b, E_c, K соответственно, мы вычисляем функцию Грина решетки с примесями, используя уравнение Дайсона:

$$G_{mn} = G_{mn}^0 + \sum_{lk} G_{ml}^0 V_{lk} G_{kn},$$

где $V_{lk} = \delta_{al}\delta_{ak}E_a + \delta_{bl}\delta_{bk}E_b + K$, G_{mn}^0 – функция Грина идеальной решетки в приближении сильной связи, см. [3].

Тогда для произвольного s :

$$G_{ss} - G_{ss}^0 = G_{sa}^0 E_a G_{as} + G_{sb}^0 E_b G_{bs} + K,$$

находим G_{as}, G_{bs}, K , решая систему уравнений:

$$M_{PP'} G_{P's} = G_{Ps}^0,$$

где индексы P и P' пробегает значения примесных узлов, матрица

$$M_{PP'} = \begin{pmatrix} 1 - E_a G_{aa}^0 & -E_b G_{ab}^0 & M \\ -E_a G_{ba}^0 & 1 - E_b G_{bb}^0 & M \\ \dots & \dots & O \end{pmatrix}.$$

Обратим матрицу M : $M^{-1} = \frac{A}{D}$, где $D = \det M$. Тогда

$$G_{ss} - G_{ss}^0 = \frac{E_P A_{PP'} G_{Ps}^0 G_{P's}^0}{D}.$$

Плотность состояний $N(E) = \text{Im Sp}(G_{ss} - G_{ss}^0)$, изменение энергии решетки

$$\Delta = \int_{-\infty}^{E_f} N(E) dE.$$

Литература

1. Hardy J.R., Bullough R. Point Defect Interactions in Harmonic Cubic Lattices // Phil. Mag. – 1967. – V. 15. – P. 237.
2. Hardy J.R., Bullough R. The induced interaction between two point defects in a harmonic cubic lattice // Phil. Mag. – 1967. – V. 16. – P. 405.
3. Economou E.N. Green's functions in quantum physics. – Crete: Springer, 2005. – Third Edition. – 471 p.

Секция физики твердого тела и проблем теоретической физики

УДК 535.374:621.375.8

Спазер в надпороговом режиме: сдвиг частоты генерации

В.М. Парфеньев, С.С. Вергелес

Московский физико-технический институт (государственный университет)

parfenius@gmail.com

В работе представлено теоретическое описание механизмов и принципов работы спазера. Мы установили, что частота генерации устройства уменьшается при увеличении мощности накачки. Свидетельство этому явлению содержится в экспериментальных результатах работы [1], однако там это явление не обсуждается и даже не упоминается. Мы показали, что механизм, ведущий к уменьшению частоты генерации, основан на пространственной деформации структуры лазирующей моды, которая вызывается *неоднородным насыщением активной среды*. Основная трудность при решении данной задачи заключается в учете нелинейного поведения активной среды по отношению к амплитуде генерируемого излучения. Ключевая идея состоит в решении уравнений Максвелла, записанных в квазистатическом приближении:

$$\operatorname{div}(\widehat{\varepsilon}(r)\operatorname{grad}\Phi) = 0 \quad (1)$$

при помощи построения теории возмущений по малому параметру – обратной добротности спазера. В первом порядке теории возмущений мы нашли частоту генерации устройства (в данном приближении она постоянна) и зависимость интенсивности генерируемого излучения от интенсивности накачки, т.е. в частности установили порог генерации. Качественно все результаты согласуются с [1], [2]. Во втором порядке теории возмущений мы обнаружили эффект сдвига частоты генерации при увеличении мощности накачки, см. рис. 1. Этот результат интересен как сам по себе, ввиду важности точного определения частоты генерации, так и ввиду его потенциального практического применения. Например, это позволит определять изменение структуры лазирующей моды по изменению частоты генерации. Это может оказаться полезным в практических задачах, где особенно важно поддерживать структуру моды неизменной.

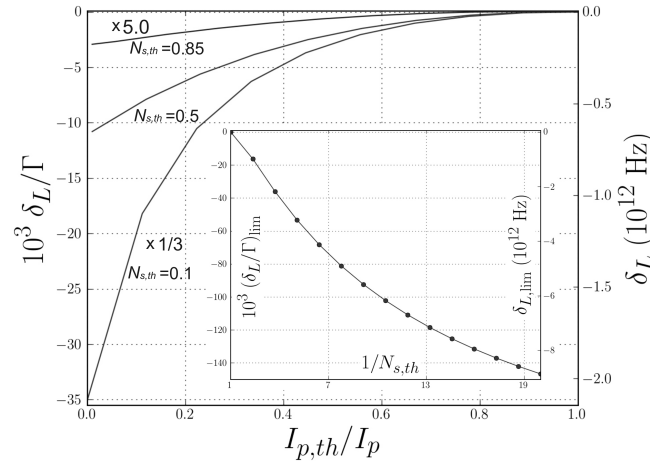


Рис. 1. Сдвиг частоты генерации. Главный график, зависимость сдвига частоты генерации от обратной интенсивности накачки, нормированной на пороговое значение. Вставка, асимптотическое значение сдвига частоты (в пределе сильного превышения порога) в зависимости от обратной равновесной инверсной населенности в пороге генерации

Литература

1. *Noginov M.A. [et al.]*. Demonstration of a spaser-based nanolaser // *Nature*. – 2009. – V. 460. – P. 11102.
2. *Stockman M.I.* The spaser as a nanoscale quantum generator and ultrafast amplifier // *Journal of Optics*. – 2010. – V. 12. – P. 024004.

УДК 538.935

Измерение дробового шума в двумерном диэлектрике с прыжковой проводимостью

Е.С. Тихонов^{1,2}, В.С. Храпай¹, Д.В. Шовкун¹

¹Институт физики твердого тела РАН, ²Московский физико-технический институт (государственный университет)
jenek.t@mail.ru

Изучение дробового шума при протекании тока через образец позволяет получить информацию о корреляции электронов, недоступную другим методам. Дробовой шум тщательно исследовался в баллистическом и металлическом транспортных режимах. Полученные экспериментальные результаты находятся в хорошем соответствии с теоретическими предсказаниями [1]. Однако в большинстве экспериментов, изучавших дробовой шум в режиме прыжковой проводимости, наблюдались значения фано-фактора F , отличные от ожидаемого пуассоновского значения $F = 1$ [2–4].

В данной работе изучается дробовой шум в широком канале $100 \text{ мкм} \cdot 0.2 \text{ мкм}$ GaAs полевого транзистора при температуре 0.5 К. Вольт-амперные характеристики сильно нелинейны с функциональной зависимостью, близкой к $I \propto V^\alpha$, $\alpha \approx 2$ (рис. 1а). Линейное сопротивление канала экспоненциально зависит от приложенного затворного напряжения (рис. 1б). Для некоторого диапазона затворных напряжений температурные зависимости кондактанса в диапазоне температур 0.5–4.2 К близки к степенным, что находится в соответствии с предсказанием [5] для прыжковой проводимости через две примеси.

Тепловой шум измерялся при температурах 4.2 К (для калибровки установки) и 0.5 К (для вычисления дробового шума). Отношение температур, полученное сравнением соответствующих кривых, находится в хорошем соответствии с показаниями термометра.

Спектральная плотность дробового шума S_I измерялась в диапазоне частот 10–20 МГц, где $1/f$ – шум не дает вклада. фано-фактор F зависит от величины тока. При пропускании достаточно большого тока наблюдается значение $F = 0.45$, что соответствует диффузному режиму $I \sim 10$ нА проводимости. В малых токах, где нелинейность выражена наиболее сильно, по мере обеднения двумерного газа наблюдается увеличение фано-фактора от $F = 0.6$ до $F = 1$ (рис. 2). Таким образом, нами впервые надежно получено экспериментальное подтверждение пуассоновского дробового шума в диэлектрике с прыжковой проводимостью.

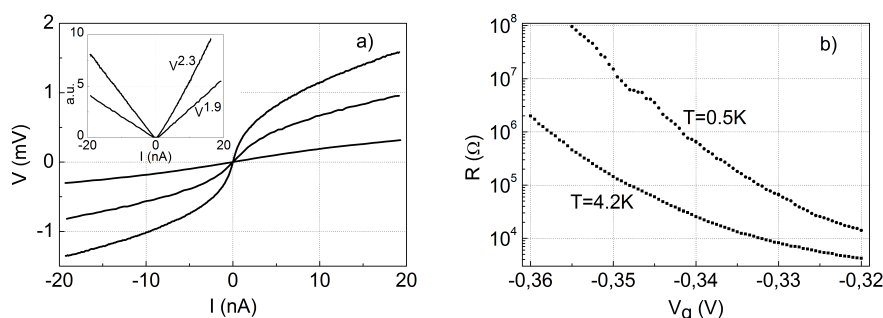


Рис. 1. а) Вольт-амперные характеристики образца для различных затворных напряжений. На вставке: то же в другом масштабе; б) зависимость сопротивления канала от приложенного затворного напряжения для двух различных температур

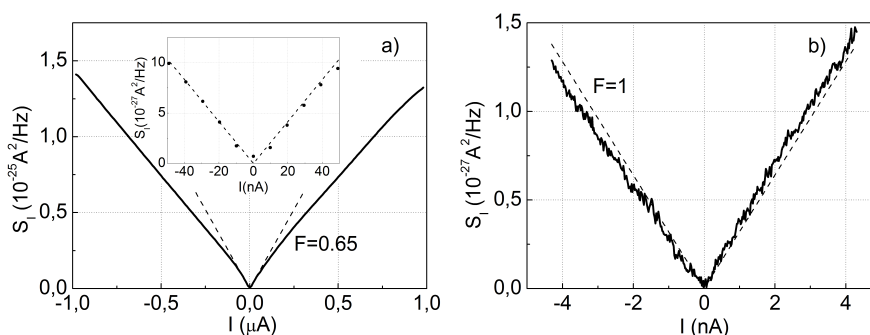


Рис. 2. Спектральная плотность дробового шума в образце. Линейное сопротивление образца а) 16 КОм, б) 2.9 МОм

Литература

1. *Blanter Ya.M., Buttiker M.* Shot noise in mesoscopic conductors // Phys. Rep. – 2000. – V. 336.
2. *Roshko S.H. [et al.]*. Suppressed shot noise in 1D and 2D electron transport via localized states // Physica. E. – 2002. – V. 12. – P. 861.
3. *Kuznetsov V.V., Mendez E.E. [et al.]*. Partially suppressed shot noise in hopping conduction: Observation in SiGe quantum wells // Phys. Rev. Lett. – 2000. – V. 85. – P. 397.
4. *Savchenko A.K. [et al.]*. Shot noise in mesoscopic transport through localised states // Phys. stat. sol. (b). – 2004. – V. 241, N 1. – P. 26–32.

5. *Glazman L.I., Matveev K.A.* Inelastic tunneling across thin amorphous films // *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* – 1988. – V. 94 – P. 332.

УДК 538.955

Управление спиновым переходом в режиме ДКЭХ при факторе заполнения $2/3$

В.В. Вановский^{1,2}, В.С. Храпай¹, А.А. Шашкин¹

¹Институт физики твёрдого тела РАН, ²Московский физико-технический институт
(государственный университет)

vuv@issp.ac.ru

В небольших магнитных полях спиновая степень свободы является одним из факторов, определяющих энергию основного состояния в дробном квантовом эффекте Холла (ДКЭХ). В работе [1] было обнаружено, что при факторе заполнения $\nu = 2/3$ при уменьшении магнитного поля происходит спиновый переход в поле 3.3 Тл, и спиновая поляризация основного состояния уменьшается с 1 до 0. Объяснение такого поведения заключается в изменении отношения энергии зеемановского расщепления $E_Z = \mu_B g B$ к кулоновской энергии двумерной электронной системы $E_C \sim e^2/\kappa l_B$, где $l_B = \sqrt{\hbar c/eB}$ — магнитная длина, а κ — диэлектрическая постоянная среды. В данной работе было изучено влияние конечной ширины волновой функции электрона и непараболичности g -фактора Ланде в гетеропереходе GaAs/Al_xGa_{1-x}As на положение спинового перехода в ДКЭХ при факторе заполнения $\nu = 2/3$. Прикладывая напряжение на задний затвор, мы делаем форму потенциальной ямы круче, уменьшая ширину волновой функции и перенормируя кулоновское взаимодействие, и увеличиваем кинетическую энергию электронов, что приводит к уменьшению g -фактора Ланде по абсолютной величине. Оба эффекта смещают положение спинового перехода, причём дают примерно равный вклад в величину смещения по магнитному полю.

Нами были проведены магнетоемкостные измерения [2] на рефрижераторе растворения Оксфорда с базовой температурой 30 мК. Для измерений был выбран n -легированный гетеропереход GaAs/Al_xGa_{1-x}As с площадью $A \approx 1.8 \cdot 10^{-4}$ см², глубиной залегания двумерного электронного газа 200 нм и подвижностью электронного газа примерно $4 \cdot 10^6$ см²/В·с при концентрации $9 \cdot 10^{10}$ см⁻². На образце присутствовали задний и передний металлические затворы, позволяющие менять концентрацию электронов в двумерном газе и ширину их волновой функции. Напряжение на переднем затворе модулировалось малым переменным напряжением 2.5 мВ небольшой частоты 0.6–21 Гц с выхода Lock-in, мнимая часть тока с двумерного электронного газа, измеренная Lock-in с помощью преобразователя ток-напряжение с точностью 10^{-16} А, позволяла получить ёмкость образца C , связанную с термодинамической плотностью состояний электронного газа $dn_S/d\mu$ по формуле $C^{-1} = C_0^{-1} + (Ae^2 dn_S/d\mu)^{-1}$, C_0 — геометрическая ёмкость между передним затвором и 2D-электронным газом. Меняя концентрацию передним затвором, мы определяем ёмкость как функцию фактора заполнения. Вблизи спинового перехода из-за неоднородности образец разделяется на домены с различной поляризацией, появляется двойной провал. Симметричный провал и спиновый переход возникают при равной площади доменов с поляризацией 1 и 0. Сняв серию кривых при различных напряжениях заднего затвора V_{bg} и вычтя из них линейный ход ёмкости, мы выбираем самый симметричный провал, как показано на рис. 1а на вставке пунктиром.

На рис. 1б поле спинового перехода построено как функция напряжения на заднем затворе. Кружками показаны экспериментальные результаты. Пунктирная линия — результат расчёта, точки — расчёт без учёта влияния ширины волновой функции.

Экспериментальное смещение спинового перехода неплохо согласуется с расчётом. Последние расчёты энергии основного состояния в ДКЭХ при $\nu = 2/3$ [3] дают величину энергии, на 30% меньшую полученной в нашей работе.

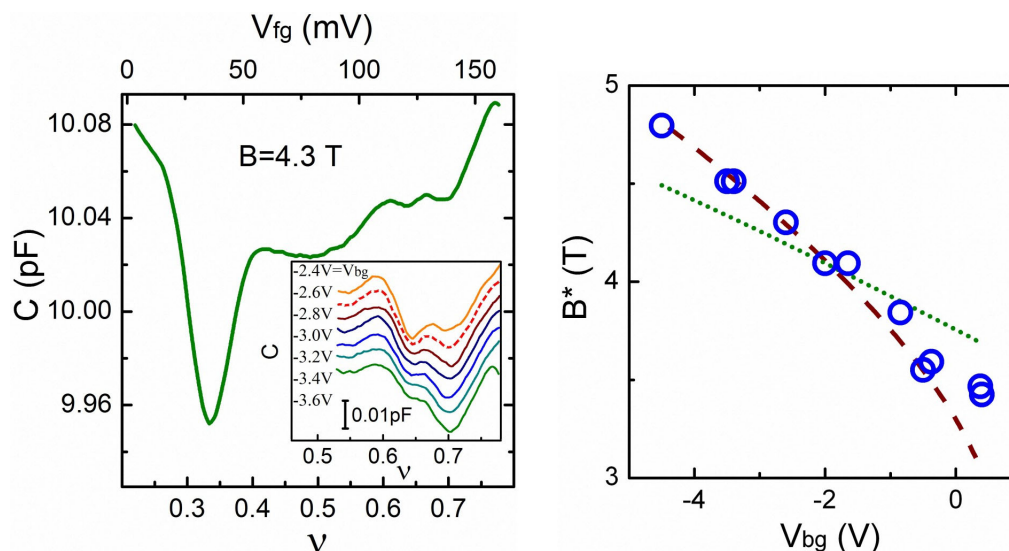


Рис. 1. Магнитоёмкость от фактора заполнения (а) и поле перехода от V_{bg} (б)

Литература

1. *Eisenstein J.P. [et al.]*. Evidence for a spin transition in the $\nu = 2/3$ fractional quantum Hall effect // *Phys. Rev. B.* – 1990. – V. 41, N 7910.
2. *Khrapai V.S. [et al.]*. Direct Measurements of Fractional Quantum Hall Effect Gaps // *Phys. Rev. Lett.* – 2007. – V. 99, N 086802.
3. *Davenport S.C. [et al.]*. Spinful composite fermions in a negative effective field // *Phys. Rev. B.* – 2012. – V. 85, N 245303.

УДК 535.374:621.375.8

Распространение связанных плазмонных мод в гибридном нановолноводе

С.А. Белан, С.С. Вергелес, П.Е. Воробьев

Московский физико-технический институт (государственный университет)

Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН

sergb27@yandex.ru

Попытки решения проблемы больших омических потерь в плазмонных структурах привели к предложению интеграции диэлектрического волновода с плазмонным [1]. Устройство состоит из диэлектрического оптоволокна, отделенного от поверхности металла нанопрослойкой прозрачного диэлектрика, см. рис. 1. Идея заключается в том, чтобы за счет большого контраста диэлектрических проницаемостей используемых материалов достичь существенного усиления поля и при определенном соотношении геометрических параметров добиться локализации распространяемой моды главным образом в пределах зазора. Тогда указанная гибридная схема будет сочетать в себе одновременно черты фотонного и плазмонного волноводов – наличие металла

обеспечит распространение сильно локализованной плазмонной моды, которая при этом не будет испытывать больших оптических потерь, поскольку основная доля передаваемой энергии сосредоточена в неметаллической области зазора. Возможность распространения узко локализованных слабозатухающих оптических и телекоммуникационных сигналов в волноводе с гибридной геометрией была экспериментально продемонстрирована в течение последних нескольких лет [2]. Однако вопрос об оптимальном соотношении параметров системы, обеспечивающим работу волновода в желаемом режиме сильной локализации, до сих пор является открытым в связи с отсутствием аналитических результатов в этой области.

В данной работе получено теоретическое описание распространения электромагнитных сигналов в гибридном плазмонном волноводе и разработан эффективный полуаналитический метод численного опеределения дисперсионных зависимостей и пространственной структуры поля при достаточно общем наборе физических параметров. Основой нашей методики является разложение гибридных собственных функций в ряд по собственным функциям, решающим уравнение Гельмгольца в системах с цилиндрической и плоской геометрией, и последующая постановка граничных условий на поверхностях раздела волновода. Для разделения вкладов различных гармоник при постановке граничных условий использованы формулы взаимного переразложения собственных функций волнового уравнения в различных системах координат. В итоге получена формально бесконечная система линейных алгебраических уравнений на неизвестные амплитуды разложения электромагнитного поля, которая после отсечения некоторого числа гармоник может быть эффективно решена численными методами. На основе найденного численного решения построены дисперсионные кривые и картины распределения поля для наиболее интересных частотных диапазонов. Анализ результатов дает возможность описания «фазовой диаграммы» работы гибридного волновода, соответствующей различным режимам распространения сигнала в нем. Нами получены выражения для оптимальных геометрических параметров волновода, обеспечивающих желаемую субволновую локализацию сигнала и практически допустимую длину распространения в оптическом и телекоммуникационном частотных диапазонах. Кроме того, наш анализ предлагает способ увеличения степени локализации сигнала за счет использования металла с модулем диэлектрической проницаемости, меньшим проницаемости материала цилиндра. Показано, что принципиальное отличие характера поведения дисперсионных кривых в этом случае ведет к возможности преодоления дифракционного предела в гибридном волноводе при размерах цилиндра, много меньших соответствующей длины волны в вакууме.

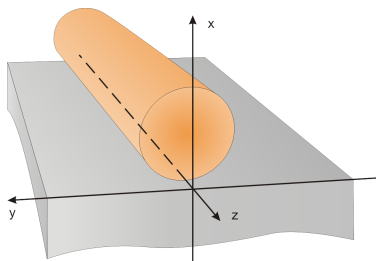


Рис. 1. Геометрия гибридного волновода. Диэлектрический цилиндр с большой проницаемостью расположен вблизи металлической поверхности

Литература

1. *Oulton R.F., Sorger V.J., Genov D.A., Pileand D.F.P., Zhang X.* A hybrid plasmonic waveguide for subwavelength confinement and long-range propagation // *Nature Photonics*. – 2008.
2. *Sorger V.J., Ye Z., Oulton R.F., Wang Y., Bartal G., Yin X., Zhang X.* Experimental demonstration of low-loss optical waveguiding at deep sub-wavelength scales // *Nature Communications*. – 2011.

УДК 538.958

Пространственная когерентность бозе-конденсата экситонных поляритонов в планарных полупроводниковых микрорезонаторах

А.А. Деменев¹, А.С. Бречкин¹, А.В. Панкратов^{1,2}, В.Д. Кулаковский¹

¹Институт физики твёрдого тела РАН, ²Московский физико-технический институт (государственный университет)

avp_los@mail.ru

При понижении температуры в квазидвухмерной системе экситонных поляритонов возникают пространственные корреляции, убывающие с ростом расстояния между двумя точками по степенному закону, т.е. достаточно медленно, и появляется возможность перехода в сверхтекучее состояние, называемого переходом Березинского–Костерлица–Таулеса. Этот переход сопровождается образованием пар вихрь – антивихрь, что отражается на интерференционной картине появлением дислокаций со сменой фаз регистрируемого излучения. С понижением температуры в системе происходит два фазовых перехода – в сверхтекучее (БКТ, образование вихревых диполей) и в макроскопическое когерентное состояние (конденсат).

В данной работе исследовались особенности фазовых переходов в квазидвумерных системах – планарных полупроводниковых микрорезонаторах.

Исследуемая структура представляла собой столбик круглого сечения диаметром 15 мкм, состоящий из двух брэгговских зеркал с повторяющимися слоями $\text{Al}_{0.13}\text{Ga}_{0.87}\text{As}/\text{AlAs}$ оптической толщины $\lambda/4$ (где $\lambda \approx 760$ нм) и активного слоя $\lambda/2$ между ними. Активный слой представлял собой 4 GaAs/AlAs квантовые ямы, встроенные в пучности электромагнитного поля.

Образец помещался в оптический криостат в парах гелия, температура регулировалась в диапазоне 7–60 К. Нерезонансное импульсное фотовозбуждение осуществлялось по нормали, луч лазера с длиной волны 532 нм фокусировался в пятно диаметром 15 мкм, приблизительно равное размеру структуры.

Сигнал от образца разделялся в пространстве на два пучка с помощью интерферометра Майкельсона (регулировка положения зеркала в одном из плеч). Для регистрации интерференционной картины использовалась схема Юнга с двумя точечными (100 мкм) отверстиями в диафрагме.

Исследовалось изменение видности интерференционной картины при вариации плотности возбуждения и температуры. Построены зависимости пространственной части корреляционной функции первого порядка $G^{(1)}$ от плотности фотовозбуждения для нескольких значений расстояния между точками структуры.

В исследованиях обнаружено качественное изменение структуры интерференционных полос при повышении плотности возбуждения в области температур 7–60 К, указывающее на формирование вихрей в исследуемой МР-структуре (с интерференционной структурой до и после появления вихрей). Интерференционная структура

измерялась при импульсном возбуждении и усреднялась по 10^4 импульсов. Наблюдаемая структура свидетельствует о том, что возникающие вихри не являются подвижными, а локализуются в области флуктуаций потенциала.

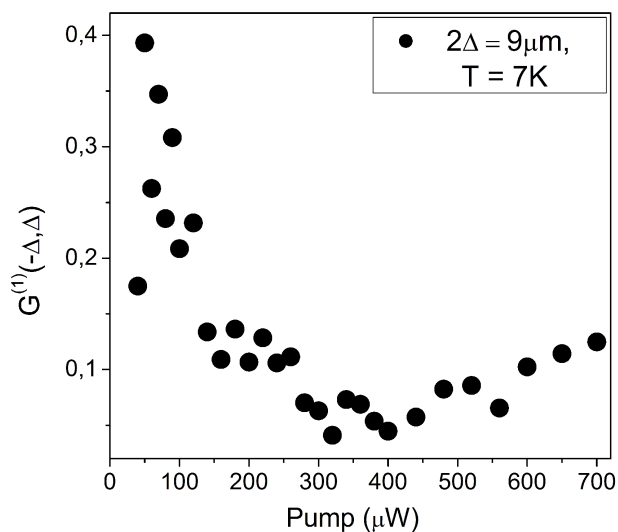


Рис. 1. Зависимость пространственной части корреляционной функции от плотности фотовозбуждения при $T = 7$ К. 2Δ – расстояние между исследуемыми точками

Литература

1. *Kosterlitz J.M., Thouless D.J.* Ordering, metastability and phase transitions in two-dimensional systems // *J. Phys. C. Solid. State.* – 1973. – V. 6. – P. 1181–1203.
2. *Simula T.P., Lee M.D., Hutchinson D.A.W.* Transition from Bose–Einstein condensate to BKT phase // *Philosophical Magazine Letters.* – 2005. – V. 85, N 8. P. 395–403.
3. *Roumpos G. [et al.].* Power-law decay of the spatial correlation function in exciton-polariton condensates // *PNAS.* – 2012. – N. 109. – P. 6467–6472.

УДК 538.951

Фермион-фермионное взаимодействие в бозе-конденсированной газовой смеси

Т.И. Могилюк

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

5taras@mail.ru

Рассматривается смесь однокомпонентного бозе-газа и двухкомпонентного ферми-газа при температурах, при которых бозе-газ почти полностью находится в конденсированном состоянии. В такой смеси два фермиона могут взаимодействовать друг с другом, обмениваясь бозонами из конденсата или надконденсата. Вычисляются потенциал взаимодействия, изменение эффективной массы, затухание и спектр фермионов, скорость и затухание звука в такой квантовой ферми-бозе-смеси.

Литература

1. *Bradley C.C., Sackett C.A., Tollett J.J., Hulet R.G.* Evidence of Bose–Einstein condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions // *Phys. Rev. Lett.* – 1995. – V. 75. – P. 1687.

2. *Bijlsma M.J., Heringa B.A., Stoof H.T.* Phonon exchange in dilute Fermi–Bose mixtures: Tailoring the Fermi – Fermi interaction // *Phys. Rev. A.* – 2000. – V. 61. – P. 053601.
3. *Barankov R.A., Burmistrov S.N.* Dissipative dynamics of a Josephson junction in the Bose gases // *Phys. Rev. A.* – 2003. – V. 67. – P. 013611.
4. *Mahan G.D.* Many Particle Physics (Physics of Solids and Liquids) –3 rd. ed. – Berlin: Springer, 2000. – 797 p.

УДК 544.344

Компьютерное моделирование эффектов старения в неравновесном критическом поведении структурно неупорядоченных изинго-подобных магнетиков

В.В. Прудников, П.В. Прудников, Е.А. Поспелов

Омский государственный университет имени Ф.М. Достоевского

posevg@yandex.ru

Неравновесная релаксация системы вблизи температуры фазового перехода II рода представляет собой пример аномально медленной динамики. Подобные системы демонстрируют целый ряд интересных явлений, таких как критическое замедление, аномальный рост времени релаксации, эффекты старения и нарушение флуктуационно-диссипативной теоремы [1]. Эффекты старения проявляются на неравновесном этапе релаксации системы. Они выражаются в существовании двух-временных зависимостей таких функций, как корреляционная функция и функция отклика, зависящих от времени ожидания t_w и времени наблюдения $(t - t_w)$. Время ожидания характеризует время, прошедшее с момента приготовления образца.

Ещё одним проявлением медленной динамики является нарушение флуктуационно-диссипативной теоремы (ФДТ) [2], которая связывает функцию отклика системы на внешнее возмущение $R(t, t_w)$ и корреляционную функцию $C(t, t_w)$:

$$R(t, t_w) = \frac{X(t, t_w)}{kT} \frac{\partial C(t, t_w)}{\partial t_w}, \quad (1)$$

где $X(t, t_w)$ – флуктуационно-диссипативное отношение (ФДР). ФДТ утверждает, что в равновесном состоянии $X(t, t_w) = 1$. Предельное значение

$$X^\infty = \lim_{t_w \rightarrow \infty} \lim_{t \rightarrow \infty} X(t, t_w) \quad (2)$$

может быть использовано в качестве характеристики неравновесного поведения систем с медленной динамикой.

В данной работе исследуется неравновесное критическое поведение неупорядоченного ферромагнетика. Исследование проводилось посредством компьютерного моделирования эволюции системы, описываемой моделью Изинга с точечными немагнитными дефектами структуры [3]. Моделирование проводилось на кубической решётке спинов с линейным размером $L = 128$ для систем с концентрацией спинов $p = 0, 6$ и $0,8$ при температурах $T_c = 2,42413$ и $3,49948$ [4].

По результатам моделирования был выявлены эффекты старения, проявляющиеся в замедлении релаксации с увеличением времени ожидания системы. В качестве примера приводится график зависимости автокорреляционной функции от разности

$(t - t_w)$ для различных времён ожидания (рис. 1) для системы со спиновой концентрацией $p = 0.6$.

На основе анализа данных для магнитной восприимчивости и автокорреляционной функции был проведен расчет предельного ФДР X^∞ для систем со спиновыми концентрациями $p = 0,6$ и $0,8$: $X^\infty(p = 0,6) = 0,444(24)$, $X^\infty(p = 0,8) = 0,472(51)$, как универсальной характеристики для неравновесного критического поведения неупорядоченной модели Изинга.

Работа была поддержана грантами РФФИ 10-02-00507, 10-02-00787. Численные исследования были проведены с привлечением ресурсов СКИФ МГУ «Чебышев».

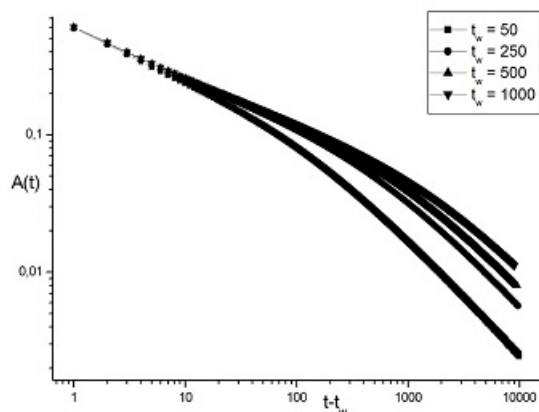


Рис. 1. Зависимость автокорреляционной функции от $(t - t_w)$ в двойном логарифмическом масштабе. Данные приведены для различных времён ожидания t_w : ■ – 50; ● – 250; ▲ – 500; ▼ – 10000 MCS/s

Литература

1. Calabrese P., Gambassi A., Krzakala F. Critical ageing of Ising ferromagnets relaxing from an ordered state // J. Stat. Mech. – 2006. – V. 6. – P. 2.
2. Calabrese P., Gambassi A. Ageing properties of critical systems // J. Phys. A. – 2005. – V. 38. – P. R133.
3. Prudnikov V.V., Prudnikov P.V., Krinitsyn A.S., Vakilov A.N., Pospelov E.A., Rychkov M.V. Short-time dynamics and critical behavior of the three-dimensional site-diluted Ising model // Phys. Rev. E. – 2010. – V. 81. – P. 011130.
4. Прудников В.В., Прудников П.В., Вакилов А.Н., Криницын А.С. Компьютерное моделирование критического поведения трехмерной неупорядоченной модели Изинга // ЖЭТФ. – 2007. – Т. 132, № 2. – С. 417–425.

УДК 681.2.084

Метод изготовления зонда для комбинированного СТМ/АСМ-прибора на основе кварцевого камертона (tuning fork-TF) с металлической сверхострой иглой

И.А. Магеррамов^{1,2}, В.В. Дремов^{1,2}

¹Институт физики твёрдого тела РАН, ²Московский физико-технический институт
(государственный университет)
ikmet.magerramov@mail.ru

Сканирующий зондовый микроскоп (SPM – Scanning Probe Microscope) на основе кварцевого камертона (TF – tuning fork) позволяет в одном приборе совместить две

методики: сканирующую туннельную (СТМ) и атомно-силовую (АФМ) микроскопии [1].

В зондовой микроскопии в качестве детектора сил используются кварцевые камертоны (TF) двух типов, которые отличаются размерами и, соответственно, жесткостью. Один из них имеет жесткость порядка $\sim 2 \cdot 10^3$ Н/м, а другой $\sim 2 \cdot 10^4$ Н/м. В наших экспериментах мы использовали оба типа с одинаковым успехом. Однако изготовление детектора сил с проводящей иглой на основе более крупного TF значительно проще. При этом потеря чувствительности, обусловленная большей жесткостью, практически отсутствует. Это связано с тем, что минимально детектируемый градиент сил δF

$$\delta F \sim \sqrt{K/(fQ)} \cdot A^{-1}$$

зависит от жесткости K , частоты f , от добротности Q и амплитуды A колебаний TF. При одинаковой игле частота и добротность большего TF выше, что частично компенсирует проигрыш, связанный с жесткостью [2].

В данной работе мы хотим представить новый метод изготовления зонда для SPM на основе TF со сверхострой иглой радиусом менее 5 нм из платины, платиновых сплавов и вольфрама (рис. 1). Он обеспечивает выход не менее 80%. При использовании предлагаемой методики резонансная частота TF после приклеивания металлической иглы и присоединения дополнительного проводника (рис. 2) сдвигается не более, чем на 0.5–1 кГц, а добротность остается на уровне $3 \div 4 \cdot 10^3$.

Для приготовления заготовки иглы из платины и платиновых сплавов за основу взят метод электрохимического травления [3].

Наш метод применим и для вольфрамовых зондов. Разница только в электрохимических процессах травления и полировки [4].

Авторами была разработана измерительная головка микроскопа оригинальной конструкции, которая позволяет работать, как со стандартной иглой СТМ, так и с кварцевым резонатором TF [5, 6].

Изготовленные нашим методом зонды были использовали в университете Erlangen-Nurnberg для исследования различных металлоорганических комплексов [7].

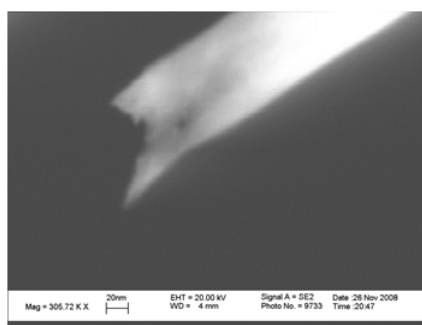


Рис. 1. СЭМ-изображение сверхострой иглы



Рис. 2. TF на держателе с прикрепленным к нему углеводородным волокном

Литература

1. *Boris J. [et al.]*. Combined low-temperature scanning tunneling/atomic force microscope for atomic resolution imaging and site-specific force spectroscopy // *Rev. Sci. Instrum.* – 2008. – V. 79, N 3. – P. 033704-1-033704-9.
2. *Albrecht T.R. [et al.]*. Frequency modulation detection using high-Q cantilevers for enhanced force microscope sensitivity // *J. Appl. Phys.* – V. 69, N 2. – P. 668–673.
3. *Libiouille L. [et al.]*. Very sharp platinum tips for scanning tunneling microscopy // *Rev. Sci. Instrum.* – 1995. – V. 66, N 1. – P. 97–100.
4. *Dremov V.V. [et al.]*. Sharp and clean tungsten tips for STM investigations // *Nanobiology.* – 1995. – N 3. – P. 83–88.
5. *Jum'h I.* Dissertation / Universität Erlangen-Nürnberg. – 2011.
6. *Strömsdörfer S.* Dissertation / Universität Erlangen-Nürnberg. – 2008.
7. *Fischer N [et al.]*. Trans-1,2-Bis(N-methylimidazol-2-yl)ethylene: Towards Building Blocks for 2D Fabrics and MML-Type 1D Molecular Strands // *Chem. Eur. J.* – 2011. – V. 17, N 34. – P. 9293–9297.

Секция физики низких температур

УДК 537.635

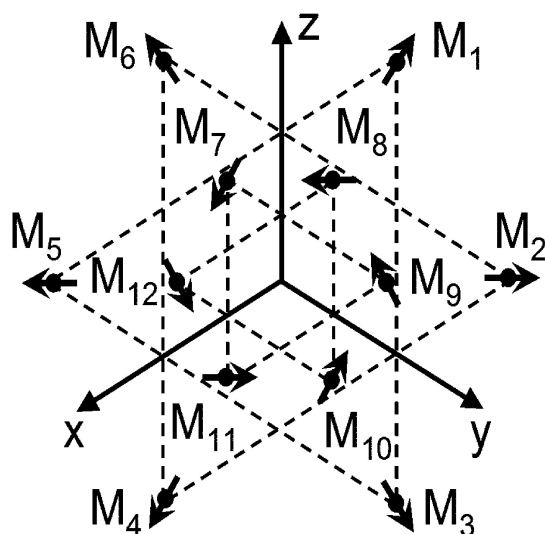
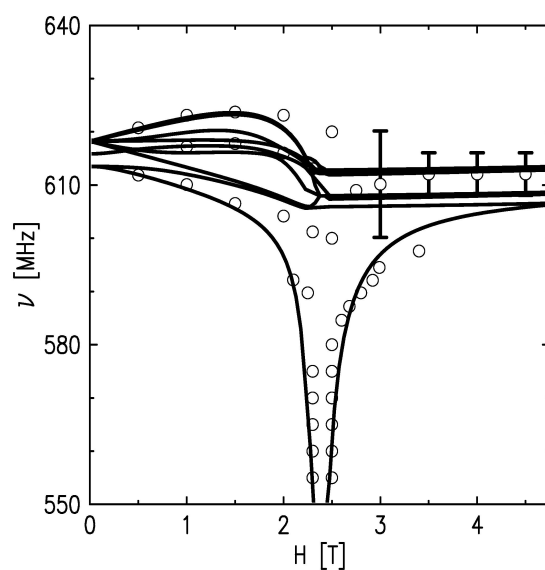
ЯМР в неколлинеарном антиферромагнетике $\text{Mn}_3\text{Al}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$

А.М. Тихонов¹, Н.Г. Павлов², О.Г. Удалов³

¹Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, ²Московский физико-технический институт (государственный университет), ³Институт физики микроструктур РАН
pavlov@kapitza.ras.ru

Исследован спектр ЯМР ^{55}Mn неколлинеарного двенадцатиподрешеточного антиферромагнетика $\text{Mn}_3\text{Al}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ (рис. 1) в частотном диапазоне от 200 до 640 МГц во внешнем магнитном поле $H \parallel [001]$ и температуре $T = 1.2$ К. Измерения проводились в двух поляризациях радиочастотного поля $h \perp H$ и $h \parallel H$. В полях, меньших поля переориентационного перехода H_c , при поляризации радиочастотного поля $h \parallel H$ обнаружено три линии поглощения (рис. 2). При $H > H_c$ и $h \perp H$ наблюдается две линии поглощения. Параметры спектра указывают на то, что магнитная структура марганцевого граната слабо отличается от обменной треугольной 120° структуры. Анизотропия редукции спина и (или) слабый антиферромагнетизм, разрешенные симметрией кристалла, в поле $H < H_c$, приводят к различию в намагниченности подрешеток на $\approx 3\%$, а при повороте спиновой плоскости от ориентации, перпендикулярной оси C_3 , к ориентации, перпендикулярной оси C_4 , происходит уменьшение величины всех магнитных моментов электронной подсистемы на величину $\approx 2\%$ от средней величины в нулевом поле.

Работа является развитием исследований по определению релятивистских искажений обменных структур из спектра ЯМР [1, 2, 3]. Из экспериментальных данных установлена предельная величина искажений, обусловленных слабым антиферромагнетизмом и анизотропной редукцией спина (некоторые параметры системы взяты из работы [4]). Также установлена важная величина — ширина провала (по магнитному полю) в спектре ЯМР, с помощью которой получена оценка для константы анизотропии. Таким образом, данные ЯМР позволили получить новую информацию о магнитной структуре электронной подсистемы кристалла $\text{Mn}_3\text{Al}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$. В ходе нашей работы впервые экспериментально изучено новое явление — слабый антиферромагнетизм.

Рис. 1. Магнитная структура $\text{Mn}_3\text{Al}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ Рис. 2. Спектр ЯМР в антиферромагнетике $\text{Mn}_3\text{Al}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$: кружки — положение максимумов поглощения в эксперименте; линии — теоретический расчет [1]

Литература

1. Удалов О.Г. Спектр ЯМР в неколлинеарном антиферромагнетике $\text{Mn}_3\text{Al}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ // ЖЭТФ. – 2011. – Т. 140. – С. 561–566.
2. Марченко В.И., Тихонов А.М. О спектре ЯМР в неколлинеарном антиферромагнетике CsMnI_3 // Письма в ЖЭТФ. – 1999. – Т. 69. – С. 41–45.
3. Думеш Б.С., Петров С.В., Тихонов А.М. Новый фазовый переход в легкоосном треугольном антиферромагнетике // Письма в ЖЭТФ. – 1998. – Т. 67. – С. 988–993.

4. Прозорова Л.А., Марченко В.И., Красняк Ю.В. Магнитный резонанс в неколлинеарном антиферромагнетике $\text{Mn}_3\text{Al}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ // Письма в ЖЭТФ. – 1985. – Т. 41. – С. 522–525.

УДК 537.622

Особенности низкотемпературных магнитных свойств $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{VO}_3)_4$

А.И. Бегунов¹, А.А. Демидов¹, В.Л. Темеров², Е.В. Еремин²

¹ Брянский государственный технический университет, ² Институт физики

им. Л.В. Киренского СО РАН

demandr@yandex.ru

В последние годы интерес к тригональным редкоземельным ферроборатам $\text{RFe}_3(\text{VO}_3)_4$ усиливается из-за обнаружения у них мультиферроэлектрических свойств [1]. В легкоплоскостном $\text{SmFe}_3(\text{VO}_3)_4$ магнитные моменты Fe антиферромагнитно упорядочиваются при $T_N \approx 32$ К и лежат в базисной плоскости ab . Также в ab -плоскости находятся магнитные моменты Sm, подмагниченные обменным полем Fe. Особенностью $\text{HoFe}_3(\text{VO}_3)_4$ является то, что в нем при $T_{SR} \approx 4.7$ К происходит спонтанный спин-переориентационный переход, в результате которого магнитные моменты Fe и Ho переориентируются от легкоплоскостного (реализующегося при $T_{SR} < T < T_N \approx 38$ К) к легкоосному состоянию [1]. Таким образом, при низких температурах в замещенных ферроборатах $\text{Sm}_{1-x}\text{Ho}_x\text{Fe}_3(\text{VO}_3)_4$ возможно возникновение спонтанных и индуцированных магнитным полем спин-переориентационных переходов от оси c к плоскости ab , подобно недавно обнаруженным переходам в $\text{Nd}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Fe}_3(\text{VO}_3)_4$ [2, 3]. В работе проведено теоретическое и экспериментальное исследование низкотемпературных магнитных свойств $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{VO}_3)_4$, выращенного по технологии, описанной в [4]. Магнитные измерения выполнены на установке – PPMS (Quantum Design) при $T = 2 - 300$ К и магнитных полях до 9 Тл. При расчетах использовался теоретический подход, успешно примененный к $\text{RFe}_3(\text{VO}_3)_4$ и $\text{Nd}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Fe}_3(\text{VO}_3)_4$ [3]. Актуальные параметры $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{VO}_3)_4$ определены при сравнении результатов расчета с экспериментальными данными: при низких T внутрицепочечное Fe–Fe-обменное поле $B_{dd1} \approx 60$ Тл, поле f – d -взаимодействия $B_{fd}(\text{Sm-Fe}) \approx 36$ Тл и $B_{fd}(\text{Ho-Fe}) \approx 2.8$ Тл. Межцепочечное обменное Fe–Fe-поле, определяющее значение магнитного момента Fe при данных B и T – $B_{dd2} \approx 27$ Тл.

Расчеты показали, что в предположении легкоплоскостного характера магнитной подсистемы $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{VO}_3)_4$ удается хорошо описать экспериментальные кривые намагничивания $M_{c,\perp c}(B)$ для $B > 1$ Тл, но возникает существенное расхождение теории с экспериментом для $B < 1$ Тл, а также для кривых восприимчивости $\chi_{c,\perp c}(T)$ при низких T , которое можно устранить, предположив реализацию, начиная с $c = 0$, антиферромагнитного состояния с отклоненными магнитными моментами Fe от оси c (при $T = 2$ К угол $\theta \approx 63^\circ$). Причиной реализации такого возможного состояния является конкуренция вкладов от Sm-, Ho- и Fe-подсистем в магнитную анизотропию соединения.

Также обнаружено интересное «переплетение» низкотемпературных кривых намагничивания $M_c(B)$ и $M_{\perp c}(B)$ (кривые пересекаются три раза в полях до 6 Тл). Расчеты показали, что «переплетение» кривых $M_{c,\perp c}(B)$ при $T = 2$ К и $B < 1.5$ Тл обусловлено спин-переориентационными переходами в Fe подсистеме $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{VO}_3)_4$ от начального слабонекллинеарного состояния под углом к оси c к флор-состоянию, реализующихся в близких значениях критических полей при

разных направлениях внешнего магнитного поля. Для $\mathbf{V} \perp \mathbf{c}$ $B_{SR} \approx 0.4$ Тл, для $\mathbf{V} \parallel \mathbf{c}$ параллельная восприимчивость стабилизирует начальную фазу до $B_{SR} \approx 0.8$ Тл.

Предложенный возможный вариант процессов намагничивания $\text{Sm}_{0.7}\text{Ho}_{0.3}\text{Fe}_3(\text{VO}_3)_4$ позволил в деталях проанализировать поведение магнитных моментов всех подсистем и описать обнаруженные экспериментально аномалии на $\chi_{c,\perp c}(T)$ и нелинейные (при $B < 1.5$ Тл) низкотемпературные кривые $M_{c,\perp c}(B)$, свидетельствующие о наличии фазовых переходов от начальной во флоп-фазу.

Исследование выполнено при поддержке РФФИ № 12-02-31007 мол_а.

Литература

1. *Кадомцева А.М. [и др.]*. Магнитоэлектрические и магнитоупругие свойства редкоземельных ферроборатов // ФНТ. – Т. 36, № 6. – С. 640–653.
2. *Попов Ю.Ф. [и др.]*. Обнаружение спонтанной спиновой переориентации в ферроборатах $\text{Nd}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Fe}_3(\text{VO}_3)_4$ с конкурирующим R–Fe-обменом // Письма в ЖЭТФ. – 2009. – Т. 89, № 7. – С. 405–411.
3. *Демидов А.А., Гудим И.А., Еремин Е.В.* Магнитные фазовые переходы в ферроборатах $\text{Nd}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Fe}_3(\text{VO}_3)_4$ // ЖЭТФ. – 2012. – Т. 141, № 2. – С. 294–309.
4. *Gudim I.A. [et al.]*. Flux growth and spin reorientation in trigonal $\text{Nd}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Fe}_3(\text{VO}_3)_4$ single crystals // J. of Cryst. Growth. – 2010. – V. 312. – P. 2427–2430.

УДК 537.622.5

Магнитная фазовая диаграмма квазиодномерного фрустрированного антиферромагнетика LiCu_2O_2 со спином $S=1/2$

А.А. Буш¹, А.М. Васильев², В.Н. Глазков^{2,3}, А. Желудев³, Т. Кашиваги⁴, С. Кимура⁵, К. Омура⁶, Л.А. Прозорова², Л.Е. Свистов^{2,6}, М. Хагивара⁶

¹Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики,

²Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, ³Neutron Scattering and Magnetism, Laboratory for Solid State Physics, ⁴Institute for Materials Science and Graduate School of Pure and Applied Sciences, ⁵Institute for Materials Research, Tohoku University,

⁶KYOKUGEN, Osaka University, Machikaneyama 1-3

vasiliev@kapitza.ras.ru

Проведены исследования магнитных и диэлектрических свойств квазидвумерного фрустрированного антиферромагнетика LiCu_2O_2 ($S = 1/2$). Магнитная структура LiCu_2O_2 состоит из слабо связанных слоев, составленных из цепочек спиновых магнитных ионов Cu^{2+} . В малых полях в магнитоупорядоченной фазе в LiCu_2O_2 реализуется несоизмеримая планарная спиральная магнитная структура. Исследования были проведены в области полей от 0 до 52 Тл и при температурах от 1.2 до 80 К.

Кривые намагниченности в статическом магнитном поле до 7 Тл получены с помощью СКВИД-магнитометра, высокополевые измерения до 52 Тл — с помощью импульсного магнита. Диэлектрическая проницаемость исследовалась с помощью четырёхточечных измерений ёмкости на 10 кГц.

Измерения намагниченности показали, что в магнитоупорядоченной фазе ($T < T_{c1} \approx 24.6$ К) магнитная структура LiCu_2O_2 претерпевает два фазовых перехода. Низкополевой фазовый переход может быть объяснен переориентацией спиновой плоскости спиральной магнитной структуры. В поле H_1 дифференциальная восприимчивость возрастает.

Высокополевым переход (H_{c2}) наблюдается для всех трёх рациональных ориентаций магнитного поля. В поле H_{c2} магнитная восприимчивость скачкообразно уменьшается. По-видимому, в этом поле происходит изменение обменной магнитной структуры кристалла. Такой фазовый переход наблюдался недавно в квазиодномерном фрустрированном антиферромагнетике LiCuVO_4 [1].

Теоретические исследования предсказывают фазовый переход в магнитную фазу модулированной спиновой плотности (SDW phase) [2] в полях, близких к значениям H_{c2} .

Приведена фазовая H - T -диаграмма LiCu_2O_2 при ориентации поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$, построенная по результатам проведенных измерений.

Результаты данной работы были опубликованы в статье [3].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 10-02-01105-а).

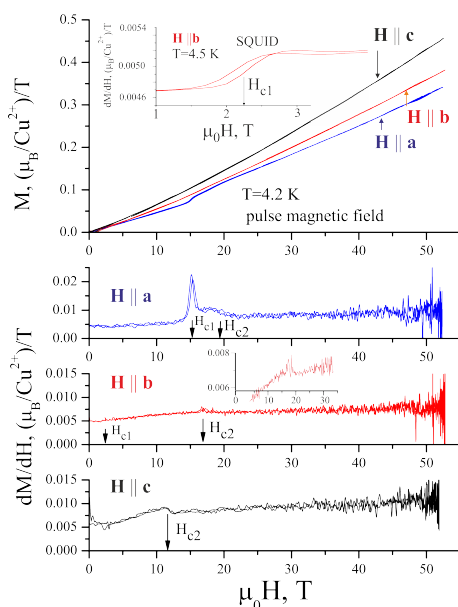


Рис. 1.

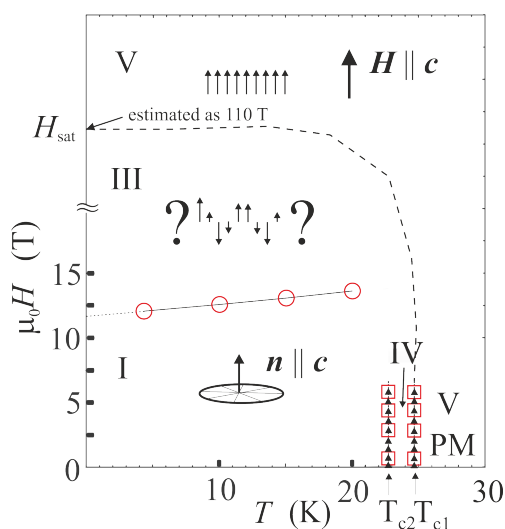


Рис. 2.

Литература

1. Büttgen N., Krug von Nidda H.-A., Svistov L.E., Prozorova L.A., Prokofiev A., Assmus W. // Phys. Rev. B. – 2007. – V. 76, N 014440.
2. Hikihara T., KeckeL., Momoi T., Furusaki A. // Phys. Rev. B. – 2008. – V. 78, N 144404.
3. Bush A.A., Glazkov V.N., Hagiwara M., Kashiwagi T., Kimura S., Omura K., Prozorova L.A., Svistov L.E., Vasiliev A.M., Zheludev A. // Phys. Rev. B. – 2012. – V. 85, N 054421.

УДК 538.941

Влияние дополнительной анизотропии типа «сжатие» на сверхтекучесть ^3He в «упорядоченном» аэрогеле В.В. Дмитриев¹, Е.Е. Ефименко^{1,2}, Д.А. Краснихин¹, А.А. Сенин¹, А.Н. Юдин¹

¹Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, ²Московский физико-технический институт (государственный университет)
andrey.senin@gmail.com

Методами ядерного магнитного резонанса исследованы свойства жидкого ^3He в «упорядоченном» аэрогеле с дополнительно внесенной анизотропией, созданной путем сжатия образца в поперечном нитям аэрогеля направлении. Этот аэрогель состоит из нитей оксида алюминия, причем нити ориентированы вдоль одного направления на макроскопических расстояниях ($\sim 2\text{--}3$ мм) [1].

Ранее было установлено [2], что в данном аэрогеле реализуются не-сколько сверхтекучих фаз ^3He . Особый интерес представляют высокотемпературные фазы, принадлежащие к семейству так называемых Equal Spin Pairing (ESP) фаз. Анализ результатов показал, что параметр порядка этих фаз соответствует параметру порядка Андерсона–Бринкмана–Мореля (АБМ) с сильным полярным искажением, причем параметры этого искажения зависят от температуры и давления, а сам параметр порядка находится в двумерном состоянии Ларкина–Имри–Ма (ЛИМ).

Для точной идентификации фаз в дальнейших экспериментах нами было решено внести дополнительную анизотропию в систему, сжав аэрогель в направлении, перпендикулярном нитям. Дело в том, что качественно свойства ЯМР сверхтекучего ^3He в двумерном состоянии ЛИМ и полярной фазе [3] эквивалентны и различаются лишь количественно. Например, сдвиг частоты ЯМР от ларморовской в двумерном состоянии Ларкина–Имри–Ма составляет $\Omega_A^2/4\omega$, а в полярной фазе $2\Omega_A^2/3\omega$, где Ω_A — легеттовская частота для параметра порядка АБМ. Для оценок мы использовали значения Ω_A для объемной А фазы (пунктирные линии на рис. 1). Реальное значение данной величины в аэрогеле неизвестно, но оно должно быть меньше. Реально получаемые значения сдвига лежат между двумя приведенными величинами и соответствуют двумерному состоянию ЛИМ с полярным искажением, однако, возможно, в действительности соответствуют полярной фазе.

При наличии дополнительной анизотропии, как ожидалось, двумерное состояние ЛИМ уже не сможет реализоваться или будет иметь выделенную ось анизотропии. Полученное в такой геометрии фазовое состояние ^3He должно иметь принципиальное отличие, отражающееся в свойствах ЯМР. И такое отличие действительно имело место – при ориентации внешнего магнитного поля перпендикулярно нитям аэрогеля наблюдался положительный сдвиг частоты ЯМР при понижении температуры,

в то время как в двумерном состоянии ЛИМ сдвиг отсутствует. Для более детального исследования и точной идентификации полученного в данной работе фазового состояния будут проведены дополнительные эксперименты методами ЯМР.

Работа выполнена при частичной поддержке Минобрнауки России (договор № 16.120.11.3532-МК) и РФФИ (грант № 11-02-12069).

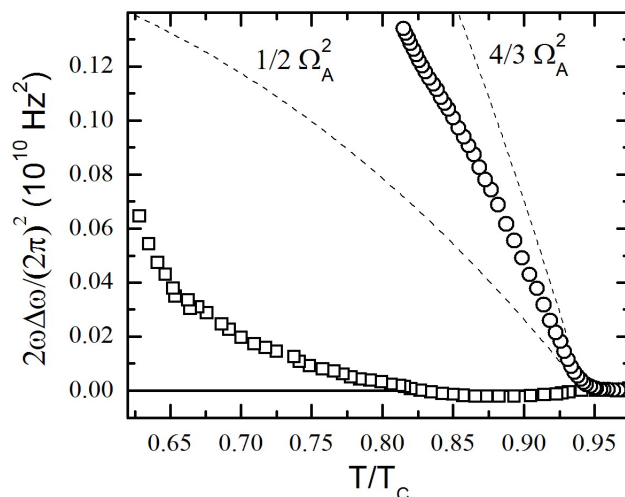


Рис. 1. Температурная зависимость сдвига частоты ЯМР для ^3He в сжатом «упорядоченном» аэрогеле при ориентации внешнего магнитного поля вдоль нитей аэрогеля (кружочки) и в перпендикулярном направлении (квадратики) при давлении 6,5 бар. Температура нормирована на температуру сверхтекучего перехода в объемном ^3He

Литература

1. *Askhadullin R.Sh. [et al.]*. Liquid metal based technology of synthesis of nanostructured materials (by the example of oxides). These materials properties and applications areas // J. Phys.: Conf. Ser. – 2008. – N 98. – P. 072012.
2. *Askhadullin R.Sh. [et al.]*. Phase diagram of superfluid ^3He in «nematically ordered» aerogel // Письма в ЖЭТФ. – 2012. – № 95. – С. 355.
3. *Aoyama K., Ikeda R.* Pairing states of superfluid ^3He in uniaxially anisotropic aerogel // Phys. Rev. B. – 2006. – N 73. – P. 060504.

УДК 538.941

Бозе-эйнштейновская конденсация ротонов

Л.А. Мельниковский^{1,2}

¹Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, ²Московский физико-технический институт (государственный университет)

leva@kapitza.ras.ru

Явление бозе-эйнштейновской конденсации неизбежно следует из бозе статистики и сохранения числа частиц. Традиционная классификация противопоставляет сохраняющиеся «истинные частицы» и квазичастицы, число которых само определяется из условия термодинамического равновесия (для них, следовательно, бозе-эйнштейновская конденсация считается невозможной). Ясно, однако, что между ними нет никакого фундаментального различия: еще какие-то 14 миллиардов лет назад (точный возраст нашего мира несущественен для дальнейшего) не было ни одного

из атомов, используемых в наше время, для экспериментов по бозе-эйнштейновской конденсации. На самом деле, существенно соотношение между характерными временами релаксации в системе, возможность конденсации определяется медленностью релаксации числа (квази)частиц по сравнению с термализацией по энергии (и релаксацией остальных степеней свободы, если они есть). Оказывается [1], что при достаточно низкой температуре это условие выполняется для ротонов – элементарных возбуждений в сверхтекучем гелии: с логарифмической точностью тепловое равновесие среди ротонов устанавливается быстрее в $\exp(v \cdot P_0/T)$ раз, чем релаксирует их число. Здесь v – скорость ротонного газа, P_0 – импульс ротонов, а T – температура.

Литература

1. *Melnikovsky L.A.* Bose-Einstein condensation of rotons // Phys. Rev. B. – V. 84. – 2011. – P. 024525.

Секция моделирования физических процессов в микро- и наноструктурах

УДК 537.226.5

Влияние формы и пространственной ориентации включений на эффективные диэлектрические характеристики матричного композита

Е.Н. Яковлева

Национальный исследовательский университет «МИЭТ»

`lizabetka@yandex.ru`

В современной микро- и наноэлектронике широко используются неоднородные диэлектрические материалы со структурой матричных композитов. Эти структуры характеризуются наличием непрерывного материала (матрицы) с вкраплениями инородных включений [1]. Для реализации функционального назначения таких материалов достаточно часто требуется наличие анизотропии диэлектрических свойств. Этого возможно достичь с помощью неизометричных по форме включений и их пространственной ориентации друг относительно друга. В этом случае даже для изотропных компонентов композита можно получить существенно анизотропные эффективные характеристики [2].

В работе рассмотрена задача анализа статических эффективных диэлектрических характеристик композита с включениями эллипсоидальной формы, ориентированными во взаимно перпендикулярных направлениях. Для решения данной задачи используется уравнение Пуассона с кусочно-неоднородными коэффициентами [3, 4]. Решение данного уравнения ищется на основе метода функции Грина с использованием, в качестве параметра, тензора диэлектрической проницаемости однородного тела сравнения [4]. В приближении равенства этого тензора тензору диэлектрической проницаемости матрицы получено выражение, соответствующее приближению Максвелла–Гарнетта

$$\varepsilon^* = \left(\varepsilon_1 v_1 + \varepsilon_2 v_2 \sum_{i=1}^3 f_i (I - g_i \Delta \varepsilon)^{-1} \right) \left(v_1 I + v_2 \sum_{i=1}^3 f_i (I - g_i \Delta \varepsilon)^{-1} \right)^{-1},$$

где нижние индексы у тензоров опущены, $I_{ij} = \delta_{ij}$, ε_1 и ε_2 – тензоры диэлектрических проницаемостей матрицы и включений соответственно [5], $\Delta \varepsilon = \varepsilon_2 - \varepsilon_1$, v_1 , v_2 – концентрации матрицы и включений, f_1 , f_2 , f_3 – доли включений, ориентированных в направлении осей x , y , z . Компоненты тензора g_{ij} вычисляются как интеграл от сингулярной составляющей второй производной тензора Грина уравнения Пуассона для однородной среды по нормальям к поверхности включения.

Рассмотрены три случая ориентации включений: только в направлении оси z (гексагональная ориентация), в направлении осей x и y (тетрагональная ориентация) и в направлении осей x , y и z (кубическая ориентация). Получены зависимости эффективных диэлектрических свойств от относительной величины полуосей эллипсоидальных включений в соответствующих направлениях в диапазоне от 0.1 до 10.

Результаты расчета показывают наличие анизотропии эффективных свойств. Для тетрагональной и гексагональной ориентаций структура тензора диэлектрической проницаемости одинакова $\epsilon_{11}^* = \epsilon_{22}^* \neq \epsilon_{33}^*$. Однако имеются количественные отличия в величинах эффективной диэлектрической проницаемости. Для кубической ориентации компоненты тензора эффективной диэлектрической проницаемости одинаковы, как для изотропного материала, однако наблюдается ярко выраженная зависимость от формы включения.

Работа выполнена при поддержке федеральной целевой программы «Инновационные кадры России 2008–2013 гг.»

Литература

1. *Виноградов А.П.* Электродинамика композитных материалов. – М.: УРСС, 2001. – 176 с.
2. *Лавров И.* Диэлектрические и проводящие свойства неоднородных сред с текстурой. – Saarbrücken: LAP Lambert Academic Publishing, 2011. – 168 с.
3. *Шермергор Т.Д.* [и др.]. Определение эффективных упругих модулей текстурированных пород-пьезоэлектриков // Изв. АН СССР. Физика Земли. – 1991. – № 12. – С. 84–93.
4. *Яковлева Е.Н.* Теоретический анализ низкочастотной дисперсии электрофизических характеристик диэлектрических композитов // Труды шестнадцатой научной конференции молодых ученых и специалистов ОИЯИ. – 2012. – С. 237–239.
5. Физические величины: справочник / под. ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. – М: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.

УДК 533.1/.2+004.95

Компьютерное моделирование и анализ разделения смесей газов в насосе Кнудсена

Д.В. Мокроусова¹, В.Г. Гришина², Е.П. Дербакова¹

¹Московский физико-технический институт (государственный университет),

²Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

aioni@list.ru

В различных областях науки и техники остро стоит вопрос об очищении и получении определенных концентраций веществ, поэтому задача разделения смесей газов имеет большую экспериментальную ценность. Данная работа посвящена устройству, позволяющему разделять смеси газов, – насосу Кнудсена, в классическом виде состоящему из двух резервуаров, соединенных тонкой трубкой. Принцип его работы основан на эффекте теплового скольжения (транспирации), который проявляется вблизи стенок резервуаров, и, поскольку линейные размеры рассматриваемого насоса малы, тепловое скольжение играет большую роль в изменении состояния газа. Ввиду отсутствия движущихся частей, насос Кнудсена имеет ряд преимуществ перед механическими устройствами: износоустойчивость, отсутствие трения и необходимости в смазочных материалах, возможность применения в микроскопических масштабах.

Классический вид насоса был разработан в 1910 г. М. Кнудсеном [1, 2], но построить и протестировать насос Кнудсена удалось лишь в 2008 г. [3]. Построение многокаскадных устройств на его основе осуществить на данный момент не удалось [4]. Таким образом, экспериментальные измерения характеристик насоса затруднены, в связи с чем применяется компьютерное моделирование процессов, происходящих

внутри устройства, путем численного решения кинетического уравнения Больцмана. Для этих целей была разработана проблемно-моделирующая среда [5, 6].

Целью данного исследования являлось определение характерных масштабов разделения смесей газов в насосе Кнудсена и оптимальных параметров устройства. Схема моделируемого устройства представлена на рис. 1.

Была рассмотрена бинарная смесь газов с отношением масс 2 : 1 и отношением температур резервуаров $T_2 : T_1 = 4 : 3$ (вдоль трубки создан градиент температуры) и произведено варьирование размеров устройства и, следовательно, числа Кнудсена течения газа:

$$\text{Kn} = \lambda/d = l/d.$$

На рис. 2 представлено отношение разности концентраций различных компонент газа к начальной концентрации для случая $\text{Kn} = 2$ на оси симметрии устройства в зависимости от координаты. Имеет место разделение компонент смеси газа, причем в более горячем резервуаре преобладает легкая компонента. Максимальное разделение наблюдается при числе Кнудсена $\text{Kn} \approx 1$.

Эффект разделения компонент смеси невелик: порядка 1–2%. Полученный результат совпадает с подобными вычислениями других групп [7]. Применение многокаскадных устройств на основе насоса Кнудсена, предположительно, позволит добиться значимого разделения порядка десятков процентов.

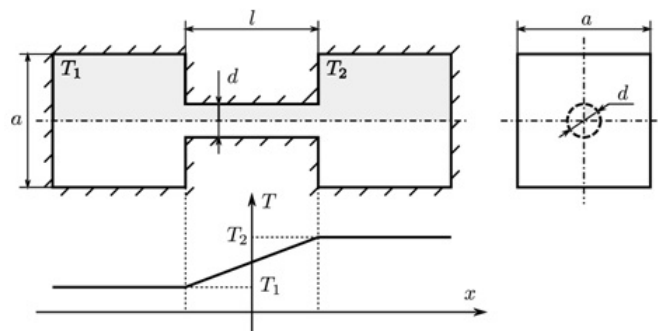


Рис. 1.

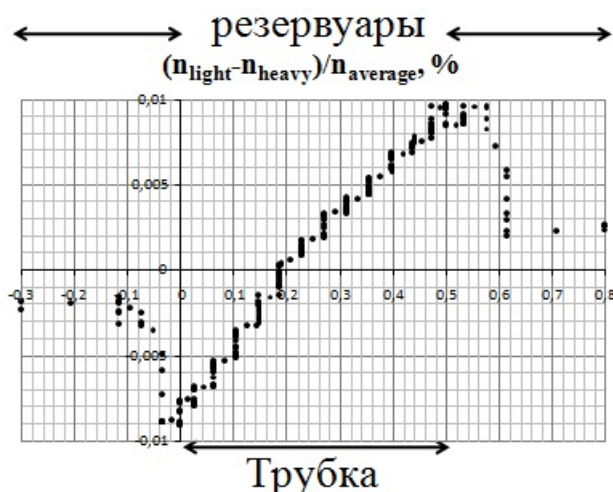


Рис. 2.

Литература

1. *Knudsen M.* // *Ann. Phys.* – 1910. – P. 205.
2. *Knudsen M.* // *Ann. Phys.* – 1910. – P. 1435.
3. Gas pump made of minerals has no moving parts.
URL: <http://phys.org/news147094299.html>. – 28 ноября 2008 г.
4. *Sone Y.* *Molecular Gas Dynamics. Theory, Techniques and Applications.* – Boston: Birkhauser, 2007. – 658 p.
5. *Додулад О.И., Клосс Ю.Ю., Рябченко В.В., Черемисин Ф.Г.* Система программных модулей для вычисления интеграла столкновений Больцмана // *Вычислительные методы и программирование.* – 2011. – Т. 12.
6. *Клосс Ю.Ю., Мартынов Д.В., Черемисин Ф.Г.* Проблемно-моделирующая среда для решения кинетического уравнения Больцмана на тетраэдрических сетках // *Вычислительные методы и программирование.* – 2011. – Т. 12.
7. *Shigeru T., Hiroki U.* Numerical study on effective configurations of the Knudsen pump for separation and compression // *AIP Conference Proceedings.* – 2011. – V. 1333(1). – P. 998–1003.

УДК 53.023

Число квантовых точек в конфокальном объеме при исследовании мерцающей люминесценции

А.Ю. Переверзев^{1,2}, С.А. Амброзевич¹, В.В. Федянин^{1,3}

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

²Московский физико-технический институт (государственный университет)

³Московский педагогический государственный университет

pereverzev_ay@mail.ru

В работе экспериментально исследовали мерцание флуоресценции полупроводниковых нанокристаллов CdSe размером 3.6 нм при непрерывном возбуждении излучением лазера с длиной волны 376 нм с помощью конфокального микроскопа. При этом регистрировали абсолютное время прихода каждого фотона люминесценции, испущенного нанокристаллом, с разрешением 4 пс. Стандартная методика исследования мерцающей люминесценции опирается на анализ траектории интенсивности сигнала люминесценции, усредненного по времени с точностью 1–100 мс. При этом

траектория люминесценции также служит первичным критерием оценки числа точек в конфокальном объеме, откуда детектором собирается сигнал [1]. Одиночной точкой считается такая точка, у которой наблюдается два хорошо разделенных пика в распределении интенсивности, относящиеся к светлому и темному состоянию нанокристалла. Если в конфокальном объеме находятся две точки, то в траектории имеются три пика, относящиеся к состояниям, когда обе точки излучают свет, когда обе точки не излучают свет, и когда свет излучается только одной точкой. Те точки, у которых не удается разделить два пика обычно, не исследуются. Одним из способов определения одиночности исследуемого нанокристалла являются эксперименты по антигруппировке фотонов. В работе [2] было показано, что интервалы времени между двумя последовательно зарегистрированными фотонами излучения от нанокристалла при непрерывном возуждении обладают значительной корреляцией, причем вид корреляционной функции нанокристалла определяется наличием мерцающей люминесценции и ее степенным распределением. В настоящей работе было показано, что вид корреляционной кривой может служить критерием одиночности измеряемого нанокристалла. В отличие от экспериментов по антигруппировке фотонов, в работе задействован только один фотоприемник. Корреляционная функция для траекторий интенсивности может быть приближена с высокой точностью набором экспонент, причем число экспонент совпадает с числом пиков в траектории интенсивности. Это означает, что независимо от того, удастся ли разделить два пика в распределении интенсивности, объект можно считать совокупностью точек, если корреляционная функция не приближается двумя экспонентами. Такой подход позволит более точно описать флуктуации свойств одиночных квантовых точек, что и является основной задачей конфокальной микроскопии.

Литература

1. *Stefani F.D. [et al.]*. Memory in quantum-dot photoluminescence blinking // *New J. Phys.* – 2005. – V. 7. – P. 195.
2. *Переверзев А.Ю. [и др.]*. Корреляция межфотонных интервалов мерцающей люминесценции одиночных нанокристаллов CdSe/CdS // *Письма в ЖЭТФ.* – 2012. – V. 96. – P. 17.

УДК 004.021

Разработка методов оптимизации численного решения уравнения Больцмана

Д.О. Савичкин¹, А.В. Сакмаров², А.Л. Татауров²

¹Московский физико-технический институт (государственный университет),

²Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

`denis.savichkin@phystech.edu`

Данная работа посвящена созданию рабочего инструмента для расчёта задач газовой динамики, подчиняющихся уравнению Больцмана [1]. Для вычисления интеграла столкновений используется проекционный метод [2], для моделирования переноса – TVD-схема [3]. Общая структура уравнения вычисляется при помощи схемы расщепления [4]. Целью исследования была разработка оптимального кода.

Для определения участков кода, потребляющих наибольшее число вычислительных ресурсов, использовались утилиты: Valgrind [5] и VTune [6]. После профилировки обнаружено, что цикл расчета столкновений потребляет наибольшее количество времени работы программы. Оптимизация производилась при помощи SSE-

инструкций [7]. Это позволило за один шаг цикла производить работу сразу с вектором данных. Фактически были произведены вычисления сразу двух подряд идущих пространственных ячеек, что уменьшило операции, производимые в цикле, в два раза, сократив во столько же время его исполнения.

Заменяв работу стандартных функций C++ SSE-инструкциями, было получено уменьшение времени работы цикла для расчёта столкновений. Рис. 1 и 2 показывают, что `ci::iter` ускорился более чем в два раза, но немного замедлился `main`, так как пришлось изменить логику программы, также есть небольшой выигрыш за счёт меньшего использования функции `pow` (она стала работать меньше двух секунд, поэтому не отображена). Суммарный выигрыш составил чуть менее 50% для суммы `ci::iter`, `main`, `pow`.

Результат оптимизации для всей программы показан на рис. 3, здесь `simple` – используемый ранее, а `tuned` – оптимизированный алгоритм. Получено примерно 25% прироста производительности от общего времени работы кода.

Function	CPU Time	Instructions Retired
<code>ci::iter<double*></code>	40.777s	112,882,000,000
<code>calc_int_node<int*** const></code>	11.362s	34,518,000,000
<code>layer</code>	8.943s	7,912,000,000
<code>main</code>	8.563s	11,532,000,000
<code>pow</code>	7.252s	7,872,000,000

Рис. 1. Топ высокочастотных вызовов по времени до оптимизации

Function	CPU Time	Instructions Retired
<code>main</code>	17.043s	13,144,000,000
<code>ci::iter</code>	15.738s	61,220,000,000
<code>calc_int_node<int*** const></code>	11.411s	34,810,000,000
<code>layer</code>	8.832s	7,780,000,000
<code>transportation</code>	6.409s	13,982,000,000

Рис. 2. Топ высокочастотных вызовов по времени после оптимизации

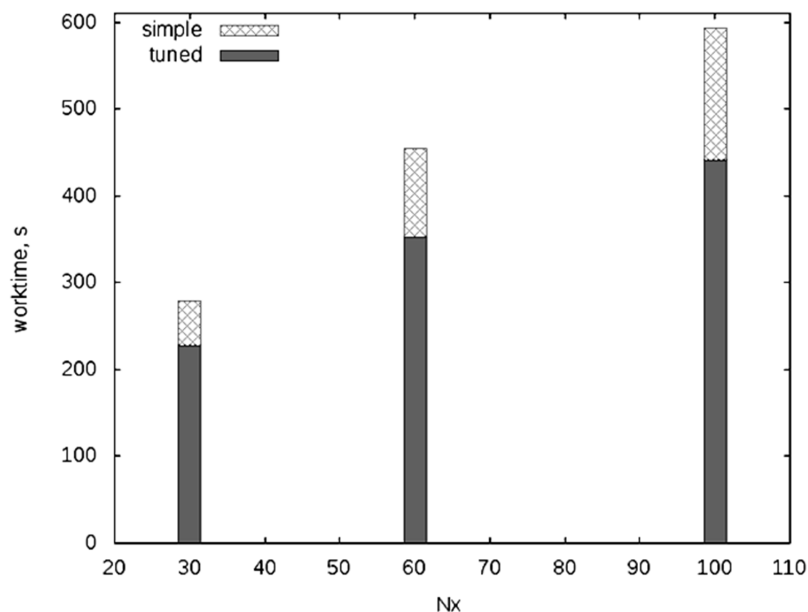


Рис. 3. Общее время работы программы в зависимости от количества пространственных ячеек

Литература

1. Коган М.Н. Динамика разреженного газа. – М.: Наука, 1967. – 440 с.
2. Черемисин Ф.Г. Консервативный метод вычисления интеграла столкновений Больцмана // Доклады РАН. – 1997. – Т. 357. – С. 53–56.
3. Harten A. High resolution schemes for hyperbolic conservation laws // J. Comput. Phys. – 1997. – С. 260–278.
4. Аникин Ю.А., Клосс Ю.Ю., Rogozin O.A., Сазыкина Т.А., Черемисин Ф.Г. Введение в численные методы в динамике разреженного газа. – М.: МФТИ, 2011. – 80 с.
5. Valgrind™ Developers. Valgrind: About. – <http://valgrind.org/info/about.html>.
6. Intel Corporation. Intel® VTune™ Amplifier XE 2013. – <http://software.intel.com/ru-ru/intel-vtune-amplifier-xe/>
7. Intel Corporation. SSE4 Programming Reference. – <http://edc.intel.com/Link.aspx?id=1630>. – D91561–003

УДК 004.94

Расчетное исследование функций чувствительности широкодиапазонных нейтронных спектрометров интегрального типа

А.Ю. Мокроусов¹, В.Г. Мадеев², Е.И. Уксусов², А.В. Морозов²

¹Московский физико-технический институт (государственный университет),

²Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

insanedeveloper@yandex.ru

Целью работы является получение функций чувствительности (ФЧ) различных конфигураций нейтронных спектрометров интегрального типа. Функцией чувствительности называют зависимость от энергии числа частиц, зарегистрированных в единицу времени сигналов при единичном потоке частиц, падающих на детектор. В работе рассмотрено 4 различные конфигурации спектрометров, относящихся к двум видам: моноблочный нейтронный спектрометр (МНС) [1] и широко известный мультисферный спектрометр (СС).

Исследуемые спектрометры принадлежат к так называемым спектрометрам неклассического типа, не измеряющим непосредственно параметры частиц излучения, падающих на детектор, или вторичных частиц, образующихся в нем.

Метод измерения энергетических распределений нейтронов с помощью спектрометров указанного вида базируется на использовании показаний N детекторов тепловых нейтронов, расположенных на различной глубине в полиэтиленовом замедлителе и обладающих различными ФЧ. Регистрируется скорость ядерной реакции при захвате тепловых нейтронов.

Для того чтобы определить энергетический спектр по результатам этих измерений, необходимо использовать весьма сложные процедуры обработки данных. Особенностью рассматриваемых спектрометров является сильная зависимость разрешения от применяемых методов обработки [2], что, однако, не препятствует использованию широкодиапазонных спектрометров в исследованиях полей нейтронов на ядерно-технических установках.

В силу того что функции чувствительности зависят не только от геометрии спектрометра, но и от типа детекторов, экспериментальное нахождение ФЧ представляет

трудоемкую задачу и требует использования набора источников моноэнергетических нейтронов, перекрывающего диапазон от тепловой энергии до примерно 20 МэВ.

Применение компьютерного моделирования позволило более эффективно получить данные по ФЧ каждого типа спектрометра. Для нахождения функций чувствительности была применена программа MCNP (A General Monte Carlo N-Particle Transport Code), разработанная для моделирования переноса излучения методом Монте-Карло [3]. В расчетах использованы ядерные данные из IAEA Nuclear Data Services [4].

Подобные исследования уже неоднократно проводились ранее применительно к другим конфигурациям спектрометров нейтронов. В настоящей работе характеристики всех 4 конфигураций спектрометров, которые используются на установке ОР-М НИЦ «Курчатовский институт», получены по одинаковой методике, что позволяет сравнить эффективность спектрометров и их применимость к конкретным задачам исследований на этой установке.

Литература

1. Kaschucka Y.A., Oleynikova A.A., Trykov L.A., Semenov V.P., Fernandes A.C., Burian J. [et al.]. Monoblock Neutron Spectrometer — physical basic, design and first application for reactor neutron beam measurements // IAEA. — 2005.
2. Колеватов Ю.И., Семенов В.П., Трыков Л.А. Спектрометрия нейтронов и гамма-излучения в радиационной физике. — Москва: Энергоатомиздат, 1991.
3. MCNP — A General Monte Carlo N-Particle Transport Code / ed. by Briesmeister J.F. — Los Alamos: Los Alamos National Laboratory, 1997.
4. Данные в формате ENDF. Получено из International Atomic Energy Agency Nuclear Data Services: <http://www-nds.iaea.org/>

УДК 533.7

Моделирование разделения смеси газов в микроустройствах

О.И. Додулад¹, М.В. Калинин², В.Ю. Федотов²

Московский физико-технический институт (государственный университет),

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

dodulad@list.ru

В настоящее время возрастает интерес к микроустройствам без движущихся частей, работающих как насосы на основе эффекта теплового скольжения [1]. Впервые конструирование насоса, основанного на эффекте теплового скольжения, осуществил М. Кнудсен. Численное моделирование простого газа в насосе Кнудсена описано, например, в работе [2].

Часто рассматриваемый газ представляет собой смесь газов. Так как величина эффекта теплового скольжения зависит от свойств молекул газа, то в устройствах, основанных на этом эффекте, отдельные компоненты газа ведут себя по-разному. Это позволяет использовать микронасосы как газовые разделители. Течения смеси в таких устройствах были рассмотрены в работах [3–5], в них приводятся экспериментальные данные и результаты численного моделирования на основе решения уравнений конвекции и диффузии, модельных уравнений и метода прямого статистического моделирования.

В данной работе разделение смеси изучено на основе прямого численного решения кинетического уравнения Больцмана:

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \xi \frac{\partial f_i}{\partial x} = \int (f'_i f'_j - f_i f_j) g_{ij} b \, db \, d\varepsilon \, d^3\xi \, d^3\xi_1.$$

Уравнение решается конечно-разностным методом дискретных ординат. Интеграл столкновений вычисляется консервативным проекционным методом [6]. Важным для задач медленных течений свойством метода является обеспечение равенства нулю интеграла столкновений от максвелловской функции распределения. На основе метода авторами была разработана проблемно-моделирующая среда. Отличительной чертой среды является работа с неструктурированными сетками, что позволяет исследовать газ в системах с любой геометрией и решать прикладные задачи.

Были рассмотрены следующие микроустройства: классический насос Кнудсена, его модификации и насос, основанный на эффекте термострессовой конвекции. Получена зависимость отношений давлений в процессе разделения от времени. Проведено параметрическое исследование разделения в зависимости от отношения температур и числа Кнудсена. Рассмотрена структура потоков компонент смеси газов. Моделирование проведено для различных потенциалов взаимодействия молекул.

Литература

1. *Anikin Yu. A., Derbakova E. P., Dodulad O. I., Kloss Yu. Yu., Martynov D. V., Rogozin O. A., Shuvalov P. V., Tcheremissine F. G.* Computing of gas flows in micro- and nanoscale channels on the base of the Boltzmann Kinetic equation // Proc. Computer Science. – 2010. – V. 1, N 1. – P. 735–744.
2. *Клосс Ю.Ю., Мартынов Д.В., Черемисин Ф.Г.* Численный метод анализа свойств микронасоса Кнудсена // Вычислительные методы и программирование. – 2010. – Т. 12. – С. 16–27.
3. *Takata S., Sugimoto H., Kosuge S.* Gas separation by means of the knudsen compressor // European Journal of Mechanics. – B/Fluids. – 2007. – V. 26, N 2. – P. 155–181.
4. *Sugimoto H., Shinotou A.* Gas separator with the thermal transpiration in a rarefied gas // 27th International Symposium on RGD. – 2011. – V. 1333, N 1. – P. 784–789.
5. *Sugimoto H.* Gas separation effect of the pump driven by the thermal edge flow // 25th International Symposium on RGD. – 2007. – P. 1158–1163.
6. *Tcheremissine F. G.* Solution of the Boltzmann kinetic equation for high-speed flows // Comp. Math. and Math. Phys. – 2006. – V. 46, N 2. – P. 315–329.

УДК 533.6.011.5

Расчеты структуры ударной волны в смеси газов

О.И. Додулад¹, Д.О. Михайлов², Ф.Г. Черемисин³

¹Московский физико-технический институт (государственный университет),

²Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», ³Вычислительный центр им. А.А. Дородницына РАН
dodulad@list.ru

Задача о структуре ударной волны в газе является классической нелинейной задачей кинетической теории газов. Получение достоверных результатов в задаче налагает серьезные требования на метод моделирования газовой динамики.

На настоящее время задача была рассмотрена на основе следующих методов: метод статистического моделирования [1], метод, использующий полиномиальную аппроксимацию функции распределения, являющийся расширением метода Ohwada для смесей [2], и проекционный метод для цилиндрической системы [3], которая имеет место из-за однородности задачи в физическом пространстве по направлениям, перпендикулярным направлению распространения ударной волны.

В данной работе для вычисления интеграла столкновений применяется проекционный метод, схожий с [3], но способ интегрирования позволяет проводить расчеты для любых потенциалов взаимодействия молекул. Другим существенным отличием является то, что для расчета смесей с большим отношением масс молекул использован многоточечный проекционный метод, эффективность которого не снижается с увеличением массы.

Это позволило получить надежные лишённые статистического шума результаты для широкого диапазона отношений масс молекул смеси и чисел Маха. Структура ударной волны изучена как на уровне макропараметров, так и на уровне функции распределения по скоростям. Для умеренных чисел Маха проведено сравнение с результатами работ [2, 3], получено хорошее согласие. Отдельно рассмотрен случай ударной волны в смеси с малой примесью тяжелого газа. Получены величины тензора температур во фронте ударной волны. Показано, что в этом случае продольная компонента тензора температур во фронте может существенно превышать величину средней температуры за ударной волной. В частности, эффект может приводить к инициализации химических реакций.

Литература

1. *Bird G.A.* Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows. – New York: Oxford Univ. Press, 1994.
2. *Kosuge S., Aoki K., Takata S.* Shock-wave structure for a binary gas mixture: finite-difference analysis of the Boltzmann equation for hard-sphere molecules // European Journal of Mechanics, B/Fluids. – 2001. – V. 20, N 1. – P. 87–126.
3. *Raines A.* Study of a shock wave structure in gas mixtures on the basis of the Boltzmann equation // European Journal of Mechanics, B/Fluids. – 2002. – V. 21, N 5. – P. 599–610.

УДК 533.518.23

Получение термоакустических волн при переменных граничных условиях

Д.М. Кочков¹, Т.А. Сазыкина², Н.А. Зименков²

¹Московский физико-технический институт (государственный университет)

²Российский научный центр «Курчатовский институт»

ni31@frtk.ru

Настоящая работа рассматривает проблему формирования термо-акустических волн в газовой среде. Попытки использования данного феномена в промышленных целях уже имели место быть [1], поэтому важно понимать условия и характер указанного явления. Данная область сложна для теоретического исследования, поэтому для решения поставленной задачи используются численные методы, позволяющие пронаблюдать за эволюцией макропараметров системы. Эффективным аппаратом для численного исследования решений уравнения Больцмана является метод прямого решения на основе расщепления разностной схемы [2]. При таком подходе задача разделяется на решение уравнения переноса и вычисление интеграла столкновений. Уравнение переноса решается с помощью TVD-схем [3]. Данный метод позволяет получить второй порядок аппроксимации и избежать образования паразитических осцилляций решения при наличии резких градиентов в функции распределения. Интеграл столкновений вычисляется консервативным методом [4], разработанным

Ф.Г. Черемисиным. Областью интересов стали одномерная и двумерная задачи линейной и прямоугольной геометрии. В качестве начальных условий была взята равновесная функция распределения определенной температуры. Граничные условия определялись в виде диффузного отражения. В каждой рассмотренной задаче одно граничное условие являлось гармонической функцией времени. Произведен расчет задач для разных значений чисел Кнудсена, тем самым рассмотрено влияние разреженности газа на формирование тепловой волны.

Литература

1. *Backhaus S., Swift G.W.* A thermoacoustic Stirling heat engine // Nature. – 1999. – P. 335–358.
2. *Аристов В.В., Черемисин Ф.Г.* Расщепление неоднородного кинетического оператора уравнения Больцмана // ДАН СССР. – 1976. – Т. 231, № 1.
3. *Аникин Ю.А.* [и др.]. Введение в численные методы в динамике разряженного газа. – М.: МФТИ, 2010. – С. 54.
4. *Черемисин Ф.Г.* Консервативный метод вычисления интеграла столкновений Больцмана // Доклады РАН. – 1997. – Т. 357, № 1. – С. 53–56.

УДК 519.688

Параллельный метод решения уравнения Больцмана на графических процессорах

Останов Е.Л.¹, Клосс Ю.Ю.^{1,2}, Цуриков Д.Ф.¹, Шувалов П.В.^{1,2}

¹Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

²Московский физико-технический институт (государственный университет)
shuvalov.pavel@gmail.com

В последние годы началось активное использование специализированных процессоров (в первую очередь GPU) в вычислительной физике. Широкое распространение получили GPU компании NVIDIA благодаря большому числу моделей и наличию бесплатного и отлаженного набора библиотек для разработки. Для разработчиков создано специальное расширение языка C CUDA, представляющее собой компилятор вычислительного кода для GPU и набор функций для вызова этого кода из обычных программ CPU. Математический метод решения уравнения Больцмана описан в работе [1]. Для реализации на GPU была выбрана плоская геометрия с прямоугольной сеткой. Особенности переноса математического метода и детальное описание организации хранения данных приведено в работах [2, 3]. Ряд расчетов показал, что объем памяти GPU в 1 Гб достаточен для широкого класса двумерных задач. Расчетная область рассматривается как объединение прямоугольных доменов. Размер каждого домена должен быть кратным 16 для эффективного разделения задачи между потоками. Расчет временного шага запускается последовательно для каждого домена, после чего происходит синхронизация граничных условий. Синхронизация не требует копирования данных в память CPU, но управляется кодом CPU, что позволяет в дальнейшем модифицировать этот процесс на случай нескольких физических устройств и обмениваться данными через OpenMP/MPI. Все сетки генерируются на CPU, после чего копируются в память GPU. До начала расчета создается несколько наборов (порядка 50), на каждом шаге выбирается случайно одна из таких сеток. Значения узлов интегрирующей сетки хранятся в глобальной памяти GPU и копируются в разделяемую память во время интегрирования. Проблема согласованного

доступа к данным решается с помощью организации хранения данных. Данные хранятся в виде трехмерного массива, но порядок индексов обратный – $\text{data}[v, y, x]$, также размеры массива по индексам x и y больше расчетной области. Вне расчетной области хранятся граничные условия, также дополнительные значения служат для обеспечения выравнивания памяти, что необходимо для объединения запросов к памяти. Схема организации данных и доступа к ним показана на рисунке 1. Использование описанных методов оптимизации помогло получить ускорение расчета в 70–150 раз в зависимости от задачи. Важно отметить, что ускорение задачи переноса получилось значительно большим (100–400 раз).

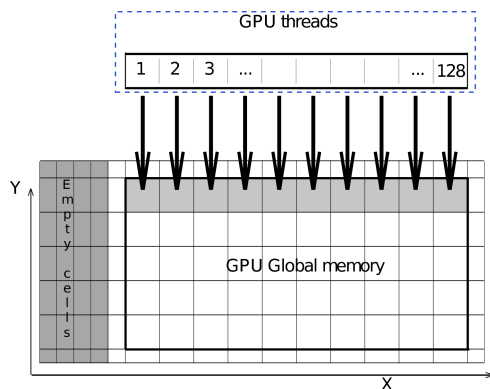


Рис. 1. Схема хранения данных

Литература

1. Черемисин Ф.Г. Консервативный метод вычисления интеграла столкновений Больцмана // Доклады РАН. – 1997. – Т. 357, № 1. – С. 1–4.
2. Клосс Ю.Ю., Черемисин Ф.Г., Шувалов П.В. Решение уравнения Больцмана на графических процессорах // Вычислительные методы и программирование. – 2010. – Раздел 1. – С. 144–152.
3. Kloss Yu. Yu., Shuvalov P. V., Tcheremissine F.G. Solving Boltzmann equation on GPU // Procedia Computer Science. ICCS10. – 2010. – V. 1, I. 1. – P. 1077–1085.

УДК [621.315.616.96:537]:621.3.049.77

Влияние молекулярной структуры на электрическую прочность синтетических смол

А.В. Ромашкин, А.В. Емельянов, В.А. Петухов

Национальный исследовательский университет «МИЭТ»

romaleval@gmail.com

Молекулярная электроника становится основой для создания приборов, отличающихся невысокой стоимостью. Для ее развития требуются исследования влияния процессов межмолекулярного взаимодействия и структуры самих молекул на их параметры. Исследование электрической прочности синтетических смол позволяет выявить характер межмолекулярного взаимодействия, что может оказаться полезным при формировании приборов.

В работе исследована зависимость электрической прочности от ширины зазора между планарными электродами с низким аспектным соотношением, величина которого варьировалась от 50 мкм до 1,3 мкм. Использовались три типа смол, отличающихся молекулярным весом и структурной формулой: DER-330, ЭД-20, СФ-0112.

Результат пробоя выявлялся путем наблюдения разрушенных областей электродов в оптический микроскоп.

Считается, что в жидких диэлектриках пробой происходит за счёт образования микрополостей, в которых при достижении критической напряженности поля происходит разряд. Посредством оценки энергии межмолекулярных связей $W_{\text{м.в.}}$ путем моделирования методами молекулярной динамики, а также вычисления методом функционала плотности дипольного момента молекулы, приходящегося на длину $l_{\text{эфф}}$; с учётом величины, характеризующей вероятность перестройки молекул в зазоре $(l_{\text{эфф}}/l_{\text{заз}})^{-1}$ ($l_{\text{заз}}$ – величина межэлектродного зазора), и величины, характеризующей вероятность ионизации наноразмерных пустот $\exp(-W_{\text{иониз.}}/W_{\text{перестр.}})$, было получено выражение, качественно описывающее влияние молекулярной структуры на электрическую прочность синтетических смол и полимеров:

$$E_{\text{пр}} = \frac{W_{\text{м.в.}}}{D} \frac{l_{\text{эфф}}}{l_{\text{заз}}} \exp\left(\frac{-W_{\text{иониз.}}}{W_{\text{перестр.}}}\right).$$

Экспериментальные значения электрической прочности в описанной модели получены путём корректировки параметров модели, которые представляют собой значения дипольного момента и длины пробега электрона, определение точного значения которых, исходя из теоретического расчёта, затруднено. Критерием их корректировки являлось наилучшее совпадение с экспериментом, полученные при этом значения отличаются не более чем на 30% от их оценочных значений, получаемых из расчёта.

Экспериментально выявлено, что отличие смол по электрической прочности возрастает при уменьшении величины межэлектродного расстояния и наиболее существенно проявляется лишь в зазорах менее 5 мкм. В результате сравнения модели с экспериментом было показано, что данная модель позволяет объяснить значения электрической прочности различных материалов. Согласие модели с экспериментом улучшается при уменьшении величины зазора, когда, по-видимому, влияние молекулярной структуры сильнее сказывается на величине электрической прочности.

Таким образом, механизм пробоя с уменьшением толщины зазора изменяется. Электрическая прочность у смол настолько больше, чем у воздуха, насколько большие затраты энергии требуются на образование полостей и перестройку молекул смолы, имеющих собственный дипольный момент, которая и способствует последующей ионизации и организации дендрита.

УДК 51-37

Сравнительный анализ эффективности использования призматических и тетраэдрических сеток для задач с цилиндрической геометрией на примере насоса Кнудсена

И.Д. Иванова, А.В. Лисенко, О.К. Шайхатаров

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

pc_mouse@mail.ru

Современное развитие технологий разработки микроустройств требует точного описания движения разреженного газа в системах микромасштаба. В подобных случаях длина свободного пробега молекул сравнима с размерами самой системы, поэтому газ находится в неравновесном состоянии, и для описания его поведения необходимо использовать кинетическую теорию. На данный момент преимущественно используются два подхода к моделированию течений при неравновесных процессах:

это метод Монте-Карло и численное решение различных модификаций кинетического уравнения Больцмана.

В данной работе моделирование производится на основе консервативного проекционного метода решения уравнения Больцмана [1, 2], который обеспечивает выполнение законов сохранения массы, импульса и энергии. Вышеупомянутый метод реализован в программно-моделирующей среде [3], разработанной для вычислительных систем с кластерной архитектурой на основе технологией MPI, что позволяет проводить вычислительный эксперимент сложных технических устройств в реальном масштабе времени с высокой точностью получаемых макропараметров. Рассматриваемая программно-моделирующая среда также позволяет использовать неструктурированные сетки для описания систем с произвольной трехмерной геометрией.

Целью данной работы является сравнение эффективности использования неструктурированных тетраэдрических и призматических сеток для задач с цилиндрической симметрией на примере классического насоса Кнудсена. Насос Кнудсена представляет из себя два объемных резервуара, соединенных длинными цилиндрическими трубками разных диаметров. Вдоль узкой трубки температура линейно возрастает от температуры T_1 до T_2 , а вдоль широкой линейно убывает от T_2 до T_1 . В данной статье использовались безразмерные переменные [2], в которых $T_1 = 1$, $T_2 = 2$, диаметр узкой трубки – 2, диаметр широкой трубки – 4. Было проведено три серии расчетов с разным количеством узлов пространственной сетки. Анализ результатов моделирования показал, что при небольшом количестве пространственных узлов призматические сетки имеют преимущество перед тетраэдрическими, так как при использовании первых система быстрее приходит к равновесному состоянию. Для детальности выше 54 000 узлов результаты, полученные для тетраэдрических и призматических сеток, достаточно близки.

Литература

1. Додулад О.И., Клосс Ю.Ю., Черемисин Ф.Г. Падение ударной волны на плоскую преграду, содержащую микрощели // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. – 2010. – Т. 10.
2. Черемисин Ф.Г. Консервативный метод вычисления интеграла столкновений Больцмана // Доклады РАН. – 1997. – Т. 357, № 1. – С. 53–56.
3. Клосс Ю.Ю., Хохлов Н.И., Черемисин Ф.Г., Шурыгин Б.А. Программно-моделирующая среда для исследования течений газа в микро- и наноструктурах на основе решения уравнения Больцмана // Атомная энергия. – 2008. – Т. 105, № 4. – С. 211–217.

УДК 548.735.6

Энергетический подход к моделированию текстурообразования в поликристаллических материалах при различных термодинамических условиях

И.И. Чекакина

Национальный исследовательский университет «МИЭТ»

irina.chekasina@mail.ru

Поликристаллические материалы различной структуры и состава находят широкое применение в технике и повседневной человеческой деятельности. На их физико-механические характеристики влияет множество факторов. Важнейшими из них являются состав, свойства образующих поликристаллическую среду минералов и тек-

стура. Наличие текстуры влияет на многие структурно чувствительные свойства этих материалов: на прочность и твердость, анизотропию упругих, электрических, магнитных и других характеристик. Очень часто образование особых направлений ориентаций кристаллитов в поликристаллических системах связано с действием направленных внешних сил, таких как механические, электрические, тепловые и другие поля [1, 2]. В условиях внешнего приложенного механического напряжения в поликристаллическом материале возникают внутренние напряжения и деформации, которые определяют изменения энергии внутри поликристалла.

Большой интерес для исследования представляют теоретические модели перестройки структуры при внешних воздействиях, основывающиеся на оценке локальной энергии. Опираясь на результаты такого моделирования, можно выдвигать обоснованные предположения о внешних условиях, при которых происходило формирование текстуры в реальных поликристаллах, а также прогнозировать значения эффективных и локальных характеристик создаваемых новых поликристаллических текстурированных материалов. В работе [3] был предложен подход к моделированию изменения текстуры поликристаллов в условиях внешнего приложенного механического напряжения, согласно которому каждый кристаллит (зерно неоднородности) стремится уменьшать свою энергию, изменяя ориентацию собственных кристаллографических осей относительно осей системы в целом.

В настоящей работе проведено моделирование начальных стадий формирования текстуры в поликристалле кварца под влиянием внешних напряжений. Приведён расчёт преимущественных ориентаций кристаллитов (рис. 1, 2) для поликристалла кварца при различных температурах в окрестности фазового перехода. Были рассмотрены случаи осевого напряжённо-деформированного состояния и объёмного сжатия.

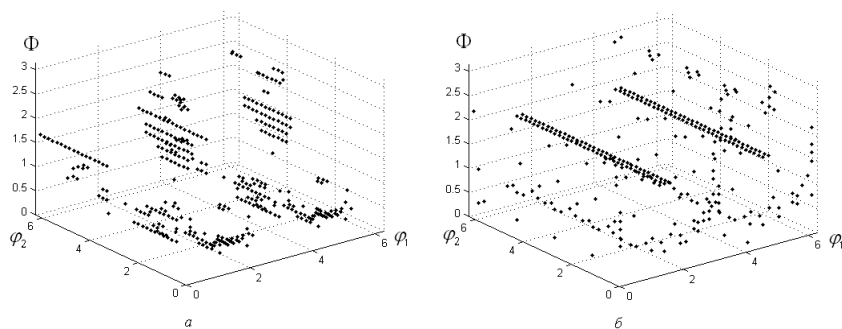


Рис. 1. Преимущественные ориентировки кристаллитов поликристалла кварца, формирующиеся под воздействием осевого напряжения (а – при температуре 556 °С, б – при температуре 578 °С)

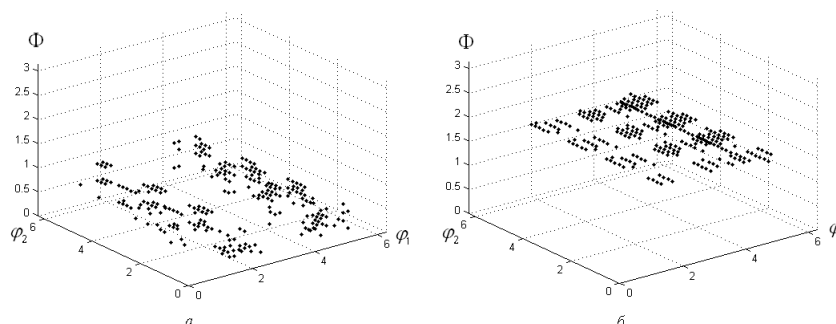


Рис. 2. Преимущественные ориентировки кристаллитов поликристалла кварца, формирующиеся под воздействием объёмного сжатия (а – при температуре 556 °С, б – при температуре 578 °С)

Литература

1. Новые методы исследования текстуры поликристаллических материалов: сб. переводов из журнала «Texture and Microstructures». – М.: Металлургия, 1985. – 312 с.
2. Васильев В.А., Митин Б.С., Пашков И.Н., Серов М.М., Скуридин А.А., Лукин А.А., Яковлев В.Б. Высокоскоростное затвердевание расплава (теория, технология, материалы). – М.: СП «Интермет инжиниринг», 1998. – 400 с.
3. Колесников В.И., Бардушкин В.В., Булах И.И., Сычёв А.П., Яковлев В.Б. О методе моделирования текстурообразования в поликристаллах при различных внешних напряжениях // Экологический вестник научных центров Черноморского экономического сотрудничества (ЧЭС). – 2006. – № 2. – С. 33–36. – Краснодар.

Секция физики атомного ядра и элементарных частиц

УДК 517.518.23

Сверхтонкая структура S -состояний мюонного дейтерия

А.П. Мартыненко, В.В. Сорокин

Самарский государственный аэрокосмический университет им. академика С.П. Королёва
(национальный исследовательский университет)

wws63rus@yandex.ru

Измерение лэмбовского сдвига в мюонном водороде (μp), которое рассматривалось как один из фундаментальных экспериментов в спектроскопии простейших атомов, было выполнено недавно коллаборацией CREMA в [1]. Мюонные атомы представляют собой уникальную лабораторию по изучению свойств ядер. Измерение частот перехода ($2P - 2S$) в мюонном дейтерии (μd), ионах мюонного гелия с точностью 50 ppm позволит получить значения зарядовых радиусов дейтрона, гелиона и α -частицы с точностью 0.0005 фм [1–4]. Частоты переходов, ($2P_{3/2}^{F=1} - 2S_{1/2}^{F=0}$), которые были измерены в атоме мюонного водорода, вызывают необходимость детального расчета релятивистских КЭД поправок, поправок на отдачу и структуру ядра, эффектов тонкой и сверхтонкой структуры S -состояний в атоме мюонного водорода. В данной работе мы вычисляем поправки порядка α^5 и α^6 в сверхтонком расщеплении S -состояний в атоме мюонного дейтерия по теории возмущений. Основной вклад в оператор взаимодействия мюона и дейтрона имеет вид (гамильтониан Брейта):

$$\Delta V^{hfs}(r) = \frac{2\pi\alpha}{3m_\mu m_p} g_d g_\mu (s_1 s_2) \delta(r), \quad (1)$$

где s_1, s_2 — спиновые операторы мюона и дейтрона, g_d, g_μ — гироманнитные факторы дейтрона и мюона. В лидирующем порядке сверхтонкое расщепление $1S$ и $2S$ уровней имеет вид

$$\Delta E^{hfs}(1S) = \frac{2\mu^3 \alpha^4 (1 + \kappa_\mu) \mu_d}{m_\mu m_p} = 49.1447 < M, \quad (2)$$

$$\Delta E^{hfs}(2S) = \frac{\mu^3 \alpha^4 (1 + \kappa_\mu) \mu_d}{4m_\mu m_p} = 6.1431 < M.$$

Релятивистские поправки порядка α^6 известны в аналитическом виде:

$$\Delta E_{rel}^{hfs}(1S) = \frac{3}{2} (Z\alpha)^2 \Delta E^{hfs}(1S) = 0.0039 < M, \quad (3)$$

$$\Delta E_{rel}^{hfs}(2S) = \frac{17}{8} (Z\alpha)^2 \Delta E^{hfs}(2S) = 0.0007 < M.$$

Далее учитываются поправки, связанные с поляризацией вакуума [2–5], структурой ядра [6], релятивистскими эффектами и эффектами отдачи [4] в первом и втором порядках теории возмущений. Поправки этой группы получены в интегральном виде и вычисляются численно. Численная величина параметра $m_e/\mu Z\alpha = 0.7$ в мюонном дейтерии, поэтому эффекты поляризации вакуума имеют важнейшее значение [6].

Изучены однопетлевые и двухпетлевые вклады в сверхтонкое расщепление. Вклад электронной поляризации вакуума определяется следующим потенциалом:

$$\Delta V_{1\gamma,VP}^{hfs}(r) = \frac{4\alpha\mu_d(1+\kappa_\mu)}{3m_\mu m_p} (s_1 s_2) \frac{\alpha}{\pi} \int_1^\infty \rho(\xi) d\xi [\pi\delta(r) - \frac{m_e^2 \xi^2}{r} e^{-2m_e \xi r}],$$

$$\rho(\xi) = \frac{\sqrt{\xi^2 - 1}(2\xi^2 + 1)}{3\xi^4}.$$
(4)

Во втором порядке теории возмущений используется редуцированная кулоновская функция Грина для $1S$ - и $2S$ -состояний. Эффекты структуры ядра выражены в сверхтонком расщеплении в терминах электромагнитных формфакторов дейтрона [6]. Мы учитываем сложные амплитуды взаимодействия частиц, содержащие как поправки на отдачу, структуру ядра, так и вакуумную поляризацию в первом и втором порядках теории возмущений. Полученные численные значения сверхтонких расщеплений $\Delta E^{hfs}(1S) = 48.4963 < M$, $\Delta E^{hfs}(2S) = 6.0510 < M$ могут рассматриваться как надежная оценка для сравнения с будущими экспериментальными данными коллаборации CREMA, а интервал сверхтонкой структуры $\Delta_{12} = 8\Delta E^{hfs}(2S) - \Delta E^{hfs}(1S) = -0.0881 < M$ можно использовать для проверки предсказаний квантовой электродинамики. Теоретическая ошибка расчетов, связанная с неопределенностями фундаментальных физических констант, составляет величину $10^{-5} < M$. Другая часть теоретической ошибки обусловлена КЭД поправками более высокого порядка по α , которые составляют величину порядка $10^{-4} < M$. Наибольшая теоретическая ошибка $\pm 10^{-2} < M$ возникает из-за неопределенностей измерения электромагнитных формфакторов дейтрона. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 11-02-00019).

Литература

1. *Pohl R.* [et al.]. The size of the proton // *Nature*. – 2010. – V. 466. – P. 213–218.
2. *Borie E.* Lamb shift in light muonic atoms — revisited // *Annals of Physics*. – 2011. – V. 327. – P. 733–758.
3. *Pachucki K.* Nuclear structure corrections in muonic deuterium // *Physical Review Letters*. – 2011. – V. 106. – P. 193007.
4. *Martyntenko A.P.* 2S Hyperfine splitting of muonic hydrogen // *Physical Review A*. – 2005. – V. 71. – P. 022506.
5. *Karshenboim S.G.* [et al.]. Nonrelativistic contributions of order $\alpha^5 m_\mu c^2$ to the Lamb shift in muonic hydrogen and deuterium, and in the muonic helium ion // *Physical Review A*. – 2010. – V. 81. – P. 060501.
6. *Faustov R.N., Martyntenko A.P.* Nuclear structure corrections in the energy spectra of electronic and muonic deuterium // *Physical Review A*. – 2003. – V. 67. – P. 052506.

УДК 539.172.3

Рождение и продукты распада топ-кварков в процессе электрон-позитронной аннигиляции на ИС в Стандартной модели и в минимальном Калибровочном расширении

Д.Е. Власенко

Московский физико-технический институт (государственный университет)

vlasenko91@list.ru

Физика t -кварка является важной частью исследований на коллайдерах, таких как действующий ЛНС и планирующийся ИС. Наиболее прецизионные эксперимен-

ты по изучению физических параметров t -кварка будут проводиться на будущем линейном коллайдере.

В данной работе рассмотрен процесс парного рождения t -кварков в канале электрон-позитронной аннигиляции рис. 1. Анализ этого процесса проведен в рамках Стандартной модели её Минимального калибровочного расширения с дополнительным нейтральным бозоном.

Выбор такого расширения СМ оправдан тем, что Z' содержится в очень широком классе расширений и дает четкую сигнатуру событий, обусловленных Z' .

При анализе процесса были проведены расчеты интегральных и дифференциальных сечений в рамках модели нестабильных частиц с размытой массой [1]. Это позволило значительно упростить вычисления по сравнению с традиционным подходом и получить аналитические выражения для сечений. В работе [2] показано, что отклонение результатов модельных расчетов от стандартных для процесса в рамках СМ не превышает 0.1%, что позволяет проводить прецизионный анализ.

На основании ренорм-группового анализа в однопетлевом приближении выяснена связь значений допустимой массы Z' и его калибровочной константы связи с учетом существующих экспериментальных ограничений.

Проведен анализ влияния дополнительного калибровочного Z' бозона на дифференциальное и интегральное сечения. Показано, что такое влияние может быть зарегистрировано при энергии $\sqrt{s} \geq 0.5(TeV)$ [3]. На рис. 2 приведено сечение парного рождения t -кварков в рамках СМ и её минимального расширения при $M_{Z'} = 3.5(TeV)$. Аналогичный анализ проведен и для дифференциального сечения.

Также было выполнено вычисление значений асимметрии t -кварков, для некоторых значений энергии. Аномальная асимметрия t -кварков была обнаружена в экспериментах коллайдера Tevatron.

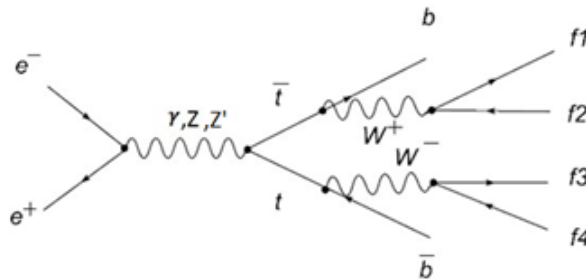


Рис. 1. Диаграмма Фейнмана

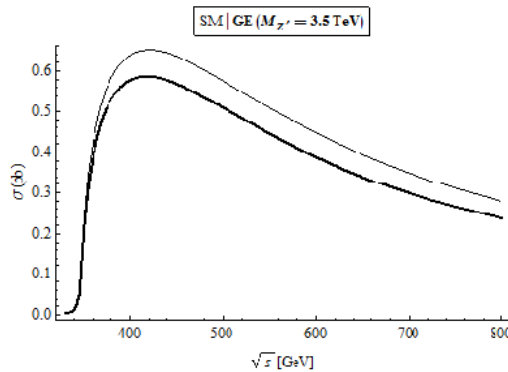


Рис. 2. Интегральное сечение процесса

Литература

1. *Kuksa V.I.* Finite-width effects in the model of unstable particles with a smeared mass // *Jnt. J. Mod. Phys. A.* 2009. – V. 24, N 06. – P. 1185–1205.
2. *Kuksa V.I., Pasechnik R.S., Vlasenko D.E.* Mass shell smearing effects in top pair production // *Int. J. Mod. Phys. A.* – V. 27, N 13.
3. *Vlasenko D.E., Kuksa V.I.* The top quark pair production at the ILC in the minimal gauge extension of the SM // *Proc. jf Scence.* – 2011.

УДК 53.084.6

Разработка детектора сигналов слабой интенсивности с применением кремниевых фотодиодов

С.В. Кравченко^{1,2}, А.В. Ивашин¹

¹Институт физики высоких энергий

²Московский физико-технический институт (государственный университет)

SlayShadow@yandex.ru

С развитием электроники на смену большим вакуумным ФЭУ (фотоэлектронный умножитель) пришли ячеистые лавинные кремниевые фотодиоды (ЯЛФД, или SiPM) на основе структуры металл–эистор–полупроводник [1].

SiPM представляет собой фотоприемник на основе матрицы пикселей (~ 1000 шт/мм²), работающих в «гейгеровском режиме», выполненных на общей подложке. Сигнал каждой ячейки – логический и не зависит от числа первоначальных носителей, вызвавших срабатывание ячейки. Однако полный сигнал SiPM – аналоговый и равен сумме одинаковых сигналов от каждой из «сработавших» ячеек. Он представляет из себя резкий отрицательный выброс, соответствующий пробоем и развитию лавины, и процесс релаксации с характерным временем 100–200 нс, определяемым внутренним сопротивлением и емкостью ячеек.

Данная работа посвящена разработке стенда для изучения свойств кремниевых фотоумножителей (СРТА 151–30), таких как зависимость амплитуды, формы сигнала и crosstalk (перекрестная оптическая связь) от напряжения обратного смещения. Такие измерения необходимы для их паспортизации и дальнейшего использования при создании детектора. Стенд включает в себя 4 главных блока:

- коробка с набором SiPM, внутри которой установлен быстрый светоизлучающий диод (LED) в качестве источника слабого излучения,
- блок усилителей для усиления сигнала от каждого фотодиода,
- цифровой осциллограф с коммутируемым входом, подключенный к ПК,
- цифровой генератор для подачи сигналов на тестовый вход усилителя и импульсов зажигания LED.

Важным параметром каждого SiPM является напряжение пробоя при обратном смещении, когда вероятность возникновения лавины становится существенной. Поэтому для регулировки напряжения обратного смещения в схеме был использован стабилизированный управляемый источник питания – пикоамперметр Keithley. Он же используется для измерения ВАХ (зависимость тока от напряжения) SiPM при прямом и обратном смещениях. Для усиления сигнала от SiPM был спроектирован усилитель с большим коэффициентом усиления по току ($k = 1000$, т.к. фотодиод – токовый источник). Двухкаскадная схема на основе операционных усилителей приведена ниже (рис. 1). Первый каскад осуществляет преобразование ток–напряжение и усиление. Вторым является преобразователем напряжение–ток для работы усилителя на коаксиальный кабель, в частности для подключения к осциллографу.

Верхняя граничная частота, как и передний фронт сигнала с SiPM, определяется использованным в первом каскаде операционным усилителем AD8055 [2]. Для работы операционных усилителей организовано однополярное питание от минус 10 В, предоставляемое стабилизатором напряжения. При изготовлении особое внимание было уделено экранировке, в особенности экранировке входа, т.к. высокочастотные схемы с большим коэффициентом усиления особо чувствительны к помехам.

Стенд работает стабильно и соответствует требованиям по измерению сигнала с SiPM. В данный момент в лаборатории экспериментальных методов физики МФТИ производится усовершенствование стенда. Разрабатывается метод термостабилизации прибора, который позволит проводить измерения характеристик в зависимости от температуры.

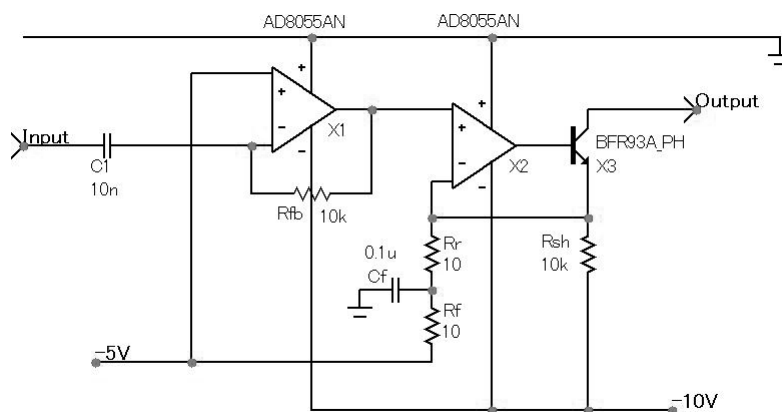


Рис. 1. Схема усилителя

Литература

1. *Saveliev V., Golovin V.* Silicon avalanche photodiodes on the base of metal-resistor-semiconductor (MRS) structures // Nucl. Instrum. Meth. – 2000. – A442. – P. 223–229.
2. Datasheet AD8055.
http://www.analog.com/static/imported-files/data_sheets/AD8055_8056.pdf

УДК 53.05

Разработка онлайн-мониторинга работы *b*-tag триггера для CMS на LHC

Д.Р. Олейниченко

Московский физико-технический институт (государственный университет), Коллаборация
CMS

dimafopf@gmail.com

LHC (Большой адронный коллайдер) – ускоритель протонов и тяжёлых ионов, расположенный около Женевы (Швейцария). CMS (компактный мюонный соленоид) – детектор частиц общего назначения. На LHC столкновения происходят с частотой 20 МГц. Данные одного столкновения занимают около 1 Мб памяти, таким образом, поток данных составляет 20 Тб/с. Сохранять и обрабатывать такое количество данных невозможно, поэтому на практике для последующей обработки сохраняются только «интересные» события. Отбор «интересных» событий производится при помощи триггеров.

Триггерами [1] называют наборы условий, при выполнении которых событие отбирается для сохранения. Триггерами также называют программные и аппаратные средства, которые реализуют этот отбор. В сумме триггеры уменьшают поток информации в 106 раз, то есть только одно событие из 106 считается «интересным».

Важным объектом для триггера являются струи (jets). Струя – это большое количество частиц, попадающих в маленький телесный угол. Считается, что струи образуются из одного кварка за счёт адронизации и последующих распадов нестабильных частиц. Особый интерес представляют события со струями, порождёнными b -кварками, поскольку канал распада бозона Хиггса на b -кварки является доминирующим в случае, если масса бозона Хиггса меньше 130 ГэВ [2].

Отбор событий с b -струями производит т.н. b -tag триггер. Основная идея его работы состоит в том, что у b -мезонов достаточно большое время жизни (1.5 пс), значит точка распада b -мезона (вторичная вершина) смещена относительно точки столкновения протонов и рождения кварка (первичная вершина) на несколько мм. Из параметров струи строится число, которое называется дискриминатором. Если дискриминатор превышает некоторое, наперёд заданное значение, то струя считается b -струей. Существует несколько различных алгоритмов построения дискриминатора [3]. Ни один из этих алгоритмов не является идеальным. Каждый из них отбрасывает некоторую часть b -струй и с некоторой вероятностью принимает u -, d -, s -, c -, g -струи за b -струи. Этот факт вместе с важностью b -таггинга для получения физических результатов делает необходимым тщательный контроль работы b -tag триггера.

Стандартной процедурой контроля является валидация – сравнение результатов работы разных версий программного обеспечения, включающего в себя b -tag триггер. Одним из результатов данной работы является проведение валидации версий программного обеспечения CMS 5.3.1 и 5.3.2. На рис. 1 приведены распределения значения дискриминатора для разных типов струй. Видно, что версии дают близкие распределения. Заметим, что валидация проводится вручную, оффлайн, на сгенерированных Монте-Карло событиях.

Главным результатом представленной работы является разработка и внедрение в программное обеспечение CMS возможности проводить валидацию b -tag триггера на реальных данных, а не на Монте-Карло. Коренное отличие валидации на данных в том, что аромат струи неизвестен, а именно эта информация требуется для большинства гистограмм стандартной валидации. Валидация на данных также обеспечивает возможность онлайн-контроля b -таггинга.

Для онлайн-контроля работы триггеров CMS существует специальный инструмент, называемый DQM (data quality monitor – монитор качества данных). До данной работы b -tag триггер был включён в этот монитор только частично. В рамках работы онлайн валидация b -tag триггера проделана на тестовом DQM-сервере.

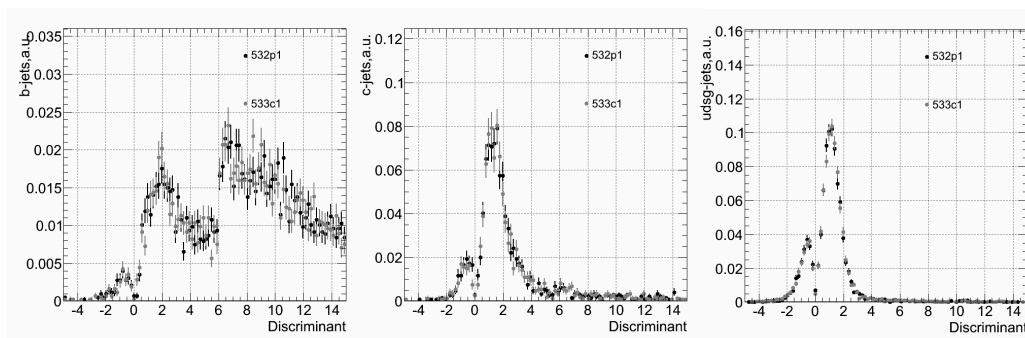


Рис. 1. Оффлайн-валидация версий CMSSW 5.3.1 и 5.3.2. Распределение дискриминатора в tt -событиях, энергия 7 ТэВ. Слева – b -струи, в центре – c -струи, справа – остальные струи

Литература

1. *The CMS Collaboration*. The CMS High Level Trigger // Eur. Phys. J. C. – 2006. – V. 46. – P. 605–667.
2. *Beringer J. [et al.]*. (Particle Data Group). – PR D. – 2012. – N. 86.
3. *Schmidt A*. Beauty production and identification at CMS // Nucl. Phys. B. – 2009. – V. 87. – P. 216–223.

УДК 53.088

Реконструкция данных с активной мишени

П.С. Мандрик^{1,2}, *Ю.А. Хохлов*^{1,2}

¹Институт физики высоких энергий, ²Московский физико-технический институт
(государственный университет)
mandrik.petr@gmail.com

Активная мишень – детектор, часть которого выступает в качестве мишени для налетающих пучковых частиц. В данной работе рассматривается прибор, состоящий из 2035 сцинтиллирующих волокон диаметром 1 мм и длиной 80 мм, каждое из которых соединено светопроводящими волокнами с лавинным ячеистым фотодиодом (SiPM). Детектор предназначен для измерения низкоэнергичных продуктов реакций мезон-нуклонного взаимодействия в нижней вершине, и в особенности тех из них, что не покидают мишень и принципиально не могут быть зарегистрированы другими детекторами.

С целью анализа характера отклика активной мишени произведено Geant4 моделирование применительно к трём различным реакциям. На основании полученной в модели статистики разработаны алгоритмы реконструкции, позволяющие по имеющимся сигналам с каналов активной мишени восстановить в первую очередь азимутальный угол детектируемых частиц, и в ряде случаев энергию.

Была изучена эффективность восстановления в зависимости от положения вершины взаимодействия в мишени, а также в зависимости от флуктуаций показаний кремниевых фотоумножителей. Установлено, что предложенный алгоритм в 80% случаев позволяет восстановить азимутальный угол с точностью в 0.05 рад и положение вершины с точностью в 1 мм для реакций без вторичной вершины и в 55% случаях в реакциях с вторичной вершиной.

Рассмотрены направления, в которых требуется дальнейшее улучшение работы алгоритмов.

Литература

1. *Agostinelli S. [et al.]*. GEANT4 – a simulation toolkit // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section. – 2003. – А 506. – Р. 250–303.
2. *Михасенко М.О.* Моделирование активной мишени для установки ВЕС: выпускная квалификационная работа на степень бакалавра. – МФТИ, ИФВЭ, 2011. – 26 с.

УДК 539.1.075

Калибровка электроники считывания и тестирование фильтрации данных в камерах MICROMEGAS

Д.А. Кожевников

Московский физико-технический институт (государственный университет),

Объединённый институт ядерных исследований

k.danila.a@gmail.com

Камера «MicroMegas» (Micro-MEsh Gaseous Structure) – это газовый детектор элементарных частиц, являющийся развитием проволочной камеры. В общем случае объем детектора разделен на две части металлической микросеткой, находящейся под высоким напряжением и расположенной на расстоянии 25–150 мкм от электродов считывания (стрипов). Такая конструкция позволяет достичь усиления сигнала $\sim 10^4$ и короткого времени считывания сигнала ~ 100 нс. Напряженность электрического поля между электродами составляет ~ 400 В/см. Камеры «MicroMegas», разрабатываемые для модернизации установки АТЛАС, отличаются наличием резистивных стрипов для сбора заряда и сигнальных стрипов, с которых считывается наведенный заряд, что позволяет успешно бороться с искровыми пробоями. Считывание сигнала с камеры осуществлялось при помощи специализированной микросхемы, разработанной в BNL (США). Эта микросхема обладает высоким временным и зарядовым разрешением, позволяющим использовать ее в качестве элемента триггерной системы, рассчитана на 32 канала и для каждого канала содержит усилитель заряда, дискриминатор и время-цифровой преобразователь. Процесс калибровки времени состоит в следующем: на отдельный стрип подается сигнал в форме ступеньки. С некоторой задержкой вырабатывается триггер, от которого определяется время события. Для каждого канала строится распределение времени прихода сигнала на основе серии экспериментов при различном времени задержки от 100 до 1100 нс. Полученное распределение аппроксимируется функцией Гаусса. Максимум и ширина распределения соответствуют измеренному времени сигнала и погрешности его определения. Зависимость времени сигнала от величины задержки аппроксимируется линейной функцией (рис. 1), параметры которой используются впоследствии как калибровочные постоянные данного канала. Аналогично производится зарядовая калибровка каналов микросхемы. На вход микросхемы подается сигнал, соответствующий определенному заряду, и снимается выходной сигнал. Далее строится и фильтруется распределение выходного сигнала. Для ряда входных значений на графике откладываются среднестатистические выходные значения. Полученная зависимость выходного сигнала от входного также аппроксимируется линейной функцией.

Необходимость фильтрации данных в низкоуровневой электронике связана с ограничением канала передачи данных. Суть алгоритма фильтрации состоит в следующем: отбираются только те события, которые превышают некоторое пороговое значение, определяемое как среднее значение стрипа, помноженное на коэффициент. Для анализа было сделано три набора данных по 10 000 событий на космических

лучах при значениях коэффициента 0.6, 0.8 и 1. Данные были предварительно обработаны: соседние сработавшие стрипы, предположительно соответствующие одной частице, объединены в кластеры. Для каждого кластера определяется время прихода сигнала, суммарный заряд со всех стрипов и ширина кластера. В одном событии может быть больше одного кластера, если две или больше частиц пришли одновременно. Для сравнения наборов данных и выяснения эффективности фильтрации построены распределения по количеству кластеров в одном событии, суммарному заряду кластера, времени прихода сигнала и ширине кластера. При увеличении коэффициента фильтрации количество кластеров в одном событии уменьшается, поскольку пропадают шумовые кластеры. По той же причине уменьшается количество кластеров с маленьким зарядом и шириной. При увеличении коэффициента фильтрации до 0.8 полное количество кластеров и средняя ширина кластера уменьшаются на 18 % и 11 % соответственно. Распределение времени прихода сигнала сдвигается влево, а средний заряд кластера увеличивается. При дальнейшем увеличении коэффициента до 1, полное количество кластеров и средняя ширина кластера практически не меняются. Средний заряд кластера при этом значительно увеличивается, поскольку теряются сигнальные события. Таким образом, для фильтрации шума оптимально выбрать коэффициент, равный 0.8, позволяющий добиться хорошего подавления шума, при этом сохранив сигнальные события.

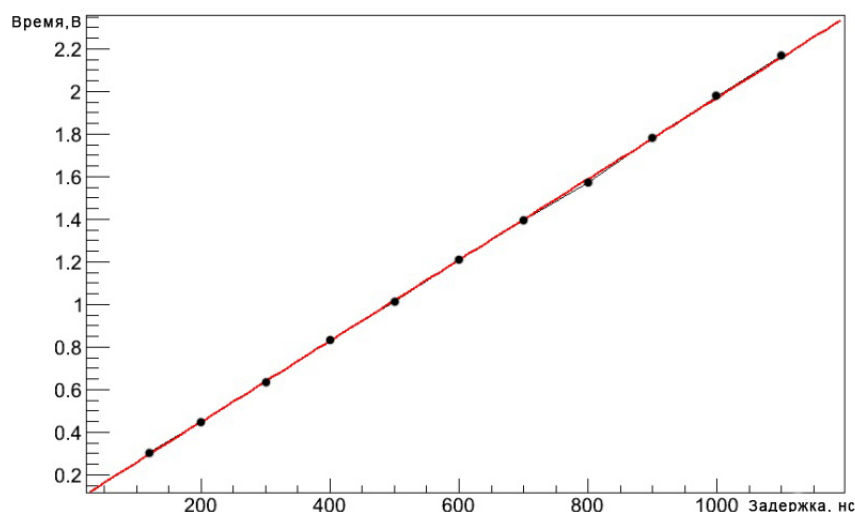


Рис. 1.

УДК 539.124

Наблюдение упругого π - e -рассеяния на установке ВЕС

М.О. Михасенко^{1,2}, И.А. Качаев¹

¹Институт физики высоких энергий, ²Московский физико-технический институт
(государственный университет)
mikhail.mikhasenko@gmail.com

Данная работа была выполнена на установке ВЕС – одной из экспериментальных установок Института физики высоких энергий. Пионный пучок, приходящий на установку, падает на бериллиевую мишень, после чего вторичные частицы, летящие в направлении пучка, попадают в сильное магнитное поле, искривляющее их траекторию, что позволяет измерить импульс частиц.

В эксперименте наблюдается огромное множество реакций, в большинстве обеспеченных сильным взаимодействием. Однако возможно выделить электромагнитные реакции, для которых нетрудно сделать теоретическое предсказание на сечении. На установке ВЕС подобных оценок до этого не производилось. В качестве реакции в работе рассматривается π - e -рассеяния ($\pi^- e^- \rightarrow \pi^- e^-$).

Введем обозначения: E_0, p_0 – энергия и импульс пучкового пиона; E_π, E_e – энергию пиона и электрона после взаимодействия; m_π, m_e – массы частиц, тогда дифференциальное сечение для рассеяния псевдоскалярного точечного пиона на покоящемся электроне может быть посчитано следующим образом:

$$\frac{d\sigma}{dE_e} = \frac{e^4}{32\pi m_e p_0^2} \times \frac{8m_e(2m_e E_0^2 - (m_\pi^2 + 2m_e E_0)(E_e - m_e))}{(2m_e(E_e - m_e))^2}.$$

Идентификация вторичных частиц в эксперименте отсутствует, поэтому, чтобы различить электрон и пион и выделить реакцию упругого рассеяния, были использованы специальные критерии. Основные из них приведены ниже

1. Отбирались события, содержащие только две отрицательно заряженные частицы в конечном состоянии.
2. Меньшая по энергии частица называлась электроном (обратная ситуация составляет пренебрежимо малую часть событий). Ей предписывалась масса электрона.
3. Требовалась упругость в событии, т.е. накладывались ограничения, обеспечивающие сохранение импульса.
4. Инвариантная масса системы π - e (рис. 1.) лежит в интервале от 0.18 ГэВ до 0.24 ГэВ, т.е. $\approx \sqrt{s} = \sqrt{m_e^2 + m_\pi^2 + 2m_e E_0}$.

Ожидаемое число взаимодействий может быть посчитано как

$$N_{27} = N_0 \frac{\sigma Z_{Be} \rho_{Be} N_A}{A_{Be}},$$

где σ – сечение реакции, N_A – постоянная Авогадро, l – длина мишени, $\rho_{Be}, A_{Be}, Z_{Be}$ – плотность, атомный вес и заряд бериллия. Число $N_0 = 73 \times 10^9$ пучковых частиц, пролетевших через мишень, получено на основе счетов с пучкового телескопа из 3-х сцинтилляционных счетчиков S1-S2-S3. Как известно, полное сечение рассеяния на кулоновском потенциале бесконечно, но для нашего эксперимента имеет смысл рассматривать обрезание по импульсу электрона $p_e > 0.5$ ГэВ. Электроны с энергией меньше 0.5 ГэВ слишком сильно поворачиваются магнитным полем, так что не попадают в трековые камеры и выбывают из рассмотрения.

Теоретическая оценка отличается от экспериментально зарегистрированного числа взаимодействий (~ 8000) на три порядка. Это объясняется тем, что почти все события отсекаются триггерными условиями, т.е., чтобы не записывать неинтересные события, в которых пучок пролетает мишень без взаимодействия, на траектории пучковой частицы после мишени установлены два счетчика (beam-killers) в схеме совпадений, при срабатывании которых событие игнорируется. Таким образом, большая часть пионов рассеивается на небольшой угол и также попадает в beam-killer и игнорируется. В работе производится подробный анализ этого эффекта.

Из всего вышесказанного можно заключить, что условия наблюдения π - e -рассеяния на установке ВЕС неблагоприятные, но, несмотря на это реакция может быть выделена практически без фона. Ослабление триггерных условий должно существенно увеличить число регистрируемых событий.

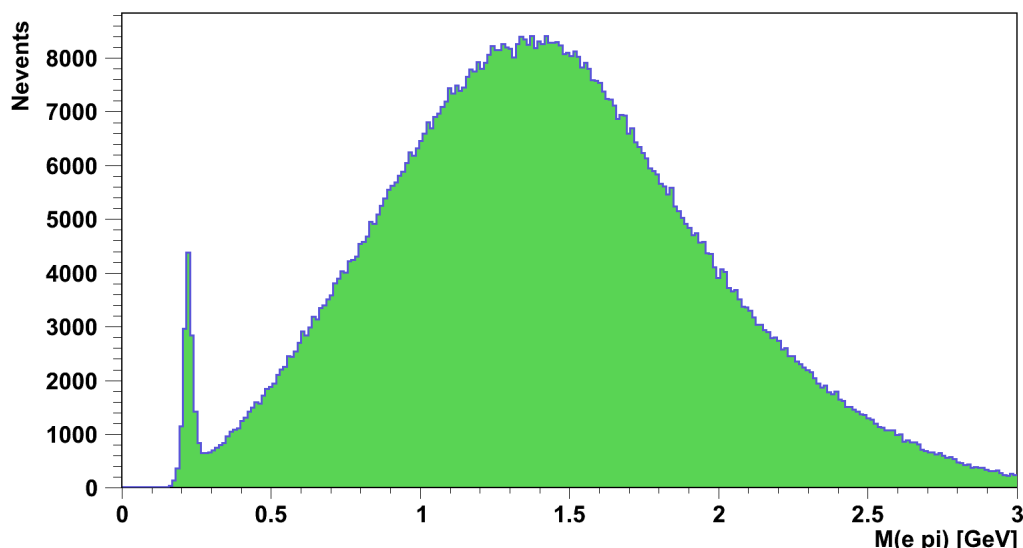


Рис. 1. Инвариантная масса двух отрицательно заряженных треков, с предписанием менее энергичной частице массы электрона

УДК 53.096

Измерение температурной зависимости счета атмосферных ливней

К.Ю. Гасникова

Московский физико-технический институт (государственный университет)

Объединённый институт ядерных исследований

mtmum@yandex.ru

В работе была изучена зависимость счета атмосферных ливней от температуры поверхности в рамках научно-образовательного проекта «Ливни Знаний» в ОИЯИ. Изменения в атмосфере Земли оказывают заметное влияние на развитие ливня. Предыдущие исследования показали, что имеется достаточно явная зависимость счета от атмосферного давления [1].

Для нашей работы использовались данные метеостанции в г. Долгопрудном [2], где проводились каждодневные измерения температуры атмосферы на различных высотах. Распределение температуры от высоты и средней температуры показано на рис. 1.

В данной работе была исследована зависимость счета от температуры на поверхности и от эффективной температуры атмосферы [3], зависимость от которой связана с наличием изобарического уровня генерации мюонов. Однако в силу того, что наряду с мюонами регистрируются и электроны, этот эффект должен быть меньшим, чем в статье. На основании имеющихся данных о температуре у поверхности, эффективной температуре атмосферы, давления P и счета станции R двумерные распределения $R(P, T)$ и $R(P, T)$ были аппроксимированы зависимостью вида

$$R = R_0(1 + a(P - P_0) + b(t - t_0)).$$

На рис. 2 и рис. 3 представлены эти зависимости и результаты аппроксимации. Коэффициенты b , характеризующие зависимость счета от температуры, в обоих случаях в пределах ошибки равны нулю.

Следовательно, если существует температурная зависимость счета станции от температуры на поверхности и от среднемассовой температуры, то она с 95% вероятностью не превышает 0.05%/С.

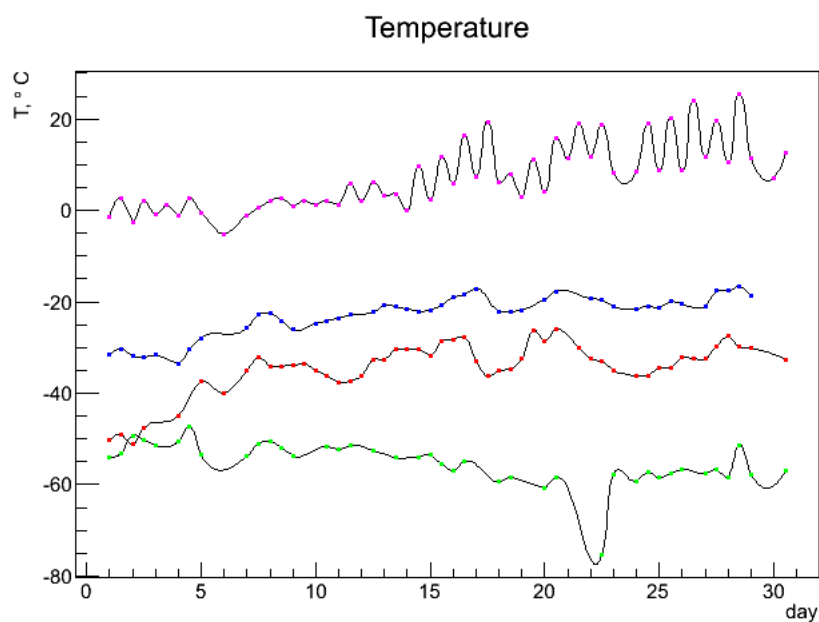


Рис. 1. Распределение температуры на различных высотах

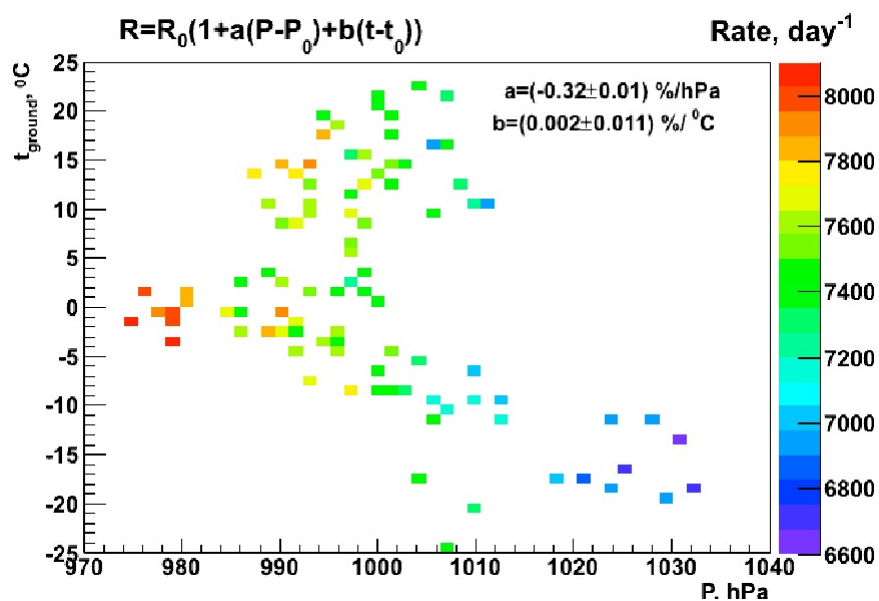


Рис. 2. Распределение среднесуточной температуры поверхности в зависимости от давления

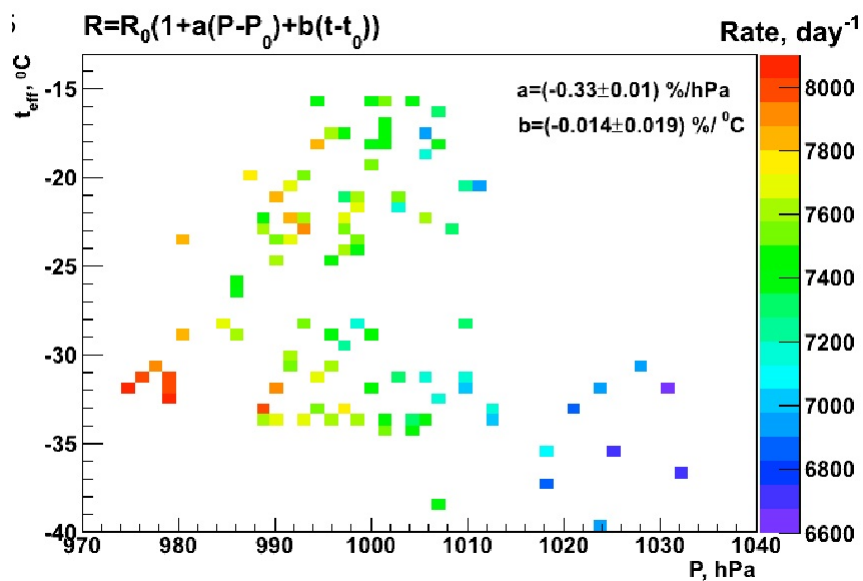


Рис. 3. Распределение эффективной температуры в зависимости от давления

Литература

1. Бычков А.А., Гуськов А.В. Поиск корреляции между возмущениями магнитосферы земли, вызванными солнечной активностью, и потомком космических лучей, регистрируемых установкой «русалка» // Письма в ЭЧАЯ. – 2012. – Т. 9, № 6–7 (167–177). – С. 937–943.
2. <http://weather.uwyo.edu>
3. Беркова М.Д., Белов А.В., Ерошенко Е.А., Янке В.Г. Температурный эффект мюонной компоненты и практические вопросы его учета в реальном времени // 31-я ВККЛ. – М.: МГУ, 2010.

Научное издание

Труды
55-й научной конференции МФТИ:

Всероссийской научной конференции «Проблемы фундаментальных и прикладных
естественных и технических наук в современном информационном обществе»
Научной конференции «Современные проблемы фундаментальных и прикладных
наук в области физики и астрономии»
Всероссийской молодежной научной конференции «Современные проблемы
фундаментальных и прикладных наук»

19–25 ноября 2012 года

Общая и прикладная физика

Составители:

А.В. Арсенин, Е.Ю. Чиркина

Редакторы:

В.А. Дружинина, И.А. Волкова, О.П. Котова, Л.В. Себова

Набор и вёрстка:

*Д.М. Казённова, Е.А. Казённова, Н.Е. Кобзева, П.В. Колмаков, Н.Г. Петракова,
Е.В. Пруцкова, А.В. Рожнев, Э.Ю. Хлебус*

Подписано в печать 15.11.2012. Формат 60 × 84 $\frac{1}{16}$
Усл. печ. л. 18,5. Уч.-изд. л. 12,0. Тираж 100 экз. Заказ № 311.

Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего профессионального образования
«Московский физико-технический институт
(государственный университет)»

141707, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 9
E-mail: rio@mail.mipt.ru

Отдел оперативной полиграфии «ФИЗТЕХ-ПОЛИГРАФ»
141707, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 9
E-mail: polygraph@mipt.ru
тел. (495)408-84-30