

ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ — 2004. СЕКЦИЯ ФИЗИКИ. Сборник расширенных тезисов докладов. М.: Физический факультет МГУ, 2004. 176 с.

Начиная с 2001 года по инициативе деканата печатается сборник расширенных тезисов докладов конференции «Ломоносовские чтения».

Мы полагали, что это повысит интерес университетской общественности к этому научному форуму, тем более, что предлагалось в обязательном порядке публиковать работы, выдвигаемые кафедрами на премии Московского университета имени М.В. Ломоносова и И.И. Шувалова. На наш взгляд цель, по крайней мере частично, достигнута. Представленные на конференцию доклады основаны на результатах серьезных исследований, выполненных ведущими учеными физического факультета. Отрадно отметить, что в числе соавторов докладов также много молодых исследователей.

Имея в руках этот сборник можно действительно заранее, до обсуждения на Ученом совете факультета, достаточно подробно познакомиться с содержанием работ, выдвигаемых на соискание различных университетских премий, и докторских диссертаций наших коллег, защита которых намечена на ближайшее будущее.

Руководство факультета будет признательно за любые пожелания по улучшению организации проведения конференции «Ломоносовские чтения».

Заместитель декана
физического факультета
МГУ им.М.В.Ломоносова
профессор

П.К.Кашкаров

Научное издание

ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ — 2004. СЕКЦИЯ ФИЗИКИ
Сборник расширенных тезисов докладов

Составлено научным отделом физического факультета МГУ

Оригинал-макет подготовлен
издательским отделом физического факультета МГУ

ЛР № 021293 от 18.06.98

Подписано к печати 5.04.2004 г.
Объем 11 п.л. Тираж . Заказ

Отпечатано в отделе оперативной печати
физического факультета МГУ

СОДЕРЖАНИЕ

ЧАСТЬ 1

ПОДСЕКЦИЯ ОПТИКИ И ЛАЗЕРНОЙ ФИЗИКИ

СПЕКТРОСКОПИЯ ВНУТРИ- И МЕЖМОЛЕКУЛЯРНОГО ОБМЕНА ЭНЕРГИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ В МОЛЕКУЛЯРНЫХ СИСТЕМАХ СО СТРУКТУРНОЙ И ФУНКЦИОНАЛЬНОЙ ГЕТЕРОГЕННОСТЬЮ <i>Профессор Левшин Л.В., Профессор Салецкий А.М.</i>	5
ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ АТТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ: ВОЗМОЖНОСТИ ФЕМТО- И АТТОСЕКУНДНОЙ МЕТРОЛОГИИ <i>Профессор Таранухин В.Д.</i>	13
ЭФФЕКТИВНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ ГАРМОНИК В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОСТРУКТУРАХ <i>Доцент Головань Л.А.</i>	21
ВРАЩАТЕЛЬНАЯ ДИНАМИКА МОЛЕКУЛ В СИЛЬНОМ ЛАЗЕРНОМ ПОЛЕ <i>Волков П.А., Волкова Е.А., Попов А.М., Тихонова О.В.</i>	24
НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА КРЕМНИЯ И КРЕМНИЕВЫХ СТРУКТУР <i>Ст. науч. сотр. Федягин А.А.</i>	26
ЯВЛЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ОТРАЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ОТ ПРОСВЕТЛЯЮЩИХ ТОНКОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР <i>Ст. науч. сотр. Бобровников Ю.А., физик Горохов П.Н., доцент Козарь А.В.</i>	31
НЕЛИНЕЙНАЯ МАГНИТООПТИКА МАГНИТНЫХ НАНОСТРУКТУР И ТОНКИХ ПЛЕНОК <i>Ст. науч. сотр. Мурзина Т.В.</i>	34
ПОДСЕКЦИЯ РАДИОФИЗИКИ, ФИЗИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ И АКУСТИКИ	
ПРИМЕНЕНИЕ ЦЕПОЧЕК И РЕШЕТОК ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ ПЕРЕХОДОВ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ СВЕРХПРОВОДНИКОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ <i>Доцент Корнев В.К., научн. сотр. Арзуманов А.В.</i>	41
ОБРАБОТКА ОПТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ И ИЗОБРАЖЕНИЙ АКУСТООПТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ <i>Профессор Балакий В.И., доцент Волошинов В.Б.</i>	45

НОВАЯ ФАЗА УГЛЕРОДА — ГЦК УГЛЕРОД <i>Профессор Гусева М.Б., Бабаев В.Г., Хвостов В.В.</i>	46
--	----

ФОРМИРОВАНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКИХ МИКРОСТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ МИШЕНИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ НАНО- И ФЕМТОСЕКУНДНЫХ УФ ИМПУЛЬСОВ <i>Шашков А.А.</i>	47
--	----

ПОДСЕКЦИЯ ФИЗИКИ КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ И ПОЛУПРОВОДНИКОВ

ВЛИЯНИЕ АДСОРБИЦИОННОГО ПОКРЫТИЯ И МОЛЕКУЛЯРНОГО ОКРУЖЕНИЯ КРЕМНИЕВЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ НА ИХ ЭЛЕКТРОННЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА <i>Доцент Константинова Е.А.</i>	53
--	----

ИМПЕДАНС СИСТЕМЫ “ПОРИСТЫЙ ОКСИД АЛЮМИНИЯ – ВОДА” В ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУР ВБЛИЗИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ВОДА-ЛЕД <i>Физик Королёв Ф.А., доцент Кытин В.Г., профессор Козлов С.Н.</i>	63
---	----

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АНИЗОТРОПНО НАНОСТРУКТУРИРОВАННОГО КРЕМНИЯ <i>Ассистент Форш П.А., аспирант Жигунов Д.М., вед. научн. сотр. Тимошенко В.Ю.</i>	66
--	----

МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ: ОТ ТЕОРИИ К ПРАКТИКЕ <i>Вед. научн. сотр. Тишин А.М.</i>	69
---	----

ПОДСЕКЦИЯ БИО И МЕДИЦИНСКОЙ ФИЗИКИ

АВТОВОЛНОВАЯ САМООРГАНИЗАЦИЯ В БИОСИСТЕМАХ <i>Профессор Твердислов В.А.</i>	75
--	----

АКТИВНЫЕ ФОРМЫ КИСЛОРОДА И АЗОТА В КЛЕТКАХ СЕРДЕЧНОЙ МЫШЦЫ. РЕДОКС-ЦИКЛ ЖЕЛЕЗА И ФЕРРИТИН <i>Профессор Рууге Э.К., Заббарова И.В., Свириева И.В., * Шумаев К.Б.</i>	79
--	----

АВТОВОЛНЫ И СВЕРТЫВАНИЕ КРОВИ <i>Доцент Бутылин А.А., профессор Атаяуллаханов Ф.И.</i>	81
---	----

МЕХАНИЗМЫ ФОРМИРОВАНИЯ ПОГЛОЩЕННОЙ ДОЗЫ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ПУЧКОВ ФОТОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ ЧЕРЕЗ ТКАНЕЭКВИВАЛЕНТНУЮ СРЕДУ <i>Мл. науч. сотр. Варзарь С.М., аспирант Куракин А.А., доцент Черняев А.П.</i>	81
---	----

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ
МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДОЗЫ ПУЧКОВ
ФОТОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ В СРЕДЕ**

Аспирант Белоусов А.В., аспирант Грязнов С.В., доцент Черняев А.П. 83

**ОЦЕНКА ВКЛАДА ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ
В ОБЭ ПУЧКА ТОРМОЗНЫХ ФОТОНОВ**

Аспирант Белоусов А.В., аспирант Грязнов С.В., доцент Черняев А.П. 85

СОДЕРЖАНИЕ ЧАСТЬ 2

ПОДСЕКЦИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ	
ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНО-ГЕОМЕТРИЧЕСКИЙ КРИТЕРИЙ КИНЕМАТИЧЕСКОЙ ИНТЕГРИУЕМОСТИ УРАВНЕНИЙ <i>Профессор Попов А.Г., доцент Зададаев С.А., аспирант Тихомиров Д.В.</i>	89
ВЫЧИСЛЕНИЯ С КОНТРОЛЕМ ТОЧНОСТИ НА КВАЗИРАВНОМЕРНЫХ СЕТКАХ <i>Науч. сотр. Альшин А.Б., науч. сотр. Альшина Е.А.</i>	90
«КВАНТОВЫЕ» ЯВЛЕНИЯ В СТАТИСТИКЕ ФИЗИЧЕСКИХ ЛИЦ <i>Аналитик Лощинин М.Б.</i>	92
О СТОХАСТИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЯХ, ЯЛЯЮЩИХСЯ СИЛЬНЫМИ РЕЗОРЬВЕНТНЫМИ ПРЕДЕЛАМИ УРАВНЕНИЙ ШРЕДИНГЕРА <i>Профессор Чеботарев А.М., аспирант Рыжаков Г.В.</i>	96
ИНТЕГРАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРЕТО ДЛЯ ИЕРАРХИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ЭКОНОМИКИ ИМЕЕТ ПОКАЗАТЕЛЬ 2 <i>Профессор Чеботарев А.М., студент Гринюк Д.Ю.</i>	99
О НЕКОТОРЫХ ГАМИЛЬТОНОВЫХ ИЕРАРХИЯХ, АССОЦИИРОВАННЫХ С УРАВНЕНИЯМИ ТОДЫ <i>Аспирант Киселёв А.В., ст. науч. сотр. Овчинников А.В.</i>	102
ФОРМИРОВАНИЕ КОНТРАСТНЫХ СТРУКТУР С ВНУТРЕННИМИ СЛОЯМИ, ВЫХОДЯЩИМИ НА ГРАНИЦУ ОБЛАСТИ <i>Ассистент Неделько И.В.</i>	105
ПОСТАНОВКА КРАЕВЫХ ЗАДАЧ ДЛЯ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ШЕСТИВЕКТОРА <i>Профессор Боголюбов А.Н., пограммист Малых М.Д.</i>	108
РАЗРУШЕНИЕ РЕШЕНИЙ АБСТРАКТНЫХ ЗАДАЧ КОШИ ДЛЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНО-ОПЕРАТОРНЫХ УРАВНЕНИЙ <i>Науч. сотр. Корпусов М.О.</i>	110

НЕКОТОРЫЕ СОСТОЯНИЯ МОДЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ БОЗОНОВ *Аспирант Голиков Д.С.*.....

112.

ПОДСЕКЦИЯ ГЕОФИЗИКИ	
ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ МАГНИТОАКТИВНОГО СЛОЯ ОКЕАНСКОЙ КОРЫ. <i>Профессор Трухин В.И., профессор Максимочкин В.И.</i>	117
ВЕТРОВЫЕ СОЛИТОНЫ И УЕДИНЕННЫЕ ВИХРИ В ЖИДКОСТИ <i>Гл. науч. сотр. Шелковников Н.К.</i>	121
ВЛИЯНИЕ КАТИОННОГО СОСТАВА НА ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ГАЛИЕВЫХ ГРАНАТОВ <i>Профессор Петрунин Г.И., с.н.с. Попов В.Г.</i> ,	132
ВЫДЕЛЕНИЕ ОБЛАСТЕЙ НАИБОЛЕЕ СИЛЬНЫХ АФТЕРШОКОВ ПОСЛЕ СИЛЬНЫХ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ СДВИГОВОГО ТИПА. <i>Доцент Воронина Е.В.</i>	136
ОБ ОЦЕНКЕ ВКЛАДА РАЗЛИЧНЫХ ПРОЦЕССОВ В НАБЛЮДАЕМУЮ ИЗМЕНЧИВОСТЬ ПРИЗЕМНОГО ОЗОНА НАД ЕВРОПОЙ <i>Науч. сотр. Тарасова О.А., доцент Кузнецов Г.И., доцент Захаров И.С.</i>	137
О БАЗИСЕ ОРТОГОНАЛЬНЫХ ФУНКЦИЙ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ. <i>Ст. науч. сотр. Юшков В.П.</i>	142
ВОЗМУЩЕНИЯ АТМОСФЕРЫ ПРИРОДНЫМИ И АНТРОПОГЕННЫМИ ИСТОЧНИКАМИ <i>Аспирант Ахмедов Р.Р., профессор Куныцын В.Е.</i>	146
ГЛУБИННОЕ РАДИОЗОНДИРОВАНИЕ МАРСИАНСКИХ ПОЛЯРНЫХ ЛЬДОВ С КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА И КОРРЕКЦИЯ ФАЗОВЫХ ИСКАЖЕНИЙ СИГНАЛА <i>Ассистент Илюшин Я.А., профессор Куныцын В.Е.</i>	147

ПОДСЕКЦИЯ МЕТОДИКИ ПРЕПОДАВАНИЯ

ОПЫТ ПРОВЕДЕНИЯ МОСКОВСКОЙ РЕГИОНАЛЬНОЙ ОЛИМПИАДЫ ШКОЛЬНИКОВ ПО ФИЗИКЕ

*Доцент Семенов М.В., ассистент Старокуров Ю.В.,
ассистент Якута А.А.*

151

СОДЕРЖАНИЕ

СОВРЕМЕННЫЕ АВТОМАТИЗИРОВАННЫЕ ЛЕКЦИОННЫЕ ДЕМОНСТРАЦИИ ПО РАЗДЕЛУ «МЕХАНИКА» КУРСА ОБЩЕЙ ФИЗИКИ	
<i>Доцент Семенов М.В., ассистент Якута А.А., студент Нагорский Н.</i>	<i>156</i>
КОМПЬЮТЕРНОЕ СОПРОВОЖДЕНИЕ ЛЕКЦИЙ ПО ТЕМЕ "РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МОЛЕКУЛ ГАЗА ПО СКОРОСТЯМ"	
<i>Ст. преподаватель Рыжиков С.Б.</i>	<i>160</i>
СОВРЕМЕННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ И МЕТОДИКИ ЛЕКЦИОННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ОПТИКЕ НА ФИЗИЧЕСКОМ ФАКУЛЬТЕТЕ МГУ	
<i>Ассистент А.В. Селиверстов</i>	<i>162</i>
СОВРЕМЕННАЯ ЛАБОРАТОРИЯ ФИЗИЧЕСКОГО ПРАКТИКУМА: ОТ АВТОМАТИЗАЦИИ К ДИСТАНЦИОННОМУ ОБУЧЕНИЮ	
<i>Доцент Митин И.В.</i>	<i>167</i>

СПЕКТРОСКОПИЯ ВНУТРИ- И МЕЖМОЛЕКУЛЯРНОГО ОБМЕНА ЭНЕРГИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ В МОЛЕКУЛЯРНЫХ СИСТЕМАХ СО СТРУКТУРНОЙ И ФУНКЦИОНАЛЬНОЙ ГЕТЕРОГЕННОСТЬЮ

Профессор Левшин Л.В., профессор Салецкий А.М.

Изучение фотофизических процессов, происходящих в ансамблях молекул сложных органических соединений, и проявления этих процессов в спектральных характеристиках молекулярных систем является одной из важнейших проблем фундаментальной науки. Большинство фотофизических процессов и фотохимических реакций происходит непосредственно на молекулярном уровне. Однако их скорость и эффективность существенным образом зависят от транспорта энергии к реакционным центрам и, следовательно, от надмолекулярной организации системы. Поэтому одной из важнейших проблем спектроскопии конденсированных сред является исследование физических процессов с участием возбужденных состояний, протекающих в молекулярных системах, и установление механизмов формирования спектрально-люминесцентных характеристик как в гетерогенных молекулярных ансамблях, так и в системах с локальной упорядоченностью. Если в жидких растворах и молекулярных кристаллах скорость фотопроцессов определяется диффузией взаимодействующих молекул, то в системах с нерегулярной структурой эффективность размена энергии возбуждения будет зависеть от характера распределения молекул активатора. Поэтому закономерности динамики электронных возбуждений в неупорядоченных системах могут существенно отличаться от модельных представлений аналогичных процессов в однородных средах. Названные среды кроме пространственной неупорядоченности обладают значительным энергетическим беспорядком, т.е. разбросом значений энергии возбужденного состояния молекул, вызванным флуктуацией энергии их взаимодействия с ближайшим окружением.

В связи с этим представляет научный интерес исследование влияния структурной и функциональной организации молекулярных систем на спектральные характеристики спонтанного и вынужденного излучения ансамблей молекул сложных органических соединений, а также на внутри- и межмолекулярную трансформацию энергии электронного возбуждения.

В работе представлены результаты экспериментального исследования фотофизических процессов, и, в первую очередь, процессов переноса энергии электронного возбуждения в гетерогенных молекулярных системах, эффективности внутри-молекулярных и межмолекулярных каналов деградации энергии электронного возбуждения, установление, в зависимости от гетерогенности и степени организованности системы, подвижности молекул или фрагментов надмолекулярных структур, воз-

можности управления этими процессами за счет изменения структурной и функциональной упорядоченности молекулярных систем.

Основными экспериментальными методами исследования были методы молекулярной и лазерной спектроскопии, корреляционной спектроскопии рассеянного света, КР-спектроскопии и др.

В качестве объектов исследования были выбраны системы на основе растворов сложных органических соединений и полимеров (линейных и сетчатых, с зарядом разного знака), поверхностно-активных веществ (мицеллярные системы), мицел-лярных систем с полимерной стабилизацией, надмолекулярные ансамбли сложных органических молекул, адсорбированные на структурах полупроводник—диэлектрик, многокомпонентные растворы молекул красителей в различных и смешанных растворителях, а также водные системы. Разнообразие объектов исследования позволило установить общие закономерности влияния гетерогенности молекулярных систем (их структуры, степени организации, динамики и т.д.) на протекающие в них фотофизические процессы.

В докладе обсуждается следующее.

I. Процессы комплексообразования молекул сложных органических веществ в гетерогенных молекулярных системах. Результаты проведенных исследований спектрально-люминесцентных характеристик водно-полиэлектролитных растворов красителей при разных концентрациях красителя и полиэлектролита (ПЭ) позволили предложить механизм влияния ПЭ на процессы ассоциации молекул сложных органических молекул. На основе полученных данных по температурным зависимостям степени ассоциации разнородных молекул для исследованных систем были вычислены значения энергии связи молекул в ассоциатах. Установлена немонотонная зависимость энергии связи однородных и разнородных молекул в ассоциате от концентрации ПЭ. Была определена структура разнородных ассоциатов молекул красителей в полимерных системах, для этого были применены методы производной и поляризационной спектроскопии. Впервые обнаружена флуоресценция ассоциатов разнородных молекул красителей в полимерных матрицах. Было показано, что как разнородные, так и однородные ассоциаты обладают люминесцентной способностью, если угол между плоскостями образующих их молекул меньше 90°. Показано, что при объединении разнородных молекул красителей в ассоциаты происходит возрастание вероятности интеркомбинационной конверсии в их триплетные состояния.

II. Результаты исследования влияния топологии сложных молекулярных систем и их фрактальных свойств на процессы переноса энергии электронного возбуждения (ПЭЭВ) в водно-полиэлектролитных растворах красителей и гелях. При фазовом переходе золь—гель полимерной системы обнаружено изменение эффективности

ПЭЭВ между растворенными молекулами. Из экспериментальных данных по исследованию ПЭЭВ установлено, что данные системы обладают фрактальной структурой, формирование которой происходит по механизму кластер-кластерной агрегации. Фазовый переход золь—гель в таких системах связан с изменением фрактального кластера. В растворах полиэлектролитов и ионных красителей с зарядом одного знака при определенных концентрациях компонентов происходит формирование фрактальных кластеров, в которых наблюдается локальное концентрирование взаимодействующих молекул красителей, вызывающее увеличение эффективности фотофизических процессов, которое проявляется в динамическом тушении люминесценции. С целью установления роли гетерогенности молекулярной системы на ПЭЭВ между сложными молекулами были исследованы процессы миграции возбуждения в водно-полимерных растворах красителей в зависимости от концентрации, длины полимерных цепей и степени гетерогенности макромолекулярной системы. Обнаружен экстремальный характер зависимости эффективности переноса возбуждения от концентрации полиэлектролита. Из экспериментальных данных установлен фрактальный характер распределения взаимодействующих молекул. Было показано, что гетерогенность молекулярной системы (наличие в растворах полимерных молекул различной длины) вызывает уменьшение среднего расстояния между взаимодействующими молекулами, в результате чего для гетерогенных систем эффективность переноса возбуждения выше, чем для гомогенных. На основе проведенных исследований установлена возможность регулирования эффективности процессов переноса энергии электронного возбуждения путем изменения числа и расположения заряженных сегментов полимеров.

Ш. Процессы ПЭЭВ в организованных структурах на основе мицеллярных систем. Исследованы проявления структурных, статистических и межфазных свойств ионных мицелл в эффективности ПЭЭВ и взаимодействии молекул сложных органических соединений в основном и возбужденном состоянии. Установлены применимость статистического распределения Пуассона для описания ансамбля мицелл и влияние структурной трансформации мицелл на люминесцентные характеристики органолюминофоров для катионных и анионных мицеллообразующих веществ. Зарегистрировано различие эффективностей процессов ПЭЭВ между разнотипными молекулами красителей в водных растворах ПАВ с различной концентрацией ПАВ. Показано, что эти различия обусловлены наличием структур с фрактальным распределением взаимодействующих молекул — в зависимости от концентрации ПАВ изменяется фрактальная размерность распределения взаимодействующих молекул в растворах и, как следствие, эффективность ПЭЭВ.

IV. Впервые зарегистрированный за счет изменения структурной организации молекулярной системы дорелаксационный ПЭЭВ с участием как колебательных, так и высоковозбужденных электронных состояний молекул. В первом случае исследовался ПЭЭВ между однотипными молекулами красителей, адсорбированными на поверхности мицеллы, изменяя концентрацию молекул красителя (число адсорбированных молекул или расстояние между ними), была рассчитана вероятность дорелаксационного ПЭЭВ и определена оптимальная структура этой молекулярной системы для реализации такого механизма переноса возбуждения. Для реализации процесса передачи возбуждения с участием высоковозбужденных электронных уровней молекул была использована следующая молекулярная система. В качестве донора энергии применялись молекулы Р6Ж, при двухступенчатом лазерном возбуждении которых (использовались первая и вторая гармоники YAG-лазера) происходило заселение S₂-состояния. Хромофорная часть молекулы красителя расположена в приповерхностном слое мицеллы (молекулы концентрируются преимущественно в слое Штерна). В качестве акцептора использовались молекулы пирена, полоса поглощения которого сильно перекрывается с полосой поглощения S₂-состояния донора. При этом при двухступенчатом возбуждении заселение его S₁-состояния невозможно. Молекулы пирена сосредоточиваются внутри мицеллы. В качестве характеристики изменения концентрации пирена использовалось среднее число заселения солубилизованных молекул пирена N по мицеллам. Экспериментально были исследованы интенсивность "горячей" люминесценции донора (Р6Ж) и интенсивность свечения мономеров и эксимеров акцептора (пирена). Показано, что с ростом концентрации акцептора происходит увеличение интенсивности свечения мономеров и эксимеров, вызванное передачей энергии возбуждения с непрорелаксированного S₂-состояния донора.

V. Механизм эксимерообразования молекул сложных органических соединений в премицеллярных растворах в результате димер-эксимерной конверсии с промежуточной стадией образования комплекса с переносом заряда. В отличие от механизма Ферстера–Каспера, в котором промотирующим фактором эксимерообразования является диффузия мономеров, и образования стокновительного комплекса, в котором осуществляется ориентационная релаксация компонент до сэндвичевой конфигурации ассоциации, в предложенном механизме эксимерообразование происходит из возникшего димерного состояния, обладающего сэндвичевой конфигурацией через промежуточные стадии, включающие в себя возбужденный димер и слабый комплекс с переносом заряда (КПЗ), в результате происходящей димер–КПЗ–эксимерной трансформации.

VI. Процессы релаксации и ПЭЭВ в молекулярных системах с функциональной гетерогенностью (в полимер-мицеллярных системах).

макс. Впервые методом люминесцентного зонда установлено образование мицеллоподобных агрегатов катионных детергентов, внедренных в анионный сетчатый полимер. Методами люминесцентной спектроскопии исследованы локальные структурные изменения в системе ПЭ-мицелла, связанные с адсорбцией ПЭ на поверхности мицеллы. Зарегистрированы структурные перестройки исследованных сложных молекулярных систем, которые зависят от величины и знака заряда ПЭ. Обнаружен эффективный эксимер-мономерный ПЭЭВ от эксимеров пирена, солюбилизованных в мицеллах, к мономерам АО, сорбированных на поверхности ПЭ в гетерогенной системе катионный детергент—анионный ПЭ. Были исследованы кинетики свечения эксимеров пирена и молекул АО. Установлено, что увеличение концентрации ПЭ в системе ПЭ-мицелла вызывает уменьшение интенсивности свечения эксимеров пирена и увеличение интенсивности свечения АО. При этом одновременно происходит сокращение среднего времени жизни возбужденного состояния эксимеров пирена. Анализ полученных экспериментальных кинетик свечения донора и акцептора позволил установить, что в исследованных системах происходит синглет-синглетный ПЭЭВ от эксимеров пирена, свободно диффундирующих по внутреннему объему мицеллы, к мономерам АО, сорбированного на поверхности ПЭ, через слой Штерна подчиняющийся кинетическому уравнению, содержащему функцию Даусона. Из зависимостей эффективностей переноса возбуждения в таких системах было установлено, что при увеличении концентрации ПЭ происходит трансформация формы мицелл из сферической в цилиндическую. Исследовался также синглет-синглетный ПЭЭВ между разнотипными молекулами красителей (катион-анион) в таких системах. Были зафиксированы локальные структурные изменения в системе полизелектролит-мицелла, связанные с адсорбцией полизелектролита на поверхности мицеллы. Полученные результаты указывают, что изменение концентрации ПЭ вызывает стабилизацию мицеллярных систем. Изменяя концентрацию ПЭ можно управлять пространственным расположением взаимодействующих молекул, в результате чего менять эффективность ПЭЭВ.

VII. Фотофизические процессы в надмолекулярных системах на основе структур полупроводник—диэлектрик—адсорбированные молекулы сложных органических веществ. Установлено, что гетерогенные поверхности вызывают неоднородное уширение спектров люминесценции адсорбированных молекул, величина которого зависит от химической неоднородности поверхности, толщины окисной пленки, степени имплантации различными элементами и степени гидратации поверхности. Оптическое заряджение медленных ловушек диэлектрика в системе полупроводник—диэлектрик вызывает коротковолновый сдвиг спектра люминесценции адсорбированных молекул, при этом наблюдается уменьшение

у них неоднородного уширения. Из результатов исследования спектральных зависимостей люминесценции адсорбированных молекул было установлено, что адсорбция и заряджение поверхности осуществляется по донорно-акцепторному механизму. Причем причиной сдвигов электронных спектров является действие локальных полей дефектов поверхности, а не интегрального однородного поля поверхности. Методами нелинейной и флуоресцентной лазерной спектроскопии были определены углы ориентации (углы между главной осью хромофора и нормалью к поверхности образца) для различных типов молекул и поверхностей. Установлено влияние состояния поверхности и ее химической и зарядовой гетерогенности на ориентацию молекул адсорбированного слоя. Показана возможность управления структурой надмолекулярных систем путем "включения" поверхностных электронных состояний границы раздела полупроводник—диэлектрик. Определены величины барьеров переориентации широкого ряда адсорбированных на различных поверхностях молекул. Установлено влияние зарядового состояния на величину барьера переориентации молекул. Предложены механизмы взаимодействия адсорбированных молекул и гетерогенных структур. Зарегистрировано тушение люминесценции адсорбированных молекул и деполяризация их свечения при заряде дефектов поверхности. В результате проведенных исследований установлен механизм тушения люминесценции адсорбированных молекул, связанный с ПЭЭВ с адсорбированных молекул на заряженные дефекты полупроводника. Для определения механизмов ПЭЭВ с адсорбированных молекул на локальные дефекты поверхности были исследованы кинетики свечения в пикосекундном диапазоне. В результате проведенных исследований показано, что ПЭЭВ от фотовозбужденных адсорбированных молекул красителей как к соседним молекулам, так и к заряженным дефектам поверхности происходит по индуктивно-резонансному механизму. Обнаружено влияние заряженных дефектов поверхности на эффективность ПЭЭВ в адсорбированных слоях и на вероятность ее деградации в актах передачи возбуждения. Выявлены механизмы этих процессов. Выявлены механизмы деградации энергии возбуждения при ее миграции в многокомпонентной молекулярной фазе на поверхности полупроводниковых структур.

VIII. Влияние структуры растворов сложных органических соединений на генерацию их излучения. Проведено исследование влияния НУС спектров на генерационные характеристики одно- и многокомпонентных растворов сложных органических веществ. Исследования проводились при монохроматическом импульсном возбуждении (лазеры) и при ламповой накачке. Показано, что в однокомпонентных системах при лазерном возбуждении изменение спектральных характеристик растворов, связанное с неоднородным уширением спектров, приводит к увеличению

мощности генерации и к изменению ее спектрального состава, а возникающий при этом направленный перенос возбуждения уменьшает КПД генерации. В двухкомпонентной системе неоднородное уширение спектров увеличивает эффективность передачи возбуждения с донора на генерирующий излучение акцептор, что при лазерном возбуждении влечет за собой увеличение мощности генерации излучения акцепторной компоненты. При этом НУС вызывает для акцепторного красителя сдвиг максимума спектра генерации и его уширение, в то время как для донорного красителя длина волны генерации не изменяется. Установлено, что изменение состава сольватных оболочек молекул растворенного вещества, вызывающее НУС, приводит к изменению заселенности триплетного состояния молекул, которое при квазистационарном возбуждении понижает эффективность преобразования электронного возбуждения в вынужденное излучение. Возникающий с увеличением концентрации направленный перенос энергии возбуждения вызывает возрастание вероятности Т-Т аннигиляции, которая понижает увеличение заселенности триплетных состояний. На основе проведенных исследований предложен метод определения спектров Т-Т поглощения из генерационных характеристик растворов сложных органических соединений. Показано, что влияние растворителя на процессы формирования вынужденного излучения смесей красителей происходит за счет изменения коэффициентов усиления компонент системы. Влияние же за счет изменения эффективности передачи энергии возбуждения незначительно. Обнаружена и исследована генерация излучения ассоциатами родаминовых красителей. Показана роль структуры водных систем в формировании вынужденного излучения растворенных молекул органических веществ. Зафиксировано увеличение КПД генерации в бинарной системе краситель—полианион, связанное с образованием полимерных мицелл с соответствующим формированием новой надмолекулярной структуры. Установлена возможность управления параметрами генерации излучения такими системами за счет изменения их структуры. Было показано, что, регулируя расположение молекул на полимерной цепи, можно управлять энергетическими характеристиками растворов красителей. Причем, с помощью такого метода возможно получение высокого КПД генерации водных растворов красителей, обладающих низкими термооптическими искажениями. Варьирование соотношения концентраций ПЭ и красителя (изменение расположение активных молекул) приводит к изменению и спектральных характеристик генерации.

IX. Фотофизические процессы в водных и водно-органических растворах сложных органических соединений и влияние на их эффективность структуры водных систем. На основе исследования выполнимости закона Бугера—Ламберта—Бера показано наличие неоднородностей в распределении растворенных сложных органических молекул

в водной матрице. Методами комбинационного и рэлеевского (динамического) рассеяния света установлено существование в водных системах структурных образований и оценен их размер. Показано, что структурная и функциональная организация молекул сложных органических соединений в водных растворах обусловлена структурой самой воды и водных систем. Показано, что увеличение эффективности ПЭЭВ в водных растворах молекул органических соединений по сравнению с другими растворителями связано с существованием пространственной неоднородности их распределения. Определены характерные размеры этих неоднородностей, которые имеют фрактальную размерность. Механизм увеличения эффективности фотофизических процессов в рамках этой модели связан с локальным концентрированием реагентов в областях вблизи поверхности кластеров. Добавление в водные растворы неэлектролитов или повышение температуры приводит к разрушению кластеров и изменению фрактальной размерности водных систем. Исследовано влияние слабых переменных магнитных полей и СВЧ-излучения на воду и модельные биологические системы: растворы красителей и белков. Впервые показано влияние внешних физических полей на структуру водных растворов сложных органических соединений, в том числе и природных. На основе анализа полученных результатов предложена модель воздействия внешних физических полей на водные системы, основанная на существовании на межфазных границах кластеров долгоживущих колебательно-возбужденных состояний.

X. Процессы эксимерообразования пирена в системах сетчатый полимер-ПАВ . Из экспериментальных исследований спектральных характеристик люминесценции мономеров пирена было установлено, что по мере внедрения молекул ПАВ в сетчатый полимер полярность окружения мономеров пирена, внедренных в сетку, уменьшается, в результате чего пирен с течением времени находится во все более гидрофобном окружении. Из анализа экспериментальных данных по свечению эксимеров пирена было установлено, что диффузионная подвижность мономеров пирена резко увеличивается при введении в гидрогель молекул ПАВ. Совокупность экспериментальных данных по люминесценции мономеров и эксимеров пирена, находящегося в системе сетчатый полимер—ПАВ, позволило установить образование мицеллоподобных агрегатов катионных дегтергентов, внедренных в анионный сетчатый полимер.

XI. Влияние структуры растворов и процессов сольватации молекул красителей на процессы межмолекулярной трансформации энергии возбуждения. Обнаружена деградация возбуждения в актах передачи энергии между донором и акцептором, вероятность которой зависит от относительного расположения электронных спектров компонент системы и структуры растворов. Установлено, что образующиеся в многокомпонентных системах разнородные ассоциаты играют роль тушащих

центров возбуждения, уменьшающих эффективность переноса энергии с донора на акцептор. Предложен метод определения степени ассоциации молекул в таких системах. Показано, что в многокомпонентных растворах смесей красителей неоднородное уширение их спектров увеличивает вероятность деградации возбуждения в актах передачи энергии между донором и акцептором. Установлено, что изменение строения сольватных оболочек молекул красителей влияет на заселенность их триплетных состояний и на эффективность ПЭЭВ в двухкомпонентных системах. Показано, что в растворах разнородных молекул красителей при селективном лазерном возбуждении процессы ПЭЭВ между донором и акцептором сопровождаются спектральной миграцией по донорным молекулам. Эффективность этого процесса прямо пропорциональна концентрации донорных и обратно пропорциональна концентрации акцепторных молекул и зависит от температуры.

Обсуждаемые в докладе результаты цикла исследований представляют собой совокупность принципиально новых данных по внутри- и межмолекулярной трансформации энергии электронного возбуждения в сложных гетерогенных молекулярных системах, которые позволили выявить ранее неизвестные общие закономерности и механизмы процессов переноса и трансформации энергии электронного возбуждения в таких структурах.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ АТТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ: ВОЗМОЖНОСТИ ФЕМТО - И АТТОСЕКУНДНОЙ МЕТРОЛОГИИ

Профессор Таранухин В.Д.

Ультракороткие импульсы когерентного излучения позволяют исследовать и контролировать быстропротекающие процессы. Современные достижения лазерной физики обеспечивают генерацию импульсов длительностью, близкой к естественному пределу – длительности оптического цикла $T \approx 1$ фс в видимой области спектра (1 фс = 10^{-15} с). Это позволяет исследовать временную динамику молекулярных структур, однако для трассировки электронных процессов нужны импульсы аттосекундной длительности (1 ас = 10^{-18} с). Наши исследования показывают возможность генерации импульсов когерентного излучения длительностью $\tau \sim 1 - 100$ ас в процессе генерации гармоник высокого порядка (ГГВП) в бихроматических полях, что “открывает дверь” для аттосекундной спектроскопии элект-

ронных процессов в атомах и молекулах и в целом для развития эффективных методов фемто- и аттосекундной метрологии. Основная идея такой генерации состоит в переходе к коротковолновому излучению (высоким гармоникам) и фазовом контроле моментов ионизации и рекомбинации при ГГВП.

Процесс ГГВП включает стадию туннельной ионизации атома, последующую эволюцию фотоэлектрона в континууме и его рекомбинацию с родительским ионом. Цикл представленных в докладе исследований включает аналитические и численные исследования всех этапов ГГВП. Впервые генерация высоких гармоник изучена в бихроматических лазерных полях [4,9,16] и в полях большой интенсивности [2,5,6,10,12,13], требующих учета релятивистских эффектов. Определены предельные возможности и фундаментальные ограничения ГГВП [3,6,10], а также предложены практические способы оптимизации этого процесса.

Стадия туннельной ионизации при генерации высоких гармоник

Нами развита теория туннельной ионизации в сильных полях. Полученная вероятность ионизации W существенно отличается от формулы Келдыша в пределе сильных полей (рис. 1, где F – электрическое поле лазерной волны в момент ионизации). На основе развитой теории предсказаны новые физические эффекты: эффект “уполаживания” и штарковской стабилизации атома, которые подтверждаются численными экспериментами [2,6].

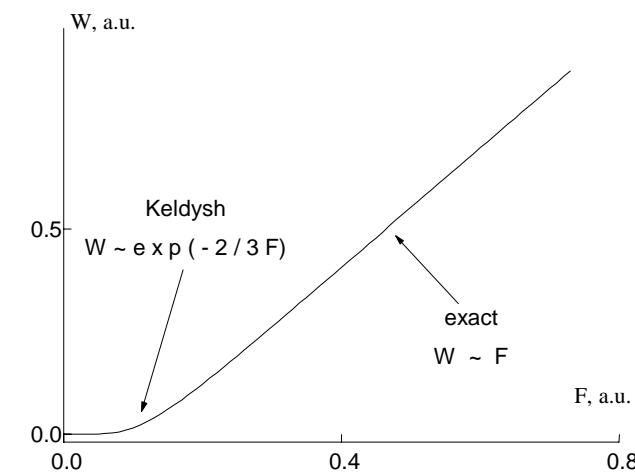


Рис. 1. Надпороговый этап эволюции фотоэлектрона в континууме

Надпороговая туннельная ионизация позволяет контролировать момент (фазу) ионизации в пределах оптического цикла [1]. Каждой фазе ионизации соответствует определенная кинетическая энергия фотоэлектрона в континууме и определенная частота в спектре высоких гармоник. В наших исследованиях впервые предложено использовать двухчастотные лазерные поля для ГГВП [4]. Показано, что в таких полях достигается 3-кратное увеличение максимальной частоты генерации Ω_0 (рис. 2) и существенно увеличивается эффективность ГГВП [9].

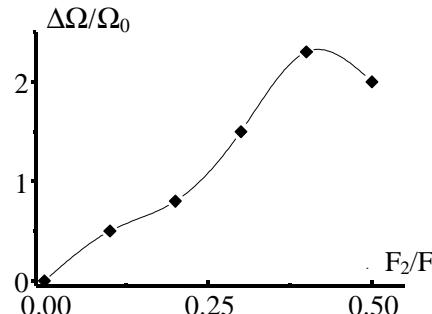


Рис. 2.

Показано, что при ионизации многоэлектронных атомов интенсивными ультракороткими импульсами возможен контроль ионного состава по угловым спектрам фотоэлектронов, а совместное действие кулоновских сил и градиентных сил на спаде импульса накачки приводит к новому типу стабилизации атома - захвату фотоэлектрона на замкнутую орбиту после окончания лазерного импульса [5].

Рекомбинация фотоэлектрона и родительского иона при фазовом контроле момента рекомбинации и момента ионизации

В наших работах предложен и исследован пассивный и активный фазовый контроль ГГВП при двухчастотной лазерной накачке [11,16], позволяющий управлять длительностью рекомбинационного излучения. Пассивный фазовый контроль достигается при использовании высокочастотного (ВЧ) лазерного поля, поляризованного эллиптически, и линейно поляризованного низкочастотного (НЧ) поля. Ионизация атома в этом случае происходит при всех фазах поля, а рекомбинация (при специальном выборе параметров накачки) – только в узком временном интервале $\delta t \ll T$ (рис. 3). Найдены условия, минимизирующие длительность рекомбинационного излучения τ_* . Показано, что за счет сильной чувствительности ус-

ловия рекомбинации к изменению параметров накачки возможна генерация рекомбинационного излучения рекордно короткой длительности $\tau_* \sim 1-10$ ас и даже преодоление субаттосекундного барьера: $\tau_* < 1$ ас [16].

Рис. 3. Траектории разных продольных частей электронного волнового пакета в континууме (начало координат соответствует положению атома)

В случае длинного импульса ВЧ излучения рассмотренный режим приводит к генерации цуга аттосекундных импульсов с частотой повторения порядка частоты ВЧ излучения ω , что может быть использовано для петагерцовой спектроскопии с аттосекундным временным разрешением (рис. 4).

Рис. 4.

В случае же предельно короткого импульса ВЧ излучения (когда ионизация атома происходит эффективно только в течение одного оптического цикла) использование двухчастотной накачки в схеме пассивного фазового контроля делает возможной генерацию одиночного аттосекундного импульса рекомбинационного излучения.

Активный фазовый контроль достигается при накачке сильным НЧ полем (которое само, однако, не приводит к туннельной ионизации атома) и ультракоротким ВЧ полем, способным к однофотонной ионизации атома. В этом случае селекция фотоэлектронов (в течение малой доли оптического периода) реализуется уже на стадии ионизации атома [11]. При этом степень ионизации среды в целом гораздо меньше, чем в обычном случае, что существенно увеличивает длину когерентности и эффективность процесса ГГВП.

Управление спектром рекомбинационного излучения

Активный фазовый контроль позволяет также управлять спектром ГГВП – селектировать узкий ($\leq 1\%$) участок широкого плато спектра высоких гармоник вблизи выбранной частоты [11]. Последнее важно для практических применений ГГВП. Результаты расчета энергии электрона ϵ_k (рекомбинационного спектра) приведены на рис. 5. Видно, что ВЧ импульс стробирует фазы ионизации ($\phi_1 < \phi < \phi_2$) и приводит к генерации только в узком спектральном диапазоне $\Delta\Omega$. при этом перестройка центральной частоты рекомбинационного спектра возможна за счет изменения амплитуды НЧ поля. В наших работах показано, что для генерации предельно узкого рекомбинационного спектра необходимо использовать ВЧ импульсы оптимальной длительности, без фазовой модуляции и синхронизовать их с НЧ полем вблизи оптимальной фазы $\phi \leq \pi/10$.

Рис. 5. Зависимость частоты рекомбинационного излучения от фазы ионизации (отсчитывающей от максимума НЧ поля) для разных начальных ско-

ростей фотоэлектрона V_0 . Показано стробирование рекомбинационного спектра ВЧ импульсом длительностью τ_h .

Измерение коротких временных интервалов (фемтосекундная стрик-камера)

Метод активного фазового контроля позволяет приборную реализацию так называемой фемтосекундной стрик-камеры (ФСК) [1] для измерения временных интервалов субфемтосекундного диапазона. В наших работах развита идея такой стрик-камеры, исследованы ее возможности и определена предельная разрешающая способность ФСК: $\delta t \sim 10-100$ ас. В настоящее время в NRC (Канада) выполнены первые эксперименты по реализации такой стрик-камеры.

Фундаментальные ограничения, оптимизация и предельные возможности ГГВП

Разработанный нами подход [6] учитывает все существенные эффекты взаимодействия атомов со сверхсильными лазерными полями. С помощью этого подхода исследованы фундаментальные ограничения и предельные возможности генерации когерентного рентгеновского излучения при ГГВП.

При использовании излучения накачки большой интенсивности основное ограничение на эффективность генерации рентгеновского излучения накладывают эффект истощения атомных состояний (который в наших работах учитывается точно) и релятивистские эффекты. релятивистский дрейф фотоэлектронов модифицирует форму спектра ГГВП: в наших работах впервые предсказан “релятивистский” провал в низкочастотной области плато высоких гармоник (кривая БВ на рис. 6). релятивистский дрейф фотоэлектронов ограничивает также максимальную частоту генерации: $\Omega_0 \leq 10^3$ эВ. Нами показано, что преодоление этого ограничения и генерация в области “водяного окна” возможны при использовании стоячей волны накачки (кривая СВ на рис. 6) [10,12,13].

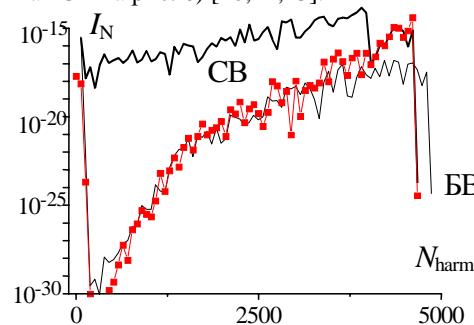


Рис. 6. Спектр излучения высоких гармоник при накачке ионов Ar^{8+} бегущей волной (БВ) и стоячей волной (СВ) с интенсивностью $I = 8 \cdot 10^{17}$ Вт/см².

Нами развита также теория [7,8], обобщающая выражение для пондеромоторной силы (силы Гапонова-Миллера) на случай релятивистских полей. Впервые показано, что эта сила, в общем случае, не является потенциальной и зависит от поляризации излучения. Выполнено обобщение выражения, описывающего эффект Капицы-Дираха в стоячей волне на случай излучения с меняющейся поляризацией [14].

Ограничение роста эффективности ГГВП происходит и при увеличении концентрации атомов N . Нами развита теория и дано объяснение этого эффекта, который определяется как нарушением фазового синхронизма между волной накачки и излучением высоких гармоник (вследствие роста концентрации фотоэлектронов), так и возмущением движения фотоэлектрона в континууме окружающими ионами [3]. Последний эффект чувствителен к длине волны накачки λ . показано, что оптимальной для наиболее эффективной генерации излучения высоких гармоник является концентрация атомов $N_o \sim \lambda^{-12/5}$.

Заключение

Таким образом, выполненный комплекс исследований охватывает все стороны явления генерации гармоник высокого порядка. Выяснены фундаментальные ограничения генерации когерентного излучения этим методом и возможности преодоления этих ограничений. Предсказан ряд новых физических эффектов. Показано, что преодоление релятивистских ограничений делает возможным генерацию когерентного рентгеновского излучения, в том числе и в области “водяного окна”, важного для исследования биологических объектов. Впервые генерация гармоник высокого порядка исследована в двухчастотных полях. Выяснены возможности фазового контроля ГГВП и на его основе - возможность управления спектром и длительностью генерации в аттосекундном диапазоне. Все это закладывает теоретические основы для развития методов фемто- и аттосекундной (и даже субаттосекундной) метрологии. Практическая реализация этих методов позволит сделать новый шаг в исследовании процессов микромира.

1. Eric Constant, Vladimir D.Taranukhin, Albert Stolow, and Paul B.Corkum. Methods for the Measurement of the Duration of High-Harmonic Pulses. Phys. Rev., A56, 3870-3878 (1997).
2. R.V.Kulyagin, V.D.Taranukhin. Features of High-harmonic Generation by Atoms at Superintense and Ultrashort Laser Pumping. Laser Physics, 7, 623-626 (1997).

3. В.Д.Таранухин. Влияние плотности среды на генерацию высоких гармоник атомами в сильных лазерных полях. Квантовая электроника, 25, 804-808 (1998).
4. В.Д.Таранухин, Н.Ю.Шубин. Генерация гармоник высокого порядка атомами в сильных бихроматических полях. Квантовая электроника, 28, 81-86 (1999).
5. R.V.Kulyagin, V.D.Taranukhin. Above-threshold Ionization of Multiply Charged Ions in the Tunneling Regime: The Coulomb Modification of the Spatial Spectra of Relativistic Photoelectrons. Laser Physics, 9, 1026-1031 (1999).
6. V.D.Taranukhin. Relativistic High-Order Harmonic Generation. Laser Physics, 10, 330-336 (2000).
7. V.D.Taranukhin. Structure of Relativistic Ponderomotive Forces in Electromagnetic Field of Arbitrary Strength. Laser Physics, 10, 147-150 (2000).
8. В.Д.Таранухин. Структура ponderомоторных сил, действующих на электрон в лазерных полях релятивистской интенсивности. ЖЭТФ, 117, 511-516 (2000).
9. V.D.Taranukhin, N.Yu.Shubin. High-order Harmonic Generation by Atoms with Strong High-frequency and low-frequency Pumping. J. Opt. Soc. Am., B17, 1509-1516 (2000).
10. В.Д.Таранухин, Н.Ю.Шубин. Генерация гармоник высокого порядка много-электронными атомами в поле стоячей электромагнитной волны релятивистской интенсивности. Квантовая электроника, 31, 179-184 (2001).
11. В.Д.Таранухин. генерация гармоник высокого порядка в узком спектральном интервале. Квантовая электроника, 31, 555-556 (2001).
12. V.D.Taranukhin. High-order harmonic generation with standing wave pump of relativistic intensity. Laser Physics, 12, 398-402 (2002).
13. V.D.Taranukhin, N.Yu.Shubin. High-order harmonic generation by atoms with traveling and standing wave pump of relativistic intensity. J. Opt. Soc. Am., B19, 1132-1140 (2002).
14. A.Bahari, V.D.Taranukhin. Ponderomotive forces in a bipolarized standing wave. Laser Physics, 14, 113-118 (2004).
15. V.D.Taranukhin. Attosecond pulse generation by a two-color field. J. Opt. Soc. Am., B21, 419-424 (2004).
16. В.Д.Таранухин. Генерация гармоник высокого порядка атомами в двухчастотных лазерных полях: фазовый контроль и управление спектром и длительностью рекомбинационного излучения. ЖЭТФ, 125, вып. 3 (2004).

ЭФФЕКТИВНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ ГАРМОНИК В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОСТРУКТУРАХ

Доцент Головань Л.А.

Электрохимическое травление, приводящее к росту пор нанометрического размера и формированию нанокластеров, стало одним из способов создания полупроводниковых сред с новыми оптическими, в том числе нелинейно-оптическими, свойствами. В настоящее время активно изучаются такие наноструктурированные материалы, как пористый кремний (ПК) [1] и пористый фосфид галлия [2]. Оптические свойства этих материалов существенно отличаются от свойств кристаллов, на основе которых они сформированы.

Наноструктурирование материалов позволяет разработать принципы формирования новых сред для эффективного преобразования частот. Для достижения этой цели возможно несколько подходов.

Первый из них состоит в для достижении фазового синхронизма для нелинейно-оптических процессов, проходящих в наноструктурированных полупроводниках. Это становится возможным благодаря формированию на основе полупроводниковых материалов сред с двулучепреломлением формы. Этот подход был с успехом использован для кремниевых наноструктур. Анизотропное электрохимическое травление приводит к возникновению двулучепреломления в получающихся слоях ПК. Как было нами показано нами ранее [3], слои мезопористого кремния (размеры пор и нанокристаллов составляли порядка 10 - 30 нм), изготовленные на подложке монокристаллического кремния с низкой симметрией поверхности и высоким уровнем легирования, обладают свойствами отрицательного одноосного кристалла, у которого величина двулучепреломления Δn достигает 0,24. Столь большая величина Δn сравнима с дисперсией этого материала, что позволяет надеяться на достижение фазового согласования для различных нелинейно-оптических процессов. В частности, ранее мы экспериментально наблюдали фазовый синхронизм для процесса генерации второй гармоники (ВГ) [4].

Нами изучалась генерация третьей гармоники (ТГ) в двулучепреломляющих пленках ПК, полученных на подложке с ориентацией поверхности (110) и удельным сопротивлением 1-5 мОм· см. Пленки отделялись от подложки подачей импульса тока с высокой плотностью. Была измерена дисперсия обычновенного и необыкновенного показателей преломления ПК для волн в используемом спектральном диапазоне. Накачка ТГ осуществляла-

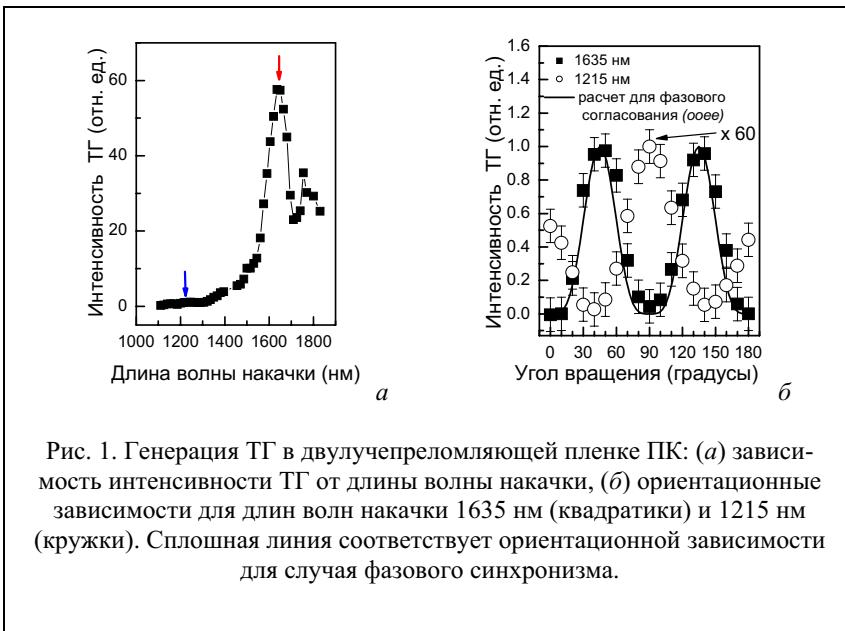


Рис. 1. Генерация ТГ в двулучепреломляющей пленке ПК: (а) зависимость интенсивности ТГ от длины волны накачки, (б) ориентационные зависимости для длин волн накачки 1635 нм (квадратики) и 1215 нм (кружки). Сплошная линия соответствует ориентационной зависимости для случая фазового синхронизма.

лась холостой волной параметрического генератора света, длина волны которого перестраивалась в диапазоне от 1,0 до 2,1 мкм. Длительность импульса составляла 3 нс. Эксперимент проводился при нормальном падении излучения на пленку ПК.

На рис. 1,а представлена зависимость сигнала ТГ в геометрии *ooe-e* от длины волны накачки. Здесь хорошо заметен максимум на длине волны 1635 нм, который объясняется достижением фазового согласования. Ориентационные зависимости сигнала ТГ при синхронизме и вдали от него представлены на рис. 1,б. Вид ориентационных зависимостей существенно различается. Как длины волн накачки, на которых достигается фазовый синхронизм, так и ориентационные зависимости хорошо согласуются с расчетами, выполненными на основании измеренных показателей преломления.

Другой подход в увеличении эффективности нелинейно-оптических процессов связан с явлением локализации света в рассеивающих средах. Этот подход был реализован для случая макропористого фосфода галлия, размеры нанокристаллов которого приближались к длине оптической волны. Кроме того, по-видимому, этим же эффектом объясняется и рост интенсивности ТГ в мезопористом кремнии по сравнению как с кристаллическим, так и с микропористым кремнием, для которого размеры нанокристаллов составляют единицы нанометров [5].

Для эффектов локализации света ключевую роль играет отношение характерного размера неоднородностей структуры и длины волны излучения. В используемых нами образцах пористого GaP характерный размер неоднородности составлял порядка 500 нм. Таким образом, эффективность нелинейно-оптических процессов, в частности генерации ВГ, должна зависеть от длины волны излучения накачки. Действительно, в эксперименте наблюдается существенная рост интенсивности ВГ с уменьшением длины волны накачки (рис. 2).

Настоящая работа была поддержана грантами CRDF (проект RE2-2369), РФФИ (проекты №№ 02-02-17259 и 03-02-16929) и программами Минпромнауки РФ.

Литература:

1. O. Bisi, S. Ossicini, and L. Pavesi, "Porous silicon: a quantum sponge structure for silicon based optoelectronics," *Surf. Sci. Rep.* **38**, 1-126 (2000).
2. F. J. P. Schuurmans, D. Vanmaekelbergh, J. van de Lagemaat, and A. Lagendijk, "Strongly photonic macroporous gallium phosphide networks", *Science* **284**, 141-143 (1999);
3. Л. П. Кузнецова, А. И. Ефимова, Л. А. Осминкина, Л. А. Головань, В. Ю. Тимошенко, П. К. Кашкаров, "Исследование двулучепреломления в слоях пористого кремния методом инфракрасной Фурье-спектроскопии," *ФТТ*, **44**, 780-784 (2002).

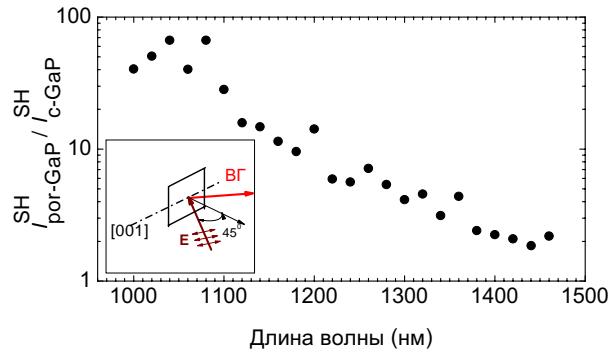


Рис. 2. Интенсивность ВГ, генерируемой при рассеянии на макропористом GaP, нормированная на интенсивность ВГ, генерируемой при отражении от кристаллического GaP, в зависимости от длины волны основной частоты.

4. L. A. Golovan, V. Yu. Timoshenko, A. B. Fedotov, L. P. Kuznetsova, D. A. Sidorov-Biryukov, P. K. Kashkarov, A.M. Zheltikov, D. Kovalev, N. Kunzner, E.Gross, J.Diener, G. Polisski, and F. Koch, "Phase matching of second-harmonic generation in birefringent porous silicon," *Appl. Phys. B* **73**, 31–34 (2001)
5. L. A. Golovan, L. P. Kuznetsova, A. B. Fedotov, S. O. Konorov, D. A. Sidorov-Biryukov, V. Yu. Timoshenko, A. M. Zheltikov, P. K. Kashkarov, "Nanocrystal-size-sensitive third-harmonic generation in nanostructured silicon", *Appl. Phys. B* **76**, 429-433 (2003).

ВРАЩАТЕЛЬНАЯ ДИНАМИКА МОЛЕКУЛ В СИЛЬНОМ ЛАЗЕРНОМ ПОЛЕ

Волков П.А., Волкова Е.А., Попов А.М., Тихонова О.В.
НИИЯФ МГУ

Создание лазерных источников когерентного оптического излучения высокой интенсивности и ультракороткой фемтосекундной длительности сделало возможным исследование динамики атомных и молекулярных систем в неизученном ранее диапазоне параметров, когда напряженность

электрического поля световой волны оказывается сравнимой с напряженностью электрического поля внутри атома или даже превышает ее [1]. Кроме того, фемтосекундная длительность лазерных импульсов оказывается сравнимой с характерными временами различных процессов, происходящих в атомах или молекулах, что позволяет осуществлять контроль тех или иных процессов с помощью ультракороткого лазерного воздействия.

Одним из интересных и важных направлений в этой области исследований является лазерное управление вращательной динамикой молекул. Согласно традиционным представлениям об иерархии времен динамики различных подсистем молекулы, молекулярные "вращения" являются наиболее медленным процессом, что обусловлено малостью вращательной постоянной B , характеризующей энергетический спектр вращательных подуровней и имеющей величину порядка 10^{-3} эВ. Однако, в присутствие лазерного поля характерные времена вращательной динамики молекул оказываются на несколько порядков меньше. Таким образом, появляется реальная возможность лазерного управления вращательным движением молекул в фемтосекундном масштабе времен. Осуществление лазерного контроля ориентации молекул имеет принципиальное значение для большого числа практических приложений, в частности для управления каналами гомо- и гетерогенных химических реакций, выделения различных стереоизомеров, эффективного контроля каталитических реакций на поверхности, увеличения эффективности процесса генерации гармоник высокого порядка в молекулах и др. [2]

Кроме того, до сих пор открытый остается вопрос о достоверной интерпретации результатов многочисленных экспериментов по исследованию фрагментации молекул в процессе их ионизации лазерным полем. Экспериментальные данные свидетельствуют о преимущественном вылете молекулярных фрагментов вдоль направления поля [3]. Однако, вызван ли этот эффект процессом выстраивания молекул в поле вдоль направления его поляризации или обусловлен большей вероятностью ионизации только тех молекул, которые ориентированы по полю, остается неясным.

В данной работе методом численного интегрирования нестационарного уравнения Шредингера исследуется динамика гомоядерной молекулы в сильном лазерном поле с учетом как электронной, так и ядерной подсистем молекулы. Обнаружен диапазон лазерных параметров, при которых эффективная вращательная динамика не сопровождается ни ионизацией, ни диссоциацией системы. Показано, что наблюдаемая вращательная динамика обусловлена существенным заселением большого числа вращательных подуровней в сильном лазерном поле, которое в случае гомоядерной молекулы осуществляется за счет нерезонансных рамановских переходов А-типа через соседние электронные термы. Указанное заселение вра-

щательных состояний может приводить к выстраиванию оси молекулы как вдоль, направления поляризации электрического поля лазерного излучения, так и в перпендикулярном направлении за времена порядка нескольких десятков фемтосекунд, причем выстраивание носит динамический характер. Обсуждаются физические причины ориентирования молекулы в поле, связанные со спецификой симметрии начального состояния и индуцированного дипольного момента системы. Исследован процесс ориентации молекулы вдоль или перпендикулярно поляризации поля в случае начального состояния, заданного в виде локализованного в некотором направлении волнового пакета.

При исследовании вращательной динамики, сопровождающейся ионизацией системы, обнаружено влияние процесса молекулярного выстраивания на угловую диаграмму вылета фотоэлектронов. Проанализирована зависимость вероятности ионизации системы от начального угла ориентации молекулярной оси и обсуждаются физические причины наблюдаемой зависимости. Совокупность полученных данных позволила объяснить диаграммы направленности вылета молекулярных фрагментов, полученные в экспериментах по исследованию ионизации молекул H_2 .

Проведенные численные расчеты позволяют из первых принципов получить различные феноменологические характеристики молекулярной среды, например такие как нелинейная поляризация, возникающая под действием излучения и др. Показано, что ориентирование молекул в сильном лазерном поле, в условиях существенной перестройки ядерной подсистемы, может приводить к качественно новым эффектам нелинейной физики, возникающих при распространении интенсивного ультракороткого лазерного импульса в среде. При этом наблюдаются заметная инерционность и насыщение нелинейного отклика среды, что не может быть описано в рамках теории возмущений.

Литература:

1. Н.Б. Делоне, В.П. Крайнов, "Нелинейная ионизация атомов лазерным излучением", М., Физматлит, 2001
2. H. Stapelfeldt, T. Seideman, *Rev. Mod. Phys.*, **75**, 543 (2003)
3. Ch. Ellert and P.B. Corkum, *Phys. Rev. A*, **59** R3170 (1999)

НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА КРЕМНИЯ И КРЕМНИЕВЫХ СТРУКТУР

Ст. науч. сотр. *Федягин А.А.*

Работа посвящена обзору результатов экспериментального исследования квадратичных и кубических нелинейно-оптических эффектов в кремниевых микро- иnanoструктурах - в фотонных кристаллах и микрорезонаторах на основе пористого кремния, периодических квантовых ямах кремния - диоксид кремния и на границах раздела кремний - диоксид кремния. В рамках данной работы (I) экспериментально исследованы спектральные свойства излучения второй гармоники, генерируемой на границах раздела $Si(111)-SiO_2$ и $Ge(111)-GeO_2$, а также изучены зарядовые свойства границ раздела $Si(111)-SiO_2$ в планарных МОП структурах методом генерации электроиндукционной второй гармоники, (II) исследованы размерные эффекты в резонансном нелинейно-оптическом отклике периодических квантовых ям кремний - диоксид кремния методом спектроскопии второй оптической гармоники в интервале энергий фотона второй гармоники от 2.5 до 3.4 эВ и (III) проведены экспериментальные исследования нелинейно-оптических свойств одномерных фотонных кристаллов и микрорезонаторов на основе пористого кремния методом спектроскопии второй и третьей гармоники как в угловом, так и в частотном пространствах.

Значительная часть исследований в физике твёрдого тела сосредоточена в области изучения свойств поверхностей и границ раздела. Интерес к этим исследованиям с одной стороны фундаментальный: поверхности и границы раздела твёрдых тел представляют собой объекты весьма отличные от объёма по своим свойствам, структуре, механизмам протекающих процессов. С другой стороны, актуальность задачи напрямую определяется требованиями современных технологий, базирующихся на свойствах поверхности, необходимостью исследования влияния на эти свойства процедуры приготовления. Достоинством оптических методик, в том числе является возможность изучения отклика внутренних границ раздела, возможность неразрушающего, дистанционного исследования, экспериментов *in situ*. К сожалению большинство оптических методик наталкиваются на серьёзные трудности выделения сигнала от поверхности на фоне на несколько порядков более сильного сигнала от объёма.

Для объектов подобных поверхности кремния и германия с центро-симметричной кристаллической решёткой особое место среди оптических методов исследования занимает метод генерации второй гармоники в силу существования фундаментального правила запрета на генерацию второй гармоники в объёме центросимметричных сред в дипольном приближении. Этот запрет означает, что основные источники излучения ВГ локализованы в областях нарушения инверсной симметрии, в т.ч. на поверхности и границах раздела. Поэтому спектроскопия ВГ является чувствительным методом исследования основных механизмов отклика, резонансных свойств, ангармонизма электронной подсистемы поверхности.

Чувствительность метода генерации ВГ к резонансным особенностям в электронном спектре определяет перспективность его использования для исследования и диагностикиnanoструктур и систем пониженной размерности. Ожидается, что эффекты размерного квантования приводят к появлению новых резонансов в спектре нелинейных оптических восприимчивостей, обусловленных прямыми переходами между размерноквантованными подзонами в спектре электронной плотности состояний. Метод генерации ВГ выделен также в случае исследования объектов с модифицированной симметрией кристалла или его поверхности, например, слабый скос в ориентации поверхности кристалла по сравнению с основной кристаллографической гранью проявляется в анизотропных свойствах квадратичного отклика, как в интенсивности, так и в фазе волны ВГ.

Фотонные кристаллы (ФК) и микрорезонаторы (МР) - микроструктуры с периодичной модуляцией оптической восприимчивости (в т.ч. и высших порядков) с периодом порядка оптической длины волны, обладают уникальными физическими свойствами и привлекают большой практический интерес. При исследовании нелинейно-оптических свойств ФК до сих пор основное внимание уделялось возможности эффективного удвоения частоты в ФК благодаря выполнению условий фазового квазисинхронизма. Наличие микрорезонаторного слоя позволяют эффективно управлять пространственным распределением электромагнитного поля внутри них. Например, при резонансе внешнего поля с модой МР интерференция волн с противоположными проекциями волнового вектора на направление периодичности ФК зеркал приводит к образованию внутри МР стоячей волны с амплитудой, резонансно возрастающей в окрестности резонаторного слоя. Ожидалось, что увеличение плотности энергии лазерного излучения внутри МР в спектральной (частотной или угловой) окрестности моды МР приведет к резонансному усилению нелинейно-оптического отклика МР.

Проведены экспериментальные исследования генерации гигантской второй и третьей гармоник в микрорезонаторах на основе ФК из пористого кремния [1]. Впервые экспериментально обнаружено гигантское усиление (не менее 10^3) генерации третьей оптической гармоники (ТГ) в одномерных микрорезонаторах и фотонных кристаллах из пористого кремния. Резонансное усиление ТГ обнаружено в угловых спектрах интенсивности в окрестности резонаторной моды и на краях запрещенной фотонной зоны. Показано, что резонанс ТГ в mode обусловлен совместным действием эффекта пространственной локализации излучения накачки в окрестности резонаторного слоя и выполнения условия фазового синхронизма. Резонансы ТГ на краях запрещенной фотонной зоны обусловлены пространственно однородным усилением волны накачки в ФК зеркалах МР и компенсацией фазовойстройки между волнами накачки и ТГ вследствие многолучевой интерференции в ФК.

Обнаружено усиление отклика ВГ в окрестности резонаторной моды и на краях запрещенной фотонной зоны [2,3]. Развито феноменологическое описание генерации ВГ в многослойной структуре с распределенными нелинейными источниками, учитывающее многолучевую интерференцию излучений накачки и ВГ. Показано, что усиление отклика ВГ на частоте моды микрорезонатора и на краях фотонной зоны имеет качественно разную природу: резонанс ВГ в mode обусловлен локализацией (усилением) стоячей волны накачки в окрестности микрорезонаторного слоя; резонанс ВГ на краю фотонной зоны связан с однородным усилением поля накачки в распределенных ФК-зеркалах микрорезонатора [4].

Исследованы эффекты усиления при генерации ВГ в связанных микрорезонаторах на основе пористого кремния [5]. В угловых спектрах интенсивности ВГ обнаружено резонансное усиление в угловых положениях, соответствующим расщепленным модам связанных микрорезонаторов. Изучена зависимость положений и амплитуд резонансов ВГ от параметров фотонного кристалла, разделяющего микрорезонаторные слои.

При исследовании периодических квантовых ям кремний - диоксид кремния показана чувствительность метода спектроскопии второй гармоники к толщинно-зависимой электронной структуре кремниевых ям (энергетическому положению подзон, форме линии плотности состояний) [6]. Обнаружен монотонный сдвиг в длинноволновую область резонансных энергий фотона второй гармоники на 120 мэВ при изменении ширины ямы от 2.5 до 10 ангстрем. Такое поведение объясняется размерной зависимостью сингулярностей в комбинированной плотности состояний для двухмерного газа электронов в эффективной потенциальной яме. Показано, что согласие экспериментальных результатов с моделью прямоугольной ямы достижимо при модификации её формы для учета возмущения потенциала на границах раздела.

Предложена методика фазовой спектроскопии второй гармоники - одновременного измерения спектров интенсивности и фазы второй гармоники [7]. Проведены абсолютные фазовые измерения для эталона и калибровочные измерения для нормировки на спектральные изменения свойств (оптического пропускания) элементов, составляющих оптическую схему. Определена точность методики. Экспериментально исследовано спектральное поведение квадратичного отклика границы раздела Si(111)-SiO₂ и Ge(111)-GeO₂ [8]. Измерены спектральные зависимости амплитуды (интенсивности) и фазы ВГ в диапазоне энергий фотона второй гармоники от 3,6 до 5 эВ. Обнаружены резонансные особенности в спектрах, обусловленные прямыми электронными переходами на поверхности в окрестности критической точки E₂ зонной структуры объема кремния и германия. В рамках формализма критических точек комбинированной плотности состояний развита феноменологическая модель спектрального поведения

квадратичного отклика полупроводников. На её основе аппроксимированы экспериментальные спектры интенсивности и фазы ВГ, определены параметры резонансов. Выделены вклады в спектры от критических точек E_1/E_0' , E_2 , E_1' . Показана чувствительность метода к типам критических точек зонной структуры [9]. Разработана методика диагностики слабо скошенных поверхностей центросимметричных полупроводников с помощью интерферометрии ВГ. Для образца кремния (111) со слабо скошенной поверхностью измерены азимутальные анизотропные зависимости интенсивности и фазы ВГ и на основе решения обратной задачи определены соотношения между компонентами квадратичной восприимчивости и угол скоса порядка 2° [10].

На примере границы раздела Si(111)-SiO₂ планарной структуры кремний - диоксид кремния - хром показаны диагностические преимущества интерферометрии электроиндуцированной второй гармоники для исследования зарядовых характеристик скрытых границ раздела полупроводников, таких как плотность заряда яда в слое диоксида Q_{ox} : для исследованной МОП структуры получено $Q_{ox} = (6 \pm 1) 10^{12}$, тогда как аппроксимация интенсивности дает низкую точность определения плотности заряда в оксиде - Q_{ox} меняется почти на порядок от $1.5 10^{12}$ до $8 10^{12} \text{ см}^{-2}$ [11].

1. Т.В. Долгова, А.И. Майдыковский, М.Г. Мартемьянов, А.А. Федянин, О.А. Акципетров, "Гигантская третья гармоника в фотонных кристаллах и микрорезонаторах на основе пористого кремния", Письма в ЖЭТФ **75**, 17 (2002).
2. Т.В. Долгова, А.И. Майдыковский, М.Г. Мартемьянов, Г. Маровский, Дж. Маттей, Д. Шумахер, В.А. Яковлев, А.А. Федянин, О.А. Акципетров, "Гигантская вторая гармоника в микрорезонаторах на основе фотонных кристаллов пористого кремния", Письма в ЖЭТФ **73**, 8 (2001).
3. T. V. Dolgova, A. I. Maidykovski, M. G. Martemyanov, A. A. Fedyanin, O. A. Aktsipetrov, G. Marowsky, V. A. Yakovlev, G. Mattei, "Giant microcavity enhancement of second-harmonic generation in all-silicon photonic crystals", Appl. Phys. Lett. **81**, 2725 (2002).
4. T.V. Dolgova, A.I. Maidykovski, M.G. Martemyanov, A.A. Fedyanin, O.A. Aktsipetrov, D. Schuhmacher, G. Marowsky, V.A. Yakovlev, G. Mattei, N. Ohta, S. Nakabayashi, "Giant optical second-harmonic generation in single and coupled microcavities on the base of one-dimensional photonic crystals", J. Opt. Sci. Am. B **19**, 2129 (2002).
5. D.G. Gusev, I.V. Soboleva, M.G. Martemyanov, T.V. Dolgova, A.A. Fedyanin, and O.A. Aktsipetrov, "Enhanced second-harmonic generation in coupled microcavities based on all-silicon photonic crystals", Phys. Rev. B **68**, 233303 (2003).

6. T.V. Dolgova, V.G. Avramenko, A.A. Nikulin, D. Schuhmacher, G. Marowsky, A.F. Pudonin, A.A. Fedyanin and O.A. Aktsipetrov, "Second-harmonic spectroscopy of electronic structure of Si/SiO₂ multiple quantum wells", Appl. Phys. B **74**, 671 (2002).
7. T.V. Dolgova, A.A. Fedyanin, O.A. Aktsipetrov, D. Schuhmacher, G. Marowsky, "Optical second-harmonic interferometric spectroscopy of Si(111)-SiO₂ interface in the vicinity of E_2 critical points", Phys. Rev. B **66**, 033305 (2002).
8. O.A. Aktsipetrov, T.V. Dolgova, A.A. Fedyanin, D. Schuhmacher, and G. Marowsky, "Optical second-harmonic phase spectroscopy of the Si(111)-SiO₂ interface", Thin Solid Films **364**, 91 (2000).
9. T.V. Dolgova, D. Schuhmacher, G. Marowsky, A.A. Fedyanin and O.A. Aktsipetrov, "Second-harmonic interferometric spectroscopy of buried interfaces of Column IV semiconductors", Appl. Phys. B **74**, 653 (2002).
10. D. Schuhmacher, G. Marowsky, A.A. Fedyanin, T.V. Dolgova, O.A. Aktsipetrov, "Probe of the vicinal Si(111) surface by second harmonic phase spectroscopy", Materials Science in Semiconductor Processing **4**, 51 (2001).
11. T.V. Dolgova, A.A. Fedyanin, and O.A. Aktsipetrov, "dc-electric-field-induced second-harmonic interferometry of the Si(111)-SiO₂ interface in Cr-SiO₂-Si MOS capacitor", Phys. Rev. B **68**, 73307 (2003).

ЯВЛЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ОТРАЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ОТ ПРОСВЕТЛЯЮЩИХ ТОНКОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР

Ст. науч. сотр. Бобровников Ю.А., физик Горохов П.Н., доцент Козарь А.В.

При взаимодействии электромагнитной волны с просветляющими тонкослойными структурами появляется отражённый сигнал, связанный с изменением во времени параметров (амплитуды и/или фазы) падающей волны. Получено аналитическое выражение, описывающее отражённый сигнал. Данное явление может быть использовано для анализа временной зависимости параметров падающих на структуру импульсов.

При прохождении монохроматической волны через многослойную структуру, состоящую из плоскопараллельных диэлектрических слоёв с чередующимися показателями преломления в результате интерференции устанавливается стационарное распределение поля волны. При изменении амплитуды и/или фазы падающей волны стационарное распределение поля волны в структуре изменится вследствие нарушения соотношения амплитуд и/или фаз интерферирующих волн, что приведёт к изменению амплитуды отражённого или прошедшего сигнала. Отсюда следует, что для просветляющих тонкослойных структур должен появиться нестационарный отражённый сигнал, связанный лишь с указанными изменениями параметров волны и несущий информацию об этих изменениях.

Рассмотрим более детально описанное явление нестационарного отражения на примере простейшей тонкослойной структуры, состоящей из одной четвертьволновой пленки с показателем преломления n_s , нанесённой на подложку с показателем преломления n_s . Для излучения с длиной волны λ , падающего из среды с показателем преломления n_0 , коэффициент отражения как известно записывается в виде:

$$r = \frac{r_0 + r_1 \exp(-i2\phi_0)}{1 + r_0 r_1 \exp(-i2\phi_0)}, \quad (1)$$

где $r_0 = (n_0 - n)/(n_0 + n)$ и $r_1 = (n - n_s)/(n + n_s)$ – коэффициенты отражения от границ раздела внешняя среда-пленка и пленка-подложка соответственно, $\phi_0 = 2\pi nd/\lambda$ – фазовая толщина пленки, d – её геометрическая толщина, n – показатель преломления пленки. Будем считать амплитуду падающей волны нормированной на максимальную амплитуду. Учитывая, что выражение (1) записано в виде суммы двух волн, отраженных от пленки и подложки с разностью фаз между ними $2\phi_0 = \omega_0 \Delta t$, где ω_0 – средняя частота волны (несущая) и $\Delta t = 2nd/c$ – время задержки второй волны относительно первой, обобщим его для волны с изменяющимися амплитудой и фазой следующим образом:

$$E_0(t) = \frac{r_0 A(t) \exp[-i\phi(t)] + r_1 A(t - \Delta t) \exp[-i\omega_0 \Delta t - i\phi(t - \Delta t)]}{1 + r_0 r_1 \exp[-i\omega_0 \Delta t + i\phi(t)]}. \quad (2)$$

Здесь $A(t)$ и $\phi(t)$ – изменяющиеся во времени амплитуда и фаза падающей волны соответственно, $\phi(t) = \phi(t) - \phi(t - \Delta t)$ – дополнительный набег фазы, связанный с фазовой модуляцией [1,2]. Выражение (2) записано для волн, отраженных от произвольной (однослоиной) пленки, нанесенной на произвольную подложку (в отсутствие потерь и дисперсии). Для просветляющей пленки в условиях согласования ($n = (n_0 n_s)^{1/2}$ и $\omega_0 \Delta t = \pi$) из (2) следует выражение для действительной амплитуды (огибающей):

$$E_{0r}(t) = |r_0| \left[\frac{A^2(t) - 2A(t)A(t - \Delta t) \cos \phi(t) + A^2(t - \Delta t)}{1 - 2r_0^2 \cos \phi(t) + r_0^4} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (3)$$

Отметим, что полученные выражения справедливы также и для полуволнового фильтра, для которого $n_0 = n_s$ и $\omega_0 \Delta t = 2\pi$.

Рис.1 1 – падающий, 2 – отраженный импульсы

Рассмотрим взаимодействие с пленкой гауссова импульса в виде $A(t) = \exp[-(t/\tau)^2/2]$ с квадратичной модуляцией фазы $\phi(t) = \alpha t^2/2$, где α – скорость частотной модуляции. На рис.1 приведены результаты расчета спектральным методом формы отраженного импульса от пленки, нанесенной на подложку с $n_s = 3.42$ при длительности импульса $\tau = 5T$, и длине волны несущей $\lambda = 1.5$ мкм; величина $\alpha \tau^2 = 6$. Временной профиль отраженного импульса определялся как

$$E_r(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\omega) r(\omega) \exp(-i\omega t) d\omega, \quad (4)$$

где $f(\omega)$ – фурье-спектр падающего импульса и $r(\omega)$ – коэффициент отражения от согласующей пленки, определяемый по формуле (1). Огибающая отраженного импульса построена по формуле (3). Видно, что огибающая практически точно описывает форму отраженного импульса. В отсутствие фазовой модуляции ($\phi(t) = \text{const}$) и после разложения $A(t - \Delta t)$ в ряд по степеням Δt (предполагается, что такое разложение возможно) получим из (3) следующее выражение для огибающей:

$$E_{0r}(t) = \left| \frac{r_0}{1 - r_0^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{n!} \frac{d^n A}{dt^n} (\Delta t)^n \right|. \quad (5)$$

Формулы (3), (5) могут использоваться для анализа временной зависимости параметров оптических импульсов в условиях слабой дисперсии показателей преломления согласующей структуры. В отсутствии фазовой модуляции ($\phi(t) = \text{const}$) можно с помощью (5) анализировать временной ход амплитуд спектрально – ограниченных импульсов, причём во многих случаях в (5) достаточно взять лишь первый член разложения. Выражение (3) позволяет определить временной ход фазовой модуляции оптических импульсов. Если с помощью корреляционных или прямых методов получены огибающие падающего ($A(t)$) и отраженного ($E_{0r}(t)$) импульсов, то используя (3) можно определить фазовую функцию $\phi(t) = \phi(t) - \phi(t - \Delta t) = F[A(t), E_{0r}(t)]$ как функцию огибающих и, решая численно полученное уравнение, определить функцию $\phi(t)$. Это уравнение можно свести к дифференциальному представив $\phi(t - \Delta t)$ в виде степенного ряда, в котором во многих случаях можно ограничиться двумя первыми членами разложения.

Необходимое для применения полученных выражений требование слабой дисперсии в пределах ширины спектра импульса можно осуществить выбором материалов для используемой согласующей структуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. Козарь А.В., Бобровников Ю.А., Горохов П.Н., *Изв. РАН, сер. физич.* **12**, 1823 (2002).
2. Бобровников Ю.А., Горохов П.Н., Козарь А.В., *Квантовая электроника*, **33**, №11, 1019 (2003).
- 3.

НЕЛИНЕЙНАЯ МАГНИТООПТИКА МАГНИТНЫХ НАНОСТРУКТУР И ТОНКИХ ПЛЕНОК

Ст. науч. сотр. *Мурзина Т.В.*

В настоящей работе представлен обзор результатов экспериментальных исследований нелинейно-оптических магнитных эффектов в магнитных наноструктурах, тонких магнитных пленках и магнито-фотонных кристаллах. К числу основных эффектов, обнаруженных и исследованных в данной работе, относятся генерация магнитоиндуцированной второй и третьей оптических гармоник, квадратичный и кубический магнитный нелинейно-оптический эффект Керра, а также магнитоиндуцированного гиперрелеевского рассеяния второго порядка для ансамбля магнитных наночастиц.

Магнитные наноструктуры привлекают внимание исследователей в течение последних двух десятилетий благодаря наблюдению в них новых магнитных и магнитооптических эффектов - осцилляции магнитного взаимодействия между магнитными слоями, разделенными немагнитной промежуткой, спин-зависящего рассеяния и туннелирования, гигантского магнитосопротивления и др. Магнитные и магнитотранспортные свойства наноструктур во многом определяются структурой внутренних границ раздела между магнитными и немагнитными слоями, или магнитными наночастицами и немагнитной матрицей.

В последнее время было ярко продемонстрировано, что генерация оптической второй гармоники (ВГ) является мощным методом исследования внутренних границ раздела и наноструктур благодаря исключительной чувствительности процесса генерации ВГ к нарушениям структурной симметрии и к электронному спектру систем. Генерация магнитоиндуцированной ВГ, проявляющаяся в индуцированных магнитным полем изменениях интенсивности и фазы, повороте плоскости поляризации излучения ВГ, оказалась, в свою очередь, чувствительным методом исследования магнитных свойств наноструктур и интерфейсов из-за нарушения обратимости времени в намагниченных образцах. С фундаментальной точки зрения, магнитоиндуцированная ВГ, являющаяся нелинейно-оптическим аналогом магнитооптического эффекта Керра, является эффективным методом исследования спиновых эффектов в наноструктурах. С точки зрения

практических приложений, она может служить неразрушающим методом для дистанционной диагностики магнитных, структурных и электронных свойств наноструктур.

Особый интерес при изучении магнитных нелинейно-оптических эффектов в наноструктурах представляют магнитные фотонные кристаллы и микрорезонаторы. Усиление оптических и нелинейно-оптических процессов в таких структурах, вызванное сильной локализацией электромагнитного поля световой волны для области запрещенной фотонной заны в фотонных кристаллах, или микрорезонаторной области в микрорезонаторах, может оказывать влияние на величину магнитоиндуцированных эффектов, в том числе при генерации оптической третьей гармоники.

До настоящего времени нелинейные магнитооптические эффекты были ограничены генерацией магнитоиндуцированной ВГ для регулярных объектов, и, таким образом, относились к генерации когерентного нелинейно-оптического магнитоиндуцированного отклика. При этом магнитоиндуцированные свойства наноструктур, а также индуцированные магнитным полем нелинейно-оптические процессы более высокого ранга, в первую очередь кубичные, практически не исследовались.

Основные результаты проведенного цикла исследований могут быть сформулированными следующим образом.

Проведены исследования нелинейно-оптического магнитоиндуцированного отклика магнитных наногранулярных пленок – систем магнитных наночастиц, заключенных в немагнитную матрицу. Впервые экспериментально наблюдалась генерация магнитоиндуцированной *третьей* гармоники в магнитных наночастицах. Обнаружен гигантский магнитный нелинейно-оптический эффект Керра (ГНМК) во второй и третьей оптических гармониках, проявляющийся в индуцированных магнитным полем изменениях интенсивности, фазы и поляризации волн второй и третьей гармоник. Обнаружена корреляция ГНМК и коэффициента гигантского магнитосопротивления гранулярных пленок, состоящая в их одинаковой зависимости от концентрации магнитной компоненты в пленках. Высказано предположение, что механизм такой корреляции основан на высокой чувствительности магнитотранспортных и магнитных нелинейно-оптических эффектов к структуре внутренних границ раздела гранулярных систем [1-4].

Обнаружено магнитоиндуцированное гиперрелеевское рассеяние (ГРР) во вторую гармонику, т.е. генерация некогерентной (диффузной и деполяризованной) ВГ, для ансамбля наночастиц железо-иттриевого граната. Показано, что величина магнитного контраста интенсивности ГРР, как и для случая наногранулярных пленок, также достигает единиц процентов, что значительно превосходит аналогичные значения магнитооптического эффекта Керра в таких структурах [5].

Обнаружен гигантский магнитный нелинейно-оптический эффект Керра в тонких магнитных металлических пленках кобальта, железа и никеля. Показано, что величина магнитного контраста интенсивности оптической третьей гармоники достигает величин 0.1, а поворот плоскости поляризации отраженной волны третьей гармоники – 10^0 , что на два порядка превосходит аналогичные значения магнитооптического эффекта Керра.

Обнаружена генерация магнитоиндуцированной оптической третьей гармоники в магнитных фотонных кристаллах – магнитном микрорезонаторе с тонкой пленкой допированного висмутом железо-иттриевого граната в качестве разделительного слоя. Для этих систем исследован гигантский нелинейно-оптический магнитный эффект Керра во второй гармонике, для которого величина магнитного контраста интенсивности ВГ достигает десятков процентов [7].

Впервые исследована структура и квадратичные нелинейно-оптические свойства для пленок Лэнгмюр-Блоджетт (ЛБ), содержащих ионы гадолиния. Показано, что структура пленок существенно неоднородна, а источником генерации ВГ являются двумерные островки гадолиния с характерными размерами в сотни нанометров. Обнаружен магнитоиндуцированный магнитный эффект Керра во второй гармонике для ЛБ пленок с гадолинием – магнитный контраст интенсивности ВГ составил единицы процентов, а магнитоиндуцированный сдвиг фаз волны ВГ – около 120^0 , что свидетельствует о наличии магнитного упорядочения в этих магнитных планарных структурах [7-9].

Показана роль эффекта внутреннего гомодинирования для возрастаания магнитных нелинейно-оптических эффектов в магнитныхnanoструктурах и тонких пленках [9,10].

1. T.V. Murzina, E.A. Ganshina, V.S. Guschin, T.V. Misuryaev, and O.A. Aktsipetrov. Nonlinear Magneto-Optical Kerr Effect and Second-harmonic Generation Interferometry in Co-Cu Granular Films. *Appl. Phys. Lett.* **73**, 3769 (1998).
2. O.A. Aktsipetrov, E.A. Gan'shina, V.S. Guschin, T.V. Misuryaev, and T.V. Murzina. Magneto-induced second-harmonic generation and magneto-optical Kerr effect in Co-Cu granular films. *J. Magn. Magn. Mater.*, **80**, 196 (1999).
3. T.V. Murzina, T.V. Misuryaev, A.F. Kravets, J. Gudde, D. Schuhmacher, G. Marowsky, A.A. Nikulin, and O.A. Aktsipetrov. Nonlinear magneto-optical Kerr effect and plasmon-assisted second-harmonic generation in magnetic nanomaterials exhibiting giant magnetoresistance. *Surf. Sci.* **482-485**, 1101 (2001).
4. Т.В. Мурзина, Е.М. Ким, С.Е. Мацкевич, О.А. Акципетров, А.Ф. Кравец, А.Я. Вовк, Генерация магнитоиндуцированной третьей гармоники

- в магнитных наногранулярных пленках: корреляция с гигантским магнитоспротивлением. *Письма в ЖЭТФ*, **79**(4), 190 (2004).
5. T.V. Murzina, A.A. Nikulin, O.A. Aktsipetrov, J.W. Ostrander, A.A. Mamodov, N.A. Kotov, M.A.C. Devillers, and J. Roark. Nonlinear magneto-optical Kerr effect in hyper-Rayleigh scattering from layer-by-layer assembled films of yttrium iron garnet nanoparticles. *Appl. Phys. Lett.* **79**, 1309 (2001).
 6. О.А. Акципетров, Р.В. Капра, Т.В. Мурзина, А.А. Рассудов, К. Нишимура, Х Учida, М. Иноэ. Генерация магнитоиндуцированной третьей гармоники в магнитных фотонных микрорезонаторах. *Письма в ЖЭТФ*, **77**, с. 639 (2003).
 7. T.V. Murzina, G.B. Khomutov, A.A. Nikulin, Th. Rasing, and O.A. Aktsipetrov. Hyper-Rayleigh scattering in Gd-containing LB superstructures. *J. Opt. Soc. Am. B* **17**, 63 (2000).
 8. O.A. Aktsipetrov, N.V. Didenko, A.A. Fedyanin, G.B. Khomutov, T.V. Murzina. Magnetic properties of Gd-containing LB films studied by magneto-induced optical second-harmonic generation. *Materials Sci. Engineering C*, **8**, 411 (1999).
 9. T.V. Murzina, A.A. Fedyanin, T.V. Misuryaev, G.B. Khomutov, and O.A. Aktsipetrov. Role of optical interference effects in the enhancement of magnetization-induced second-harmonic generation. *Appl. Phys. B*, **68**, 537 (1999).
 10. O.A. Aktsipetrov, A.A. Fedyanin, G.B. Khomutov, and T.V. Murzina. Magneto-induced second-harmonic generation in magnetic low-dimensional systems and nanostructures: nonlinear optics of time-irreversible materials. *Proc. SPIE*, v. 3734, p. 236-251 (1999).

**ПРИМЕНЕНИЕ ЦЕПОЧЕК
И РЕШЕТОК ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ ПЕРЕХОДОВ
ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ СВЕРХПРОВОДНИКОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ**

Доцент Корнев В.К., научн. сотр. Арзуманов А.В.

Элементной базой сверхпроводниковой электроники являются джозефсоновские переходы и, в том числе, джозефсоновские переходы, включенные в сверхпроводящее кольцо и образующие сверхпроводящие квантовые интерферометры. Низкие шумы и чрезвычайно высокая чувствительность, высокое быстродействие и очень низкое энерговыделение, а также специфический характер нелинейности и макроскопические квантовые эффекты – основные свойства, лежащие в основе возможностей создания уникальных сверхпроводниковых аналоговых и цифровых устройств. В целом ряде случаев требования, предъявляемые к параметрам джозефсоновских переходов, являются во многом взаимно противоречивыми. Разрешить противоречие в этих требованиях позволяет использование синхронных одномерных цепочек или двумерных решеток джозефсоновских элементов вместо одиночных джозефсоновских переходов.

1. Методы численного анализа

Как правило, анализ многоэлементных джозефсоновских устройств, являющихся сильно нелинейными системами, проводится путем численного моделирования динамики. В основе всех существующих компьютерных программ для автоматизированного расчета цифровых и аналоговых полупроводниковых электронных схем лежит использование уравнений Кирхгоффа для этих цепей, и поэтому данные программы не могут быть применены для анализа устройств сверхпроводниковой электроники в силу не-применимости для них уравнений Кирхгоффа. В отличие от полупроводниковых схем, анализ сверхпроводниковых цепей должен выполняться на основе уравнений баланса джозефсоновских фаз для сверхпроводящих контуров этой цепи, это так называемый метод узловых фаз. Одним из наиболее эффективных программных продуктов является программный комплекс PSCAN (Personal Superconductor Circuit Analyzer), разработанный в лаборатории криоэлектроники физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова, для автоматизированного численного анализа сверхпроводниковых электронных схем, которые могут содержать практически произвольное число джозефсоновских элементов. Высокая эффективность комплекса PSCAN достигается за счет использования автоматически изменяющегося переменного шага интегрирования (по времени) при численном решении системы дифференциальных уравнений. Данная система уравнений генерируется внутри программного пакета автоматически на основе

задания структуры исследуемой схемы и моделей джозефсоновских элементов. Для анализа шумовых и спектральных характеристик были разработаны эффективные методы задания тепловых флуктуаций в рамках PSCAN, а также методы расчета спектров джозефсоновской генерации, основанные на применении авторегрессионного фильтра [1]. Основным достоинством разработанных методов является сохранение переменного шага интегрирования, обеспечивающего высокий уровень производительности PSCAN, в реализации подхода Ланжевена, согласно которому для учета тепловых флуктуаций в правую часть динамических уравнений добавляется случайная “сила”, в данном случае – флуктуационный ток I_F [1].

2. Синхронные джозефсоновские структуры как узкополосные генераторы

Джозефсоновский переход в резистивном состоянии ($I > I_c$) является источником джозефсоновской генерации, частота которой $f = (2e/h) \cdot V$ определяется значением постоянной составляющей напряжения V и может достигать нескольких терагерц. Ширина линия генерации Δf определяется спектральной плотностью $S_V(0)$ низкочастотных флуктуаций напряжения, и при $V > V_c \equiv I_c R$ в рамках резистивной модели $\Delta f [\text{МГц}] \approx 40,5T [\text{К}] \cdot R [\Omega]$, где T – температура, R – нормальное сопротивление перехода. Для существенного сужения линии генерации и создания джозефсоновских источников узкополосного электромагнитного излучения миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн может быть использовано явление синхронизации в многоэлементных джозефсоновских структурах (МДС). Можно сформулировать два основных требования к перспективным МДС: (а) существование сильного взаимодействия между джозефсоновскими переходами (ДП), обеспечивающего максимальную устойчивость когерентного состояния к разбросу параметров ДП, который особенно велик для переходов на основе высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), и (б) высокая частота когерентного режима генерации $f \sim f_c = (2e/h) \cdot V_c$.

В данной работе были предложены и исследованы одно- и двумерные цепочки джозефсоновских переходов с наиболее эффективными *сопредоточенными* цепями электродинамической связи, обеспечивающими максимальное нелокальное взаимодействие ДП. Проведенные исследования показали, что ширина линии генерации в таких синхронных структурах уменьшается пропорционально числу ДП в цепочке или числу ячеек в двумерной структуре [2]. Однако такое сужение линии генерации ограничивается насыщением взаимодействия ДП, когда число джозефсоновских элементов таково, что размеры структуры становятся больше эффективного радиуса взаимодействия ДП. Для преодоления этих ограничений и расширения возможности сужения ширины линии генерации были предложены и исследованы МДС с *распределенными* цепями электродинамической

связи, в которых ДП могут взаимодействовать или с волной напряжения, или с волной тока [3]. Были разработаны структуры для работы с различными типами внешней нагрузки: логопериодическая антенна, щелевая или микрополосковая линии передачи. В последнем случае увеличение числа джозефсоновских переходов и распределенных секций МДС обеспечивает как сужение линии генерации, так и увеличение мощности выходного сигнала.

3. Сверхпроводящие квантовые интерференционные фильтры

Были исследованы непериодические одно- и двумерные МДС для создания на их основе так называемых сверхпроводящих квантовых интерференционных фильтров (СКИФ). В отличие от оптических дифракционных решеток, уникальные свойства которых базируются на строгой периодичности структуры, уникальные свойства СКИФ следуют как раз, наоборот, из непериодичности их структуры. Зависимости критического тока СКИФ и напряжения на нем в резистивном состоянии от приложенного магнитного поля имеют очень крутой одиночный пик при нулевом значении поля. Это позволяет создавать на их основе высокочувствительные магнитометры, измеряющие абсолютную величину поля. Другим перспективным разрабатываемым направлением использования СКИФ являются усилители гигагерцового диапазона частот. Это антенные усилители, например, для станций сотовой связи, а также драйверы (импульсные усилители), усиливающие импульсные сигналы сверхпроводниковой быстрой одноквантовой логики (RSFQ логика) до уровня сигналов полупроводниковой электроники. Подобные драйверы очень важны для многих сверхпроводниковых цифровых устройств, таких как аналого-цифровые и цифроаналоговые преобразователи, цепочки памяти ОЗУ и ПЗУ и т.д.

4. Модель высокотемпературных бикристаллических джозефсоновских переходов

Концепция нерегулярной параллельной цепочки джозефсоновских контактов была применена также к созданию модели бикристаллических джозефсоновских переходов, которые в настоящее время являются наиболее перспективным типом джозефсоновских элементов на основе высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). Актуальность этой задачи вытекает из необходимости интерпретации экспериментально наблюдаемых свойств и характеристик бикристаллических переходов, а также из потребности совершенствования технологии высококачественных джозефсоновских переходов. В работе была развита дискретная модель бикристаллического джозефсоновского перехода с неоднородной плотностью критического тока, а затем был осуществлен переход к распределенной модели со ступенчатым характером изменения плотности критического тока вдоль бикристаллической границы. Это позволило разработать алгоритм восста-

новления распределения плотности критического тока вдоль бикристаллической границы по экспериментально полученной зависимости критического тока джозефсоновского перехода от приложенного магнитного поля. Эффективность разработанной модели продемонстрирована для целого ряда экспериментально полученных джозефсоновских структур.

5. Цепочки джозефсоновских π-переходов. Кубиты

В последнее время большое значение придается разработке кубитов (квантовых битов) – элементарных ячеек квантовых компьютеров. В силу макроскопического квантового характера явления сверхпроводимости джозефсоновская элементная база представляет уникальные возможности для реализации таких кубитов, это так называемые, фазовые кубиты. При этом важным элементом для построения «тихих» фазовых кубитов, то есть максимально изолированных от внешних воздействий, является джозефсоновский π -контакт, то есть переход, в котором равновесное значение разности фаз ϕ параметра порядка электродов равно не нулю, как в традиционных джозефсоновских структурах, а равно π . В частности, такие π -переходы и более сложные структуры были недавно изготовлены на основе SFS (сверхпроводник – ферромагнетик – сверхпроводник) переходов [4]. При использовании ферромагнетика с низким значением обменной энергии $E_{ex} \geq k_B T$, когда тепловая и обменная энергии дают сравнимые вклады в процесс распада куперовских пар электронов, комплексная длина когерентности $\xi_F = \xi_{F1} + \xi_{F2}$ в «грязном» ферромагнетике зависит от температуры T , и ее мнимая часть ξ_{F2} определяет пространственный период осцилляций $2\pi\xi_{F2}(T)$ параметра порядка. С понижением температуры, когда этот период становится меньше толщины F -слоя, SFS переход становится π -контактом.

Массивы π -переходов представляют значительный интерес для создания кубитных сред. При экспериментальном исследовании одномерных треугольных цепочек и двумерных треугольных решеток SFS переходов были обнаружены необычные явления. Так вблизи температуры T_π перехода SFS элементов из «0» в « π » состояние наблюдается удвоение периодичности зависимости критического тока таких решеток от приложенного магнитного поля. Проведенное изучение энергии Гиббса и динамики треугольных ячеек, цепочек и двумерных решеток [5] показало, что причиной такого поведения является бистабильность SFS переходов вблизи температуры T_π , то есть периодическое переключение SFS переходов из «0» состояния в « π » состояние и обратно при монотонном изменении магнитного поля.

[1] V. K. Kornev and A. V. Arzumanov, *Inst. Physics Conf. Ser. No 158*, IOP Publishing Ltd, pp. 627 – 630, 1997.

- [2] V. K. Kornev, A. V. Arzumanov, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 9, pp. 4562-4565, June 1999.
- [3] V. K. Kornev, A. V. Arzumanov, and N. A. Shcherbakov, *Inst. Physics Conf. Ser. No 167*, IOP Publishing Ltd, pp. 753-756, 2000.
- [4] Ryazanov V. V., Oboznov V A, Veretennikov A V, Rusanov A Yu 2001 *Phys. Rev. B* **65** 020501-1-4.
- [5] Kornev V K, Klenov N V, Ryazanov V V, Oboznov V A, Timofeev A V, and Bol'ginov V V Extended Abstracts of Int. Supercond. Electronics Conf. (ISEC'2003), Owe4, Sydney, Australia, 7-11 July 2003.

ОБРАБОТКА ОПТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ И ИЗОБРАЖЕНИЙ АКУСТООПТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

Профessor Балакий В.И., доцент Волошинов В.Б.

В докладе представлены результаты теоретического и экспериментального изучения нового метода обработки оптических пучков и изображений, основанного на двумерной акустооптической фильтрации пространственного и временного спектра, соответственно, монохроматических и немонохроматических световых полей. Основное внимание при исследовании уделено изучению передаточных функций акустооптических ячеек, а также зависимости вида передаточных характеристик от среза кристалла, геометрии акустооптического взаимодействия и частоты ультразвука.

Виды передаточных функций акустооптических устройств, характерных для случая монохроматического освещения объектов, и результаты обработки изображений с помощью акустооптических фильтров пространственных частот получены из расчетов на примере объектов в виде амплитудных решеток. В докладе также представлены данные экспериментального исследования передаточных функций ячеек с коллинеарной и тангенциальной геометрией акустооптического взаимодействия. Возможности акустооптических методов обработки сигналов продемонстрированы на примере эффекта оконтуривания изображений для случая элементарных тестовых объектов.

Селекция временных частот немонохроматических и неколлимированных пучков, формирующих оптические изображения, осуществлена в реальном масштабе времени. Фильтрация реализована в ультрафиолетовом, видимом и инфракрасном диапазонах электромагнитного спектра в спектральном интервале 0.19 мкм – 4.4 мкм. При селекции оптических сигналов с помощью перестраиваемых акустооптических фильтров были

выделены фрагменты изображений, заключенные в узком интервале оптических длин волн, причем качество отфильтрованных изображений было близко к телевизионному стандарту. Акустооптическими методами также мог определяться и поляризационный состав излучения, формирующего изображение, что представляется исключительно важным для многочисленных применений в науке и технике.

НОВАЯ ФАЗА УГЛЕРОДА — ГЦК УГЛЕРОД

Профессор Гусева М.Б., Бабаев В.Г., Хвостов В.В.

Большие успехи в области исследования новых форм углерода, приведшие к открытию фуллеренов, нанотрубок многочисленныхnanoформ углерода базируются на sp^2 и sp^3 типе гибридизации углеродных атомов. В настоящее время достигнут также прорыв в области синтеза углерода на основе sp^1 фазы углерода и в связи с этим готовится к печати книга международной группы ученых, посвященная карбину (sp^1 форме углерода). Наблюдается стремительный прогресс в многочисленных применениях углеродных материалов на их базе а также на основе пленок алмаза – sp^3 формы углерода.

С формальной точки зрения существует всего четыре независимые комбинации ортонормированных волновых функций атома углерода, обозначаемые как: sp^0 , sp^1 , sp^2 , sp^3 - комбинации атомных орбиталей, обладающие нульмерной (сферической), одномерной (линейной), двумерной (плоскостной), трехмерной симметрией волновых функций атома углерода.

Sp^3 - соответствует алмазу, sp^2 - графиту, sp^1 - линейно-цепочечному углероду (карбину). Гибридизованные волновые функции образуют сильные ковалентные связи между атомами углерода, а негибридизованные - взаимодействуют значительно слабее и обычно это взаимодействие дает второстепенный вклад в энергию связи кристалла. Однако оно играет определяющую роль при описании электронных свойств поскольку электроны этих орбиталей сильно обобществлены, как это происходит в металлах.

Таким образом, остается возможность существования еще одной, металлической, фазы углерода на основе симметрии sp^0 (негибридизованных) атомных орбиталей углерода.

Впервые такая фаза была обнаружена в работе [1], в которой было показано, что данная фаза действительно существует и обладает атомной структурой типа ГЦК, характерной для большинства металлов. Параметр

решетки этой фазы оказался весьма близок к алмазу. Впоследствии данная фаза многократно наблюдалась многими другими исследователями и называлась «*x*-алмазом», «*n*- алмазом» [2,3], дефектным алмазом и т.д.

В данном докладе будут представлены новейшие достижения в области исследования ГЦК углерода, полученные за последнее время на физическом факультете МГУ в содружестве с Институтом Макса Планка (Германия) и фирмой Твинн (Россия). Приводятся данные высокоразрешающей электронной микроскопии, дифракции электронов, ожеспектроскопии, спектроскопии характеристических потерь электронов, КР спектроскопии, фотоэлеронной спектроскопии а также расчеты методом ЛКАО валентной зоны ГЦК углерода, которые однозначно свидетельствуют, что эта фаза действительно существует и что она совершенно отлична от алмаза. Обсуждаются возможные пути ее практического использования и технологии производства.

ЛИТЕРАТУРА

- 1) Палатник Л.С., Гусева М.Б., Бабаев В.Г., и др. ЖЭТФ, т.87, №3(9), С.914, 1984.
- 2) Hodeau J., Tonnerre J., Bouchet-Fabre B. *et al.*, Phys. Rev.B, v.50, p.10311, 1994.
- 3) Rossi M., Vitali G. Terranova M.L., Sessa V., Appl.Phys.Lett., v.63 , №20 , p.2765, 1993.

ФОРМИРОВАНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКИХ МИКРОСТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ МИШЕНИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ НАНО- И ФЕМТОСЕКУНДНЫХ УФ ИМПУЛЬСОВ

Шашков А.А.

При воздействии интенсивного лазерного излучения на твердотельную мишень возникает ряд процессов, приводящих к модификации ее поверхностных характеристик.

Во-первых, в режиме плазмообразования происходит очистка поверхности от примесной пленки [1]. Так, нами были проведены эксперименты, показывающие, что использование лазерного импульса наносекундной длительности с плотностью энергии менее 10 Дж/см², имеющего регулируемое опережение от 100 мкс до 100 мс относительно фемтосекундного лазерного излучения, позволяет эффективно очищать поверхность мишени за счет удаления с поверхности мишени примесных молекул, содержащих водород, углерод и кислород в вакууме при давлении остаточного газа ~10⁻⁵ Тор.

Во-вторых, на поверхности мишени формируются микроструктуры, характер которых сильно зависит от параметров лазерного излучения: длины волны, поляризации, угла падения [2,3]. Такие структуры позволяют изменить режим взаимодействия лазерного излучения с веществом, в частности, увеличить энерговклад в мишень, что важно при проведении лазерно-плазменных экспериментов [1].

В настоящей работе исследуется особенности режима взаимодействия УФ лазерного излучения нано- и фемтосекундной длительности с металлической мишенью.

В качестве источников излучения использовались: 1) XeCl лазер с плоскопараллельным резонатором. Длина волны излучения равна 308 нм, длительность импульса 25 нс, энергия излучения 10 мДж; 2) усиленное в XeCl усилителе, излучение второй гармоники лазера на красителе, которое имело параметры: $\lambda = 308$ нм, $\tau \sim 200$ фс, $E=500$ мкДж. Для исследования динамики роста поверхностных структур использовали излучение HeNe лазера, излучение которого фокусировалось на образец. Дифракционная картина проецировалась на экран либо ПЗС, для контроля возникновения и регистрации динамики роста поверхностных микроструктур. Полученные образцы регистрировали в белом свете при помощи ПЗС камеры, а так же исследовали с помощью электронного микроскопа. В качестве образцов использовались полированные пластины Ti и Fe, а так же неполированные пластины Ti.

Основные результаты

После облучения образцов наносекундными импульсами на многих образцах были зафиксированы отчетливо видимые периодические поверхностные микроструктуры. Причем наиболее хорошие, четкие неоднородности удалось получить на полированных металлических образцах после ~30 выстрелов, с плотностью энергии ~6 Дж/см². Вблизи поверхности при облучении наблюдался яркий плазменный факел, что свидетельствует о наличии пробоя на поверхности металла.

Типичный вид лазерно-индукционных микроструктур, наблюденных с помощью ПЗС-матрицы, показан на рис. 1.

Были зафиксированы «большие» по амплитуде и контрасту структуры в центре кратера размерностью около 10 мкм, а так же менее заметные структуры на краях кратера с размерностью 2-10 мкм. При исследовании изображений, сделанных электронным микроскопом (рис. 2), отчетливо видно, что микроструктуры представляют собой застывшие поверхностные волны расплавленного металла.

При исследованиях по наведению поверхностных структур с использованием фемтосекундных импульсов на длине волны 308 нм с энергией ~300-500 мкДж (плотность энергии ~1 Дж/см²) и угле падения $\theta \sim 45^\circ$ в кратерах зафиксированы (использован оптический микроскоп) поверхно-

стные неоднородности. Они представляли собой «концентрические» овалы с шагом ~ 10 мкм, что было объяснено сильными aberrациями при фокусировке излучения на мишень рис. 3. На изображениях, полученных с помощью электронного микроскопа (рис.4), отчетливо видны эти кольцевые структуры. При этом в центральной области возникли микронных размеров капли расплавленного, а затем застывшего материала мишени.

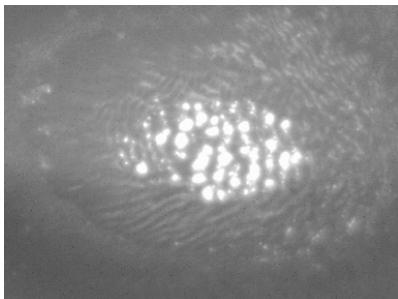


Рис. 1



Рис. 2



рис. 3



рис. 4

Литература:

- [1] Р.В. Волков, Д.М. Голишников, В.М. Гордиенко, М.С. Джиджоев, И.М. Лачко, Б.В. Марьин, П.М. Михеев, А.Б. Савельев, Д.С. Урюпина, А.А. Шашков; *Формирование ионного тока высокотемпературной фемтосекундной лазерной плазмы на поверхности мишени, со-*

держащей примесный слой // Квантовая электроника, 2003 33, 981-986

- [2] С. А. Ахманов, В. И. Емельянов, Н. И. Коротеев, В. Н. Семиногов, *Воздействие мощного лазерного излучения на поверхность полупроводников и металлов: нелинейно-оптические эффекты и нелинейно-оптическая диагностика*, УФН, том 147, вып. 4, 1985.
- [3] В. Н. Анисимов, В. Ю. Баранов, Л. А. Большов, А. М. Дыхне, Д. Д. Малюта, В. Д. Письменный, А. Ю. Себрант, М. А. Степанова, *О развитии периодических структур на поверхности металлов и полупроводников под действием излучения импульсного CO₂-лазера, Поверхность. Физика, химия, механика*, № 7, 1983.

ВЛИЯНИЕ АДСОРБИОННОГО ПОКРЫТИЯ И МОЛЕКУЛЯРНОГО ОКРУЖЕНИЯ КРЕМНИЕВЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ НА ИХ ЭЛЕКТРОННЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

Доцент Константинова Е.А.

Введение

Пористый кремний (ПК), получаемый электрохимическим травлением монокристаллического кремния (c-Si) в растворе на основе плавиковой кислоты, продолжает оставаться объектом интенсивных исследований. Это обусловлено многообразием физико-химических свойств данного материала, представляющего собой совокупность кремниевых нанокристаллов. Обнаружение эффективной люминесценции ПК в видимой области спектра при комнатной температуре явилось мощным стимулом для исследования его оптических, электрофизических и структурных свойств [1]. Поскольку развитие технологии изготовления новых полупроводниковых устройств идет по пути постоянного уменьшения размеров отдельных элементов, изучение фундаментальных закономерностей электронных и оптических явлений в объектах нанометрового диапазона (к которым относится и ПК) является чрезвычайно актуальным.

Кремниевые нанокристаллы (nc-Si) в ПК имеют огромную (до 10^3 м²/г [1]) удельную поверхность, которая доступна воздействию различных молекул из окружающей среды. Это приводит к исключительно высокой чувствительности физических свойств ПК к адсорбционному покрытию его поверхности [1,2], что открывает перспективу целенаправленного изменения его свойств путем вариации молекулярного окружения нанокристаллов.

Целью данной работы являлось исследование электронных и оптических свойств ансамбля nc-Si, подвергнутых различным термическим и адсорбционным воздействиям, модифицирующим физические свойства нанокристаллов. Для достижения поставленной задачи использовался комплекс методов ИК- и ЭПР-спектроскопии, фотolumинесценции (ФЛ). Это позволило контролировать как химический состав поверхностного покрытия nc-Si, так и их оптоэлектронные свойства.

Объекты исследования

Выбор адсорбатов осуществлялся, исходя из следующих соображений. Многообразие адсорбционных воздействий, модифицирующих свойства ПК и представляющих наибольший интерес для фундаментальной и прикладной физики, можно условно разбить на три основных группы, исходя из природы и свойств адсорбатов. К первой из них относятся воздействия, вызванные различными полярными и неполярными углеводорода-

ми, адсорбция которых позволяет выявить основные закономерности процессов рекомбинации неравновесных носителей заряда в nc-Si и является полностью обратимой в циклах напуск молекул–последующее вакуумирование. В качестве указанных адсорбатов в работе были выбраны бензол, ацетон, этанол, метanol.

Вторая группа включает в себя весь широкий спектр взаимодействий молекул кислорода с поверхностью ПК с (в естественных условиях, при нагреве и освещении). Данный тип взаимодействия (окисление) характеризуется необратимым изменением электронных и оптических свойств nc-Si. Знание и понимание физических процессов на границе раздела Si/SiO₂ в nc-Si необходимо для разработки нового поколения МДП-структур на основе nc-Si. В качестве кислородсодержащей среды использовались как воздух, так и чистый кислород.

К третьей группе относится адсорбционное воздействие активных молекул, образующих на поверхности твердого тела отрицательно и положительно заряженные комплексы (т.е. проявляющих свойства сильных акцепторов и доноров электронов, соответственно). Для выполнения исследования были выбраны диоксид азота (NO₂), парабензохинон (C₆H₄O₂) (акцепторы) и пиридин (C₅H₅N), вода (H₂O) (доноры). Критерием выбора адсорбатов в данном случае являлось наличие высоких факторов заполнения поверхности при адсорбции на кремнии [3] и практический (экологический) аспект рассматриваемой проблемы, поскольку данные вещества (за исключением воды) крайне токсичны, и поиск новых материалов для создания высокочувствительных сенсоров на указанные молекулы является актуальной задачей [4]. Кроме того, изучение фундаментальных закономерностей взаимодействия таких активных молекул с твердым телом весьма актуально в рамках проблемы легирования nc-Si, что важно для оптоэлектронного применения ПК и других nc-Si-содержащих материалов [1].

Для исследования рекомбинационных процессов в ансамбле nc-Si использовались образцы микропористого кремния с характерным диаметром нанокристаллов и пор примерно 2-5 нм (согласно данным электронной микроскопии и комбинационного рассеяния света), люминесцирующие в видимом диапазоне спектра [1].

Изучение свободных носителей заряда осуществлялось в мезопористом кремнии. Данный вид ПК имеет характерные размеры nc-Si больше 5 нм и поры с диаметром в диапазоне 4-100 нм [1]. Квантовый размерный эффект в nc-Si таких размеров мал, и увеличение ширины запрещенной зоны обычно не превышает тепловой энергии при комнатной температуре [1]. Поэтому электронные свойства мезопористого ПК близки к таковым для c-Si, за исключением вклада, обусловленного поверхностными состояниями в nc-Si.

**Процессы рекомбинации неравновесных носителей заряда
в ансамблях кремниевых нанокристаллах
с различным поверхностным покрытием**

Выполненное в работе систематическое исследование рекомбинационных процессов неравновесных носителей заряда в ансамбле nc-Si позволило разработать модель, согласно которой уже при комнатной температуре фотовозбужденные носители образуют динамически связанные подсистемы экситонов и свободных электронов и дырок [5]. Излучательная рекомбинация происходит при анигилиации экситонов с характерным временем τ_r , безызлучательная рекомбинация реализуется только для свободных носителей на поверхностных центрах со средним временем жизни τ_{nr} . Действительно, согласно выполненным расчетам [6] в кремниевых нитях с диаметром 1-5 нм возможно существование экситонов уже при комнатной температуре (энергия связи экситонов E_{exc} составляет сотни мэВ) (рис.1, вставка). Однако, прямое экспериментальное наблюдение экситонных пиков затруднено вследствие распределения нанокристаллов по размерам. Поэтому выполненные в работе эксперименты по влиянию диэлектрических сред на излучательные характеристики ПК (рис.1) можно считать экспериментальным доказательством существования экситонов в nc-Si.

Рис.1. Спектры ФЛ в вакууме $\epsilon=1$ (1), атмосфере бензола $\epsilon=2.5$ (2), этанола $\epsilon=24$, (3) и метанола $\epsilon=33$ (4) при температуре $T=300$ К. Вставка на рисунке показывает зависимость расчетных значений E_{exc} от величины ϵ для нанокристаллов с размерами 2 и 4 нм.

Из рис.1 видно, что заполнение пор различными диэлектрическими жидкостями с высокой диэлектрической проницаемостью ϵ приводило к гашению ФЛ, связанному с термическим распадом экситонов при данной температуре вследствие уменьшения их энергии связи.

Одновременно регистрировался рост поглощения ИК излучения на свободных носителях заряда (ПСН) вследствие перераспределения между подсистемами связанных и свободных носителей заряда в пользу последних (рис.2, (1)).

Рис.2. Диаграммы для концентрации и времени релаксации свободных неравновесных носителей заряда для ПК в вакууме, атмосфере бензола и этанола. (1-концентрация, 2-время релаксации).

Влияние диэлектрических сред на ФЛ и ПСН было практически полностью обратимым в циклах напуск-откачка. Поэтому с учетом данных работы [2] полагается, что указанное влияние в первом приближении обусловлено лишь изменением ϵ среды, окружающей nc-Si.

Кинетики релаксации ФЛ описываются так называемой растянутой экспонентой:

$$I_{PL}(t) = I_{PL}(0) \exp\left[-\left(\frac{t}{\tau_{PL}}\right)^\beta\right], \quad (1)$$

причем параметры τ_{PL} (время релаксации ФЛ) и β (параметр неэкспоненциальности) зависят от длины волны рекомбинационного излучения λ . Данные зависимости (1) описывают распределение нанокристаллов по сечению [5]. На рис.3 приведены кривые $\tau_{PL}(\lambda)$ и $\beta(\lambda)$ для исследованных образцов. Как видно из рис.3, зависимости (1) приближаются к экспоненте для $\lambda > \lambda_{max}=650$ нм, величины τ_{PL} лежат в микросекундном диапазоне и наблюдается их падение в средах с высоким значением ϵ .

Рис.3 Зависимости времени релаксации ФЛ и параметра неэкспоненциальности β от длины волны рекомбинационного излучения для ПК в вакууме (1), атмосфере бензола (2) и этанола (3) при $T=300$ К.

Кинетики релаксации ПСН также описывались функциями (1) с параметрами τ_{FC} (время релаксации свободных неравновесных носителей заряда) и β хорошо соответствующими τ_{PL} и β для сигнала ФЛ в максимуме спектра, что хорошо объясняется в рамках нашей модели [5], поскольку именно экситоны, ответственные за излучение с $\lambda=\lambda_{max}$, дают основной вклад в общий процесс рекомбинации неравновесных носителей заряда. Было зарегистрировано уменьшение величины τ_{FC} в средах с высоким значением ϵ (рис.2, (2)).

Обнаруженные изменения кинетических параметров ФЛ и ПСН после заполнения пор средами с высоким значением ϵ можно объяснить в рамках нашей модели следующим образом. Вследствие малой эффективности ФЛ в изучаемых образцах ПК очевидно следует соотношение для времен излучательной и безызлучательной рекомбинации: $\tau_r > \tau_{nr}$. Это соотношение усиливается при переходе к nc-Si с большими размерами (люминесцирующими в длинноволновой области спектра) за счет роста τ_r [5]. Следовательно, именно для таких nc-Si в соответствии с теоретическим расчетом, выполненным в [5], относительное уменьшение концентрации экситонов должно вызывать падение времен релаксации сигналов ФЛ и ПСН. В измерениях ПСН разделить вклады от nc-Si различных размеров невозможно, поэтому фиксируется некоторое усредненное τ_{FC} , но для случая ФЛ предсказываемый моделью эффект зависимости изменения τ_{PL} от длины волны регистрируется достаточно четко (рис.3).

К снижению числа экситонов (и, соответственно, уменьшению интенсивности ФЛ) при фиксированной температуре приводит также адсорбция молекул, образующих на поверхности nc-Si комплексы с переносом

сом заряда, которые своим кулоновским полем разрушают экситоны [2]. Возникающие при этом свободные носители заряда рекомбинируют безызлучательно. Эффект гашения ФЛ при адсорбции акцепторных и донорных молекул на примере молекул NO_2 и $\text{C}_5\text{H}_5\text{N}$ иллюстрирует рис.4.

Рис.4. Спектры ФЛ ПК в вакууме (1), в атмосфере NO_2 при $P=10$ Torr (2), в атмосфере $\text{C}_5\text{H}_5\text{N}$ при $P=10$ Torr (3). На вставке к рисунку показана зависимость интенсивности ФЛ ПК, измеренной в максимуме спектра, от давления NO_2 (2) и $\text{C}_5\text{H}_5\text{N}$ (3).

Значительный сдвиг максимума спектра в коротковолновую область и большая степень гашения ФЛ при адсорбции молекул NO_2 обусловлены уменьшением размеров nc-Si и образованием дефектов, соответственно, вследствие окисления их поверхности. Как следует из данных ИК-спектроскопии, окисление образцов в атмосфере NO_2 начинается при $P>0.1$ Torr и растет с увеличением давления.

Спиновые центры на поверхности кремниевых нанокристаллов

Согласно проведенному исследованию, основным типом парамагнитных дефектов в ПК (как в свежеприготовленном, так и в окисленном) являются P_{b0^-} и P_{b1^-} -центры ($g_1=2.01$, $g_2=2.0022$ и $g_1=2.01$, $g_2=2.0062$, $g_3=2.0025$, соответственно) - оборванные связи кремния на границе раздела Si/SiO_2 [7,8]. На основе теоретического анализа величин g-факторов P_b -центров в nc-Si предложена модель данных дефектов с учетом специфики исследуемого объекта, согласно которой в ближайшем окружении дефектного атома Si находится атом водорода (P_{b0} -центры) и атомы водорода и кислорода (P_{b1} -центры) [7]. О присутствии водорода и кислорода в составе поверхностного покрытия nc-Si свидетельствуют данные ИК-спектроскопии.

При термовакуумных прогревах при $T \geq 250$ °C концентрация дефектов в nc-Si увеличивается вследствие десорбции водорода. Выдержка образцов на воздухе в течение нескольких дней (или отжиг в течение нескольких минут) также приводит к росту числа P_b -центров вследствие окисления поверхности nc-Si [8].

С целью выявления особенностей процессов релаксации возбужденных спиновых центров на поверхности nc-Si в работе были впервые рассчитаны их времена спин-решеточной релаксации T_1 , используя, так называемый, метод насыщения [8]. Для увеличения концентрации дефектов в исследуемых образцах последние подвергались термовакуумному отжигу при температуре 250 °C в течение часа. Кривые зависимости интенсивности сигнала ЭПР от мощности микроволнового излучения, измеренные в вакууме и в кислороде, представлены на рис.5.

Рис.5. Зависимости интенсивности сигнала ЭПР от мощности микроволнового излучения в резонаторе, измеренные в вакууме (1) и кислороде (2).

Обнаружено насыщение сигнала ЭПР в вакууме и снятие его в атмосфере кислорода. Полученные данные позволили оценить величины T_1 для nc-Si в вакууме и в атмосфере кислорода, которые составили 10^{-4} с и $<10^{-6}$ с, соответственно. Замедление процесса передачи энергии возбуждения от спинов к решетке в вакууме для образцов ПК объясняется уменьшением числа фононных мод и изменением электрон-фононного взаимодействия в ансамбле nc-Si по сравнению с объемным кремнием [9]. Ускорение процесса релаксации спинов в атмосфере кислорода обусловлено «включением» дополнительного механизма релаксации энергии возбуждения - спин-спинового взаимодействия парамагнитных молекул кислорода с локализованными на поверхности nc-Si дефектами.

Влияние активных молекул на электронные свойства кремниевых нанокристаллов

Наряду со значительным влиянием на излучательные характеристики nc-Si в слоях микропористого кремния взаимодействие активных молекул с поверхностью nc-Si в слоях мезопористого кремния приводило к резкому росту концентрации свободных носителей заряда (дырок и электронов, соответственно). Данный процесс на примере адсорбции NO_2 иллюстрируют рис.6 и 7.

На первом из них представлены спектры ИК-поглощения $\alpha(v)$ свежеприготовленного ПК (преимущественно с водородным покрытием поверхности – поглощение на Si-H_2 , Si-H_x связях) и окисленного в атмосфере NO_2 ПК (оксиду соответствует полоса поглощения на Si-O-Si валентных колебаниях). Монотонная составляющая спектра $\alpha(v)$, обусловленная поглощением ИК излучения свободными носителями заряда в nc-Si и описываемая классической моделью Друде [7], увеличивается в атмосфере NO_2 . Это и означает рост концентрации дырок в nc-Si, и может быть формально записано в следующем виде: $\text{NO}_2 + \text{nc-Si} \rightarrow \text{nc-Si}-(\text{NO}_2)^- + h^+$, где первое слагаемое в правой части данного выражения обозначает комплекс анионного типа на поверхности nc-Si, в котором пунктирная черта является условным обозначением комплекса с переносом заряда [3], h^+ – дырка, выбрасываемая в объем нанокристалла.

На рис.7 представлены концентрации дырок и P_{bl} -центров в зависимости от давления NO_2 . Характерный вид спектров ЭПР nc-Si в слоях мезопористого кремния в вакууме и в атмосфере NO_2 показан на рис.8.

Рис.8. Спектры ЭПР образцов ПК вакууме (1) и при различных давлениях NO_2 : $P=0.1 \text{ Torr}$ (2), $P=10 \text{ Torr}$ (3).

Гипотеза о формировании донорно-акцепторных пар $P_{bl}^+-(\text{NO}_2)^-$ на поверхности nc-Si при адсорбции молекул NO_2 позволяет объяснить противоречие между относительно небольшим ростом концентрации свободных носителей заряда в ПК (в пределах порядка величины) и огромным увеличением проводимости – на 2-3 порядка [4]. Действительно, суммарный заряд возникающих пар равен нулю, в то время как в свежеприготовленных образцах присутствуют в большом количестве заряженные дефекты (P_{bl}^+), на которых носители заряда претерпевают рассеяние. Таким образом,нейтрализация заряженных спиновых центров в процессе адсорбции молекул NO_2 приводит к резкому увеличению подвижности дырок за счет уменьшения их рассеяния. Следовательно, значительный рост проводимости ПК в атмосфере NO_2 обусловлен, в основном, не ростом концентрации дырок, а увеличением их подвижности в ансамблях связанных nc-Si.

На основе полученных данных была развита микроскопическая модель взаимодействия молекул NO_2 с поверхностью nc-Si. Данное взаимодействие является сложным физико-химическим процессом, включающим в себя адсорбцию с переносом заряда и возникновение донорно-акцепторных пар $P_{bl}^+-\text{NO}_2^-$, а также хемосорбцию, ведущую к окислению поверхности nc-Si. Появление адсорбционных $P_{bl}^+-\text{NO}_2^-$ комплексов приводит к увеличению концентрации свободных носителей заряда (дырок) (рис.7) в nc-Si вследствие “пассивации” P_{bl} -центров. Происходящее наряду с этим окисление поверхности ПК сопровождается возникновением новых P_{bl} -центров (рис.7,8), что значительно лимитирует рост концентрации дырок вследствие захвата последних на указанные дефекты. При давлениях NO_2 порядка 0.1 Торр и менее дефектообразование практически отсутствует, и концентрация дырок в нанокристаллах приближается к уровню легирования исходной моноцирсталической подложки (рис.7). Таким образом, процесс адсорбционного легирования ПК наиболее эффективен при

малых давлениях газа NO_2 (рис.7), что может быть использовано при разработке сенсоров нового поколения на молекулы NO_2 [4].

Основные выводы

- (1). Развита модель рекомбинационных процессов в nc-Si, в основе которой лежит концепция экситонной природы люминесценции.
- (2). Предложена микроскопическая модель дефектов на поверхности nc-Si.
- (3). Обнаружено замедление в вакууме процесса спин-решеточной релаксации в ансамбле nc-Si. Впервые рассчитаны времена спин-решеточной релаксации дефектов в nc-Si.
- (4). Предложена микроскопическая модель взаимодействия акцепторных и донорных молекул с поверхностью nc-Si.

Полученные данные по влиянию состояния поверхности nc-Si на их электронные и оптические свойства могут быть использованы при создании новых светоизлучающих приборов, базирующихся на кремниевой технологии, а также при разработке высочувствительных и селективных газовых сенсоров.

Литература

1. O. Bisi, S. Ossicini, L. Pavesi, Surf. Sci. Rep. **38**, 1 (2000).
2. П.К. Кашкаров, Е.А. Константина, В.Ю. Тимошенко, ФТП **30**, 1479 (1996).
3. Ф. Ф. Волькенштейн, Электронные процессы на поверхности полупроводников при хемосорбции, Наука, Москва, (1987).
4. L. Boarino, C. Baratto, F. Geobaldo, G. Amato, E. Comini, A.M. Rossi, G. Faglia, G. Lerondel, G. Sberveglieri, Material Sci.and Engin. B69–70, 210 (2000).
5. П.К.Кашкаров, Б.В.Каменев, Е.А.Константина, А.И.Ефимова, А.В.Павликова, В.Ю.Тимошенко, УФН 168, 577 (1998).
6. M.G.Lisachenko, E.A.Konstantinova, P.K.Kashkarov, V.Yu.Timoshenko, Phys. Status Solidi (a) 182, p.297-300 (2000).
7. Е.А. Константина, Л.А. Осминкина, К.С. Шаров, Е.В. Курепина, П.К. Кашкаров, В.Ю. Тимошенко, ЖЭТФ, 2004, в печати.
8. Е.А.Константина, В.Ю.Тимошенко, П.К.Кашкаров, Поверхность, №2, с.32-35 (1996).
9. I.H. Campbell, P.M. Fauchet, Sol. St. Com., **58**, 739 (1986).

ИМПЕДАНС СИСТЕМЫ “ПОРИСТЫЙ ОКСИД АЛЮМИНИЯ – ВОДА” В ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУР ВБЛИЗИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ВОДА-ЛЕД

Физик Королёв Ф.А., доцент Кыттин В.Г., профессор Козлов С.Н.

Значительный интерес представляют процессы кристаллизации и плавления низкоразмерных фрагментов воды, заключённых в микропористую твердотельную матрицу. Известно, в частности, что температура фазового перехода вода – лед в низкоразмерных фрагментах воды может быть существенно понижена, однако экспериментально это явление изучено еще недостаточно [1]. В представленной работе предложен новый метод регистрации фазового перехода в микрокластерах воды, заключенных в микропористую диэлектрическую матрицу, основанный на исследовании импеданса системы “пористый диэлектрик-вода”.

В качестве микропористой твердотельной матрицы использовались плёнки пористого оксида алюминия толщиной 8–40 мкм, изготовленные путём двухступенчатого анодирования тонкой алюминиевой фольги в двух типах электролита: серной и щавелевой кислотах. Были исследованы пленки Al_2O_3 двух типов: с порами диаметром 20–25 нм и 100 нм. Сверху на слой пористого оксида наносился проводящий контакт диаметром 1 мм, пропускающий молекулы воды.

Для проведения измерений исследуемые образцы помещались в вакуумную систему, куда после предварительной откачки напускались пары воды. Перед началом измерений образцы выдерживались в насыщенных парах воды до стабилизации их свойств (обычно в течение 4–5 часов). Охлаждение образцов осуществлялось при помощи Пельтье-элемента. Температура образцов медленно изменялась в пределах от -12°C до $+15^\circ\text{C}$ и одновременно снимались зависимости импеданса от частоты. Измерения импеданса оксидов с адсорбированной водой проводились на автоматизированном импеданс-анализаторе HP 4192A в диапазоне частот от 5 Гц до 13 МГц при амплитуде возбуждающего сигнала 50 мВ.

После напуска паров воды в экспериментальную ячейку происходило резкое (на 2–3 порядка) уменьшение импеданса исследуемых структур. В качестве иллюстрации на рис. 1 приведены типичные зависимости мнимой части импеданса от действительной (Cole-Cole impedance plot) для образцов оксида алюминия с порами диаметром 100 нм, заполненными адсорбированной водой. Из этих (и аналогичных) графиков была определена эквивалентная схема, позволяющая полностью описать импеданс исследуемых структур в широком диапазоне частот. Низкочастотные хвосты на зависимостях мнимой части импеданса от действительной (которым соответствует в эквивалентной схеме элемент с постоянной фазой CPE2), отражают вклад в общий импеданс структуры барьераного слоя (тонкого плотного слоя Al_2O_3 , прилегающего к алюминию). Параллельная цепочка, составленная из R и CPE1, образует деформированный полукруг в комплексной плоскости и описывает электрические свойства “объема” пористого оксида алюминия с адсорбированной водой. Сущест-

венно, что в условиях 100% влажности величина сопротивления R полностью определяется зарядовым транспортом по сконденсированной в микропорах оксида воде.

Рис. 1. Зависимость мнимой части импеданса от действительной для системы пор- $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-H}_2\text{O}$ ($d_{\text{пор}}=100$ нм) и её эквивалентная схема.

На рис. 2 представлены температурные зависимости величины сопротивления R для образцов Al_2O_3 с порами двух разных диаметров. Из рис. 2а видно, что для образца оксида алюминия с диаметром пор 100 нм наиболее существенный рост сопротивления начинается при температуре, близкой к 0°C . В случае образца пористого оксида алюминия с порами меньшего диаметра ($d_{\text{пор}}=20\text{--}25$ нм) достаточно резкое увеличение сопротивления адсорбированной в нанопорах воды регистрируется при более низкой температуре: в диапазоне $-3\text{--}-5^\circ\text{C}$ – см. рис. 2б. Наблюдаемые резкие изменения сопротивления естественно связать с фазовым переходом вода-лед в нанопорах пористой оксидной матрицы. Отметим, что оценки величины снижения температуры плавления льда по формуле Гиббса-Томсона [2] приводят к величинам $\Delta T \sim 5\text{--}6^\circ\text{C}$ и $\Delta T \sim 1\text{--}1,5^\circ\text{C}$ для микрокристаллов льда размерами 20 нм и 100 нм, соответственно. В нашем случае фрагменты воды, по-видимому, представляют собой вытянутые вдоль направления пор микрокапли и температура фазового перехода для них может отличаться от 0°C несколько меньше, чем для фрагментов H_2O сферической формы.

Рис. 2. Зависимости сопротивления слоёв пористого оксида алюминия с адсорбированной водой от температуры: а). $d_{\text{пор}}=100$ нм; б). $d_{\text{пор}}=20-25$ нм.

Фазовый переход вода-лед хорошо виден также на зависимостях проводимости $G=R^{-1}$ от обратной температуры для пористых оксидных пленок с порами диаметром 100 нм (рис. 3а) и 20-25 нм (рис. 3б). Как видно из рис. 3, энергия активации проводимости по заключенной в нанопоры воде находится в пределах 0,25–0,3 эВ, что несколько меньше, чем для “объемной” воды [3]. Видимо, это связано со спецификой протонного транспорта вдоль стенок твердотельной матрицы (отметим, что энергия активации проводимости по воде, заключенной в более узкие поры, несколько меньше, чем в случае пор большего диаметра – см. рис. 3а и 3б). Таким образом, в настоящей работе обнаружено влияние размеров пор на процессы транспорта протонов по адсорбированной воде. Немонотонный характер температурной зависимости проводимости воды, заключённой в нанопоры Al_2O_3 , связывается с фазовым переходом вода-лед в низкоразмерных фрагментах воды. Температура фазового перехода вода-лед в порах диаметром 100 нм близка к 0 °C, а в порах диаметром 20-25 нм – понижена на 3-5 °C.

Рис. 3. Температурные зависимости проводимости по адсорбированной в нанопорах оксида алюминия воде для образцов с диаметрами пор: 100 нм (а) и 20-25 нм (б).

Список литературы.

1. A. Bogdan, M. Kulmala, N. Avramenko, Phys. Rev. Lett. 17, 1042 (1998).
2. C. L. Jackson, G. B. McKenna, J. Chem. Phys. 93, 9002 (1990).
3. A. Iverson, J. Phys. Chem. 68, 515 (1964).

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АНИЗОТРОПНО НАНОСТРУКТУРИРОВАННОГО КРЕМНИЯ

Ассистент *Форш П.А.*, аспирант *Жигунов Д.М.*,
вед. научн. сотр. *Тимошенко В.Ю.*

Пористый кремний (ПК), состоящий из кремниевых нанокристаллов, образующихся в результате электрохимического травления монокристаллических подложек, привлекает к себе внимание исследователей в связи с перспективами его применения в оптике, электронике и сенсорике. Было обнаружено, что слои ПК, приготовленные на низкосимметричных подложках, в частности, на пластинах с кристаллографической ориентацией поверхности (110) обладают заметной анизотропией оптических свойств, что связано с анизотропией формы кремниевых нанокристаллов [1]. До настоящего времени основное внимание уделялось изучению линейных [2] и

нелинейных [3] оптических свойств анизотропных слоев ПК. В то же время, можно ожидать сильную анизотропию электрической проводимости в подобных наноструктурированных системах. В настоящей работе были исследованы особенности переноса носителей заряда в слоях ПК с сильной латеральной анизотропией.

Исследованные в работе слои ПК получались методом электрохимического травления ($j=40 \text{ mA/cm}^2$) монокристаллических пластин $p^{++}\text{-Si:V}$ ($\rho=1\div 5 \text{ мОм}\cdot\text{см}$) с ориентацией поверхности (110) в растворе HF (48 %) с этанолом в соотношении 1:1. Пористость образцов составляла примерно 60 %. Отделение пленки от подложки осуществлялось путем резкого увеличения плотности тока до 500 mA/cm^2 . Толщина отделенных слоев пористого кремния равнялась примерно 70 мкм. Полученный указанным выше способом ПК состоял из нанокристаллов кремния размером порядка 10 нм, вытянутых вдоль кристаллографической оси [1 $\bar{1}$ 0] [4]. Для измерения фотоэлектрических характеристик на поверхности образцов напылялись алюминиевые контакты в двух различных конфигурациях: параллельно лежащей в плоскости слоя кристаллографической оси [1 $\bar{1}$ 0] и перпендикулярно ей (т.е. параллельно оси [001]). Расстояние между контактами составляло около 100 мкм.

Проведенные нами исследования вольт-амперных характеристик полученных слоев ПК показали, что сила тока нелинейно зависит от приложенного к образцу напряжения (U). При этом темновая проводимость (σ_d) экспоненциально зависит от $U^{1/2}$. Такая зависимость характерна для механизма Пула-Френкеля, который заключается в возрастании вероятности тепловой ионизации кулоновских центров в твердых телах под влиянием внешнего электрического поля [5]. В нашем случае под действием электрического поля возможно увеличение тепловой эмиссии носителей заряда через потенциальные барьеры между нанокристаллами за счет уменьшения высоты барьеров.

Температурные зависимости σ_d исследованных образцов ПК вдоль кристаллографических направлений [1 $\bar{1}$ 0] и [001] приведены на рис. 1. Как видно из рисунка, зависимости $\sigma_d(T)$ во всей области исследованных температур имеют активационный характер. При этом величина темновой проводимости вдоль оси [1 $\bar{1}$ 0] значительно выше, а значение ее энергии активации (E_A) существенно ниже, чем вдоль оси [001]. Из приведенного рисунка следует также, что различие в значениях σ_d вдоль направлений [1 $\bar{1}$ 0] и [001] уменьшается с повышением температуры. Измерения показали, что величина E_A уменьшается с увеличением приложенного к образцу напряжения.

Рис. 1. Температурные зависимости проводимости вдоль кристаллографических направлений [1 $\bar{1}$ 0] (1) и [001] (2) ПК с ориентацией поверхности (110).

Известно, что анизотропия оптических свойств ПК успешно описывается с помощью модели эффективной среды [2,6]. Для корректного использования указанной модели в случае проводимости ПК необходимо принять в расчет влияние потенциальных барьеров между нанокристаллами на электрический транспорт. В этом случае энергия активации проводимости может определяться положением уровня Ферми относительно потолка валентной зоны и высотой потенциальных барьеров между нанокристаллами, определяющей активационную зависимость подвижности. Уменьшение высоты потенциальных барьеров за счет экранирования при повышении температуры и при увеличении приложенного напряжения может привести, соответственно, к уменьшению анизотропии σ_d и к снижению величины E_A .

Исследование влияния анизотропии структуры ПК на фотопроводимость (σ_{ph}) показало, что величина σ_{ph} вдоль оси [1 $\bar{1}$ 0] выше, чем вдоль оси [001]. Было также установлено, что анизотропия фотопроводимости уменьшается с увеличением интенсивности света, падающего на образец. Это согласуется с предположением о влиянии потенциальных барьеров между нанокристаллами на перенос носителей заряда в ПК.

Таким образом, проведенные исследования показали, что электропроводность и фотопроводимость в слоях ПК с ориентацией поверхности (110) существенно выше вдоль кристаллографической оси [1 $\bar{1}$ 0], чем вдоль оси [001]. Анизотропия электрического транспорта зависит от приложенного напряжения и температуры. Полученные результаты могут быть объяснены на основе модели эффективной среды с учетом наличия барьеров на границах нанокристаллов. Обнаруженная сильная анизотропия электрического транспорта может быть использована при создании сверхбыстрых электрических устройств и сенсоров на основе наноструктурированного кремния.

Литература.

- [1] D. Kovalev, G. Polisski, J. Diener, H. Heckler, N. Künzner, V. Yu. Timoshenko, F. Koch: Appl. Phys. Lett. 78, 916 (2001).
- [2] V. Yu. Timoshenko, L. A. Osminkina, A. I. Efimova, L. A. Golovan, P. K. Kashkarov, D. Kovalev, N. Künzner, E. Gross, J. Diener, F. Koch, Phys. Rev. B 67, 113405 (2003).
- [3] L. A. Golovan, V. Yu. Timoshenko, A. B. Fedotov, L. P. Kuznetsova, D. A. Sidorov-Biryukov, P. K. Kashkarov, A. M. Zheltikov, D. Kovalev, N.

- Künzner, E. Gross, J. Diener, G. Polisski, F. Koch, Appl. Phys. B 73, 31 (2001).
- [4] N. Kunzner, D. Kovalev, J. Diener, E. Gross, V.Yu. Timoshenko, G. Polisski, F. Koch, M. Fujii. Optics Letters 26, 1265 (2001).
- [5] J. Frenkel. Phys. Rev. 54, 647 (1938).
- [6] Л.П. Кузнецова, А.И. Ефимова, Л.А. Осминкина, Л.А. Головань, В.Ю. Тимошенко, П.К. Кашкаров. ФТТ 44, 780 (2002).

МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ: ОТ ТЕОРИИ К ПРАКТИКЕ

Вед. научн. сотр. Тишин А.М.

Создание компактного, экологически безопасного, энергетически эффективного и высоконадежного охлаждающего устройства, работающего в диапазоне комнатных температур, в настоящее время является чрезвычайно актуальной задачей. Среди различных альтернативных технологий охлаждающих устройств магнитное охлаждение привлекает все большее внимание исследователей во всем мире. Магнитное охлаждение может использоваться в охлаждающих устройствах высокоскоростных компьютеров и ВТСП-приборов, в кондиционерах для жилых и производственных помещений, в бытовых и промышленных холодильниках. Магнитный холодильник экологически безопасен, позволяет снизить потребление электроэнергии (к.п.д. достигает 80%). По расчетам специалистов замена только некоторых из традиционных холодильных устройств на магнитные позволит снизить общее энергопотребление, например, в США, не менее, чем на 5-7 %.

В основе технологии магнитного охлаждения лежит магнитокалорический эффект (МКЭ) – способность любого магнитного материала изменять свою температуру и энтропию под воздействием магнитного поля. Помимо высокой эффективности и экологичности, одним из преимуществ аппаратов магнитного охлаждения является более высокая плотность рабочего материала – твердого тела – по сравнению с плотностью пара или газа в традиционных холодильниках. Изменение энтропии на единицу объема в твердых магнитных материалах в 7 раз выше, чем в газе, что позволяет создавать значительно более компактные холодильники. Само магнитное рабочее тело служит аналогом хладагентов, используемых в традиционных парогазовых холодильных установках, а процесс размагничивания-намагничивания – аналогом циклов сжатия-расширения.

Действующая модель магнитного бытового холодильника была изгото-
влена совместно Astronautics Corporation of America и Ames Laboratory и
впервые продемонстрирована на конференции «большой восьмерки» в
Детройте в мае 2002 года. Таким образом, доказано, что технология маг-
нитного охлаждения в области комнатных температур принципиально
осуществима, хотя для её коммерческой реализации необходимо решить
ряд научных и конструкторских задач. В частности, необходим поиск эф-
фективных рабочих тел, обладающих большой величиной МКЭ в области
комнатных температур.

Работы по исследованию МКЭ были начаты на физическом факультете МГУ под руководством проф. Акулова Н.С., Белова К.П. и др. Поскольку максимальной величины МКЭ достигает при температурах магнитных фазовых переходов, то особое внимание уделялось физике МКЭ в этих областях температур. В частности, в группе проф. Никитина С.А. с участием автора доклада был обнаружен материал, обладающий наибольшей удельной величиной МКЭ в области комнатных температур – сплав $Fe_{0.49}Rh_{0.51}$ (Nikitin S.A., Myalikguliev G., Tishin A.M. et al, 1990, *Phys. Lett.A* **148**, 363). В настоящем сообщении представлены результаты исследований МКЭ, выполненных по теме «Магнетизм наноразмерных и функциональных материалов» кафедры за последние 10 лет:

1. Предложен простой и эффективный метод оценки перспективности соединения с точки зрения его использования для магнитного охлаждения. Метод основан на измерении величины сдвига точки расположения магнитного фазового перехода под действием приложенного магнитного поля.
2. Установлено, что в общем случае максимальная величина МКЭ достигается только при близости величин изотермического и изополевого вкладов в магнитную часть энтропии.

3. Показано, что изменение температуры вещества за счет МКЭ не может привести к смене его начального магнитного фазового состояния.

4. Обнаружено, что на магнитной фазовой диаграмме может быть выделена специфическая температура, при которой величина теплоемкости не изменяется под воздействием магнитного поля. Установлено, что данная температура точно соответствует точке расположения аномалии МКЭ. Показана прямая связь между характером поведения температурных зависимостей теплоемкости и МКЭ. Продемонстрировано, что если известен вид зависимости одного из свойств, то характер поведения второго (количество минимумов и максимумов, точки их расположения и т.д.) может быть однозначно установлен.

5. Проведено теоретическое и экспериментальное исследование природы МКЭ в ряде новых интерметаллических соединений (в частно-
сти, $Gd_5(Si_xGe_{1-x})_4$, $LaFe_{13-x}Si_x$, $MnFeP_xAs_{1-x}$, обнаруживающих сосуще-

ствование магнитных и структурных фазовых переходов в области комнатных температур), а также молекулярных кластерах Mn₁₂, Fe₈.

Ниже представлен список основных публикаций по данной проблематике за последние годы:

1. A.M. Tishin, Y.I. Spichkin. The Magnetocaloric Effect and Its Applications. IOP Publishing, Ltd., Bristol and Philadelphia, UK, 2003, 475 p.
2. S.Yu. Dan'kov, A.M. Tishin, V.K. Pecharsky, K.A. Gschneidner, Jr., Phys. Rev. B, 1998, v. 57, N. 6, pp.3478-3490.
3. V.K. Pecharsky, K.A. Gschneidner, Jr., A.O. Pecharsky and A.M. Tishin, Phys. Rev. B, 2001, v. 64, n. 144406-1 to 144406-13.
4. A.M. Tishin, K.A. Gschneidner, Jr., V.K. Pecharsky, Phys. Rev. B, 1999, v. 59, pp. 503-511.
5. A.M. Tishin, J. of Magn. and Magn. Mater., 1998, v. 184, n.1, pp. 62-66.
6. A.M. Tishin, Adv. in Cryog. Eng., 1998, v. 43, pp.1549-1555.
7. A.M. Tishin, Adv. in Cryog. Eng., 2000, v. 46 (Parts A&B), pp. 391-396.
8. A.M. Tishin, Magnetocaloric effect in the vicinity of phase transitions, In Handbook of Magn. Mater., Ed. by K.H.J. Buschow (North-Holland), 1999, v.12, ch. 4, p. 395-524.
9. A.M. Tishin, Magnetocaloric Effect: From Theory to Practice, Encyclopedia of Materials: Science and Technology, Ed.-in Chief K.H.J. Buschow, R.W. Cahn, et.al., Elsevier Science Ltd., 2001, pp.5035-5041.

АВТОВОЛНОВАЯ САМООРГАНИЗАЦИЯ В БИОСИСТЕМАХ

Профessor Твердислов В.А.

Известно большое число биологических структур, обладающих ярко выраженной регулярностью и симметрией, начиная от клеточного и заканчивая биосферным уровнями.

Так, в литературе приводится множество примеров упорядоченного спирального, расположения листьев вдоль стволов или их зародышей в почках - филлотаксис. Сложные спиральные структуры наблюдаются в цветках ромашки или в корзинке подсолнуха (вложенные или пересекающиеся спирали). Вьюнки имеют преимущественно правоспиральную закрученность. Белые грибы в лесу также образуют кольцевые структуры – «ведьмин круг».

Известны целые классы спиральных бактерий, также преимущественно «правых». Раковины многих видов моллюсков имеют правоспиральную закрученность. Окраска раковин также может иметь вполне выраженную регулярность.

Многие достижения последних лет в области физики, химии, биологии, биотехнологии, экологии, медицины явным или неявным образом связаны с представлениями об «активных средах», способных к пространственно-временной самоорганизации. Эти представления позволили создать модели, описывающие такие разнообразные процессы как работа лазеров, периодические химические реакции, распространение волн кристаллизации в переохлажденных жидкостях, распространение нервного импульса, свертывание крови, взаимодействие популяций, распространение эпидемий и т.д. В целом данный подход не должен быть обязательно тесно связан с рассмотрением физической основы систем, но призван отражать общую синергетическую природу их поведения.

Отдельные физические, физико-химические и некоторые биологические системы в рамках представлений об активных средах могут рассматриваться как изолированные, самодостаточные объекты. Однако значительное число биологических объектов, биоценозы, экосистемы, а также социальная сфера общества в принципе должны рассматриваться как иерархии сопряженных протяженных систем, каждая из которых является активной средой, поддерживающей развитие происходящих в ней процессов на всем ее пространстве. Основой процессов самоорганизации в активных средах является возможность возникновения в них автоколебательных и автоволновых режимов, приводящих к эволюционированию систем, их пространственно-временной регуляризации.

Распространение в пространстве процессов такого рода хорошо известно в науке. Так бежит фронт горения высокшей травы в степи (однократ-

ный ежегодно возобновляемый ресурс), волна кристаллизации в переохлажденной жидкости, волна излучения в лазере, так распространяется нервный импульс. Известно много систем физической, химической, биологической природы в которых возбуждение распространяется подобным образом, не затухая. Распространяющиеся таким способом волны называются автоволнами. В однородной среде они не изменяют скорости и формы импульса.

Наиболее известный пример, который позволяет выделить характерные режимы поведения активной среды – колебательная химическая реакция Белоусова–Жаботинского–Заикина. Открытая в 1951 году Б.П.Белоусовым, реакция впервые была воспроизведена в 1961 году на кафедре биофизики физического факультета МГУ. При отсутствии перемешивания в тонком слое жидкости реакция Белоусова–Жаботинского–Заикина становится распределенной системой – двумерной активной средой, в которой точечные осцилляторы последовательно взаимодействуют друг с другом, что сопровождается появлением распространяющихся концентрических цветных пространственных структур – *автоволны* распространяющихся вокруг так называемых *водителей ритма* – спонтанно возникающих центров колебаний. Распространяясь, автоволны не изменяют своей амплитуды, как это бывает с волнами в пассивной среде, где они затухают (как, например, звуки в воздухе). Автоволны не проходят друг сквозь друга, а аннигилируют при столкновении. Водитель ритма с самой высокой собственной частотой постепенно «съедает» всех своих конкурентов и втягивает всю систему в работу со своей частотой вплоть до полного истощения запаса свободной энергии в системе.

Замечательной биологической аналогией этой физико-химической системе могут служить концентрические кольца, образуемые лишайником *Paramelia ctentrifuga*. Концентричность распределения лишайников при их распространении вызвана истощением питательных веществ и их последующей регенерацией на субстрате.

До сих пор речь шла об автоволнах в однородной среде. В неоднородной активной среде происходит искажение волнового фронта, возможен его разрыв, возникновение и размножение спиральных автоволн, т.н. ревербераторов. Ревербераторы представляют собой сочетание право- и левозакрученных спиралей. В живой природе имеется великое множество примеров односпиральных структур и организмов. Примером могут служить правозакрученные раковины виноградных улиток *Helix pomatia*.

Химические ревербераторы в управляемых ситуациях могут образовывать вложенные спирали разных порядков. В реакционной системе Белоусова могут формироваться вложенные спирали вплоть до 4-го порядка.

На фотографиях среза аксоноподии солнечника *Actinosphaerium eichhornii* видна двойная вложенная спираль, образованная микротрубочками. По-видимому, здесь это уже фиксированный результат автоволнового

формирования аксоподии. Эволюционный выбор подобной структуры, по-видимому, связан с ее высокой эффективностью для совершения аксоподией поворотов, вращений и укорочения при захвате частичек пищи.

Известен пример спиральной автоволновой самоорганизации так называемых «социальных» амеб *Dictyostelium discoideum*, объединяющихся в определенной фазе жизненного цикла в единый организм под действием специфического атTRACTанта цАМФ, выделяемого отдельными клетками. Отмечено волновое движение протоплазмы на представленной стадии морфогенеза, формирующее структуру из вложенных спиралей. Следует заметить, что волновые движения протоплазмы скорее не исключение, а правило. В ряде работ рассмотрены эксперименты и модели механических автоволн в протоплазме клеток плазмодия *Physarum polycephalum* и в яйцеклетках лягушки *Rana temporaria*.

В настоящее время исследован целый ряд биологических систем, в которых формируются концентрические или спиральные автоволновые структуры: в культуре дрожжевых клеток, в ретине глаза цыпленка, в изолированной мышце желудка и т.д.

Пример трехмерной активной среды, в которой возникают электрические и механические автоволны – сердечная мышца. Существенно, что в сильно неоднородных системах или при рассинхронизации циклов в соседних локусах происходит переход от регулярности и взаимосогласованности к хаотическому автоволновому режиму. Подобное явление наблюдается в сердечной мышце при переходе от стандартного автоволнового режима к хаотическому, т.е. фибрилляции.

Заметим, что не во всех случаях регулярное автоволновое поведение является благом для биологической системы. Так в головном мозге при эпилептическом припадке возникают весьма регулярные волны электрического возбуждения. Более того, по известным данным, многим патологиям предшествует появление строго регулярных колебательных процессов.

Эритроциты относятся к клеткам, способным изменять свою форму. Однако в «дискомфортных» условиях на поверхности эритроцитов могут образовываться статические волновые структуры, абсолютно не свойственные нативным эритроцитам.

Менее известны двухавтоволновые модели. До сих пор мы говорили об автоволнах одной природы. Однако же многокомпонентная активная среда, в принципе, может обеспечить возникновение и взаимодействие автоволн разной химической природы.

Несколько лет назад Ф.И.Атауллахановым, выпускником кафедры физфака и ныне ее профессором, была высказана автоволновая гипотеза свертывания крови. Было предположено, а затем и подтверждено экспериментально, что рост тромба обеспечивается распространением в крови концентрационной тромбиновой автоволны. При этом в зоне за движущимся

фронтом этой волны создаются условия для зарождения еще одной автоволны – волны торможения свертывания. Последняя, двигаясь с большей, чем первая скоростью на некотором расстоянии от места повреждения сосуда настывает тромбиновую волну, останавливая дальнейшее свертывание.

Авторами цитируемой работы обнаружен феномен образования слоистых, или кольцевых структур. В ходе нормального роста тромба, его установка, согласно гипотезе, происходит тогда, когда волна ингибитора нагоняет волну тромбина. Ингибитор и тромбин перестают генерироваться, но продолжают диффузию распространяться, сильно уменьшаясь в своих концентрациях. При этом вокруг тромба возникает зона с повышенной концентрацией ингибитора – «зона торможения». В нормальных условиях эта зона надежно удерживает тромбин в допороговой области концентраций. Однако, если несколько изменить кинетические параметры процесса свертывания, например, уменьшить порог активации свертывания для тромбина, может произойти следующее. Тромбин, хоть и выйдет за пределы «зоны торможения» в очень низкой концентрации, но эта концентрация все равно окажется выше пороговой. Это приведет к новому быстрому нарастанию концентрации тромбина и рождению новой волны роста тромба. Вокруг первичного тромба, на некотором расстоянии начнет расти второй сгусток. Этот процесс приводит к формированию многослойного сгустка, в котором чередуются твердые и жидкые слои. Слоистые структуры были обнаружены экспериментально. Свертывание плазмы крови происходило в тонком слое и инициировалось стеклянным шариком (известно, что стекло сильно активирует свертывание). Последовательно возникали кольцевые слои твердой фазы.

Образование тромба, если посмотреть на задачу с общебиологической точки зрения, связано с разделением исходно изотропной среды на две части и формированием между ними четко выделенной резкой границы. Такая задача является типичной при формировании структур многоклеточного организма, при дифференцировке органов в ходе развития. Возможно, механизм, основанный на двух взаимодействующих автоволнах, природа использует при решении задач дифференцировки многоклеточных организмов. Эта заманчивая идея открывает, быть может, новый подход к выяснению механизмов морфогенеза.

Другой пример двухволнового процесса – перистальтика стенок пищевода, сердца, желудка, кишечника, мочеточника и других полых органов, волнообразно обеспечивающая перенос их содержимого в дистальном направлении. Встречная автоволна – антиперистальтика – формируется, например, в толстом кишечнике. Движение волны сокращений в оральном направлении обеспечивает удержание содержимого, а также лучшее всасывание воды и ионов.

В заключении следует отметить, что регулярность биологических структур во многих случаях непосредственно связана с автоволновой при-

родой морфогенеза, в частности в системах сопряженных активных сред, формирующих автоволны с остановкой.

АКТИВНЫЕ ФОРМЫ КИСЛОРОДА И АЗОТА В КЛЕТКАХ СЕРДЕЧНОЙ МЫШЦЫ. РЕДОКС-ЦИКЛ ЖЕЛЕЗА И ФЕРРИТИН

Профессор Рууге Э.К., Заббарова И.В., Свирияева И.В., * Шумаев К.Б.

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова;

*Институт биохимии им. А.Н. Баха РАН

Многими исследователями показано, что железо эффективно включаются в клетки сердечной мышцы и утилизируются ими, однако токсические эффекты, обусловленные взаимодействием накопленного железа с внутриклеточным кислородом и его активными формами, в нормальных физиологических условиях не проявляются. Наличие пула метаболически активной и легко подлежащей обмену формы железа имеет большое значение для осуществления его гомеостаза. Показано, что в клетках миокарда железо может без затруднений высвобождаться из Fe-содержащих белков, в первую очередь, из ферритина – универсального депо, содержащего несколько тысяч атомов железа. Было обнаружено, что железо может высвобождаться из ферритина при воздействии соединений, способных восстанавливать Fe(III) в ядре ферритина. Глутатион как тиол-содержащий восстановитель может восстанавливать Fe(III) и, таким образом, способствовать генерации активных форм кислорода и инициации перекисного окисления липидов. Подобная реакция восстановления Fe(III) показана также для супероксидных ион-радикалов, в избытке образующихся в кардиомиоцитах в условиях окислительного стресса. Цитотоксичными соединениями являются активные формы азота, метаболизм которых также связан с тиолами и ионами железа. Хорошо известно, что в реакции между супероксидным радикалом и оксидом азота (NO) образуется сильный окислитель – пероксинитрит (ONO^-). В то же время показано, что взаимодействие NO с ионами железа и глутатионом приводит к образованию нитрозоглутатиона и нитрозильных комплексов железа. Нами изучено взаимодействие ферритина с метаболитами оксида азота с целью выявления их антиоксидантных и прооксидантных свойств.

Обнаружено, что ферритин стимулирует индуцированное гидропероксидом трет-бутила и метмиоглобином свободно-радикальное окисление митохондрий сердца. В то же время, динитрозильные комплексы железа – физиологически значимая форма депонирования NO – и сочетание S-

нитрозоглутатиона и глутатиона эффективно ингибируют перекисное окисление липидов митохондриальных мембран.

С помощью спектроскопии ЭПР нами установлено, что в реакционной системе, содержащей митохондрии и ферритин в сочетании с S-нитрозоглутатионом и глутатионом, происходит образование динитрозильных комплексов железа. Антиоксидантный эффект динитрозильных комплексов железа подтверждается их деструкцией в супероксид-генерирующей системе ксантил-ксантиноксидаза. Радикалы O_2^- , образовавшиеся в результате прямого взаимодействия электронных переносчиков митохондрий с молекулярным кислородом, также перехватываются нитрозильными комплексами железа. Нами показано, что в условиях интенсивной генерации супероксидных радикалов в комплексе III (bc_1 сегменте) митохондриальной дыхательной цепи концентрация мононитрозильных комплексов и динитрозильных комплексов железа существенным образом снижается. Динитрозильные комплексы железа с глутатионом также реагируют с пероксинитритом. Обнаружено, что благодаря этому взаимодействию динитрозильные комплексы эффективно ингибируют вызванную пероксинитритом окислительную деструкцию β -каротина. Нельзя исключить, что интермедиаты, возникающие в ходе реакции динитрозильных комплексов и пероксинитрита, могут участвовать в образовании оксида азота. Такая регенерация NO может происходить с участием митохондриальных ферментов. Действительно, митохондрии увеличивают уровень регенерации тиолами динитрозильных комплексов железа, обработанных пероксинитритом.

Таким образом, динитрозильные комплексы железа, как и многие другие природные антиоксиданты, регенерируются под действием ферментативных систем клеток и низкомолекулярных восстановителей. В присутствии доноров оксида азота и низкомолекулярных тиолов, прооксидантные свойства ферритина могут инвертироваться в антиоксидантные, благодаря образованию нитрозильных комплексов. Другим механизмом антиоксидантного действия ферритина может быть связывание этим белком свободных ионов Fe(III), образующихся при деструкции динитрозильных комплексов железа. Равновесие между прооксидантными и антиоксидантными свойствами ферритина зависит, таким образом, от соотношения низкомолекулярных тиолов, супероксидных радикалов и оксида азота. Одним из регуляторов этих свойств могут быть митохондрии, являющиеся в кардиомиоцитах основным источником активных форм кислорода и азота.

Полученные результаты позволяют заключить, что баланс между прооксидантными и антиоксидантными процессами в клетках сердечной мышцы может определяться равновесием между динитрозильными комплексами железа, глутатионом, свободным железом и ферритином.

АВТОВОЛНЫ И СВЕРТЫВАНИЕ КРОВИ

Доцент Бутылин А.А., профессор Атауллаханов Ф.И.

1. Теоретические и экспериментальные исследования показали, что система свертывания крови человека обладает автоволновыми свойствами.

2. В соответствии с этими представлениями, свертывание крови происходит в три фазы – (1) инициация (начало) процесса, (2) автоволновая фаза роста тромботического сгустка и (3) окончание роста (остановка).

3. Традиционные методы исследования системы свертывания крови направлены, в основном, на первую фазу работы этой системы – фазу инициации.

4. Автоволновые представления о работе системы свертывания крови не только позволяют правильно описать работу этой системы, чрезвычайно сложно устроенной с биохимической точки зрения, но и выяснить роль так называемого внутреннего пути активации этой системы. Показано, что в основе механизма гемофилий А и В лежат нарушения процесса роста тромба, т.е. автоволновой природы свертывания крови.

5. Теоретические модели, описывающие систему свертывания, продемонстрировали существование новых типов активных сред и новых типов пространственно-динамических режимов для таких сред, в том числе – автоволн с остановкой.

МЕХАНИЗМЫ ФОРМИРОВАНИЯ ПОГЛОЩЕННОЙ ДОЗЫ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ПУЧКОВ ФОТОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ ЧЕРЕЗ ТКАНЕЭКВИВАЛЕНТНУЮ СРЕДУ

Мл. науч. сотр. Варзарь С.М., аспирант Куракин А.А., доцент Черняев А.П.

В результате взаимодействия ионизирующего излучения с биологическими средами, неупругого рассеяния и ядерных взаимодействий частиц первичного пучка с веществом, образуются вторичные частицы, оказывающие влияние на форму дозного распределения. Механизмы образования вторичных частиц различны как для разных типов ионизирующих излучений, так и для различных диапазонов энергий. В то время как вторичные частицы вносят определенный вклад в формирования поглощенной дозы и оказывают влияние на итоговую относительную биологическую эффективность ионизирующих излучений, в большинстве систем планирования лечения для различных видов ионизирующего излучения вклад в распределение дозы вторичных частиц не принимают во внимание, счи-

тая его пренебрежимо малым. Это позволяет сократить время расчета дозы методом Монте-Карло и в большинстве случаев оправдывает себя.

В этой связи представляется весьма актуальной задача исследования вклада различных механизмов взаимодействия с веществом в формирование дозы, поглощенной тканеэквивалентной средой.

В настоящей работе получены энергетические распределения вторичных электронов, позитронов и γ -квантов при прохождении через воду первичных пучков γ -квантов, электронов и позитронов, а также рассчитаны поглощенные дозы, сформированные вторичными частицами в диапазоне энергий первичного пучка 5–70 МэВ.

При взаимодействии фотонов с веществом образуется в результате комптон – эффекта ~ 3 электрона на один первичный фотон. В результате действия механизма образования электрон – позитронных пар – около 1 пары на 10 первичных фотонов. Вклад фотоэффекта незначителен. В обоих случаях число электронов с энергией 1–10 КэВ пренебрежимо мало и практически не зависит от размера фантома.

При взаимодействии электронов и позитронов с веществом более 90% вторичных δ -электронов имеют энергию 1–10 КэВ и уносят суммарную энергию в 2 раза меньшую чем δ -электроны с энергией $E_e > 10$ КэВ. В среднем образуется от 265 до 2500 вторичных электронов на один электрон первичного пучка. Энергия, поглощенная средой, с ростом энергии пучка γ -квантов от 5 до 70 МэВ уменьшается от 100% до $\sim 70\%$.

Энергия δ -электронов практически вся передается среде, а энергия вторичного тормозного излучения передается среде на 30–50%.

При взаимодействии позитронов со средой образующиеся аннигиляционные фотоны передают среде 30–60% своей энергии.

Одним из результатов работы является тот факт, что рост энергии частиц приводит к существенному различию между энергией, переданной вторичным частицам и дозой, поглощенной в результате взаимодействия этих частиц с веществом.

Проведенные модельные исследования приводят к заключению, что вторичные электроны образуются по всему объему вещества вдоль направления распространения первичного пучка, незначительно убывая с глубиной. Достигнуть появления максимума в распределении дозы при облучении пучками γ -квантов можно изменением магнитного поля, то есть действием градиента магнитного поля [1-2].

При облучении фантома, расположенного в магнитном поле, пучком электронов, несмотря на то, что вторичных электронов образуется на два – три порядка больше, чем электронов в первичном пучке, переданная им энергия невелика и составляет $\sim 32\%-36\%$. Количество электронов, которые имели бы энергию достаточную для совершения ими пробега в несколько сантиметров, составляет не более 2%, что принципиально не из-

меняет величину и глубинное расположение максимума. Таким образом максимум в распределении дозы возникает, в основном при действии магнитного поля на электроны первичного пучка.

Литература

1. Варзарь С. М., Тултаев А. В., Черняев А. П. Управление распределением дозы пучка электронов в лучевой терапии. Приборы и Техника Эксперимента, №1, с.113-117, 2002.
2. Варзарь С. М., Плотников А.Б., Тултаев А. В., Черняев А. П. Пространственное распределение дозы пучка электронов в магнитном поле. Медицинская физика. №1(13), с. 44-49, 2002.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДОЗЫ ПУЧКОВ ФОТОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ В СРЕДЕ

Аспирант Белоусов А.В., аспирант Грязнов С.В., доцент Черняев А.П.

Эффективность применения пучков ионизирующего излучения в лучевой терапии определяется такими характеристиками как отношение дозы передаваемой мишени (ткани содержащей раковые клетки) и окружающим здоровым тканям, отношение дозы в мишени к дозе на поверхности.

Для повышения эффективности облучения пучками фотонов и электронов предлагается располагать мишень в поперечном магнитном поле. Взаимодействие электронов с таким полем превращает их траектории в скручивающуюся спираль, что приводит к увеличению дозы в области мишени и уменьшению дозы за ней.

С помощью программы GEANT было проведено компьютерное моделирование влияния поперечного магнитного поля 0.5 – 6 Тл на распределение дозы пучков фотонов и электронов с энергиями от 20 до 70 МэВ. Расчеты показали, что для пучка электронов заметные изменения в распределении дозы возникают при напряженности поля > 0.5 Тл, для фотонов > 1 Тл [1]. Сравнение результатов облучения ткани пучком γ -квантов или электронов, когда мишень располагается в магнитном поле и без него, показывает, что можно добиться увеличения эффективности облучения мишени в 2 - 2.5 раза.

На разрезном микротроне НИИЯФ МГУ получены экспериментальные распределения дозы пучков электронов и тормозных γ -квантов с энергией 25 и 50 МэВ [2]. Для детектирования использовались как радиохромные пленки и стекла. Результаты экспериментов хорошо согласуются с модельными расчетами и подтверждают появление максимума

модельными расчетами и подтверждают появление максимума в распределении дозы при облучении мишени в поперечном магнитном поле.

Литература

1. Варзарь С.М., Тултаев А.В., Черняев А.П., "Управление распределением дозы пучка электронов в лучевой терапии", ПТЭ, №1, 2002, с.113-117
2. Белоусов А.В., Плотников А.Б., Шведунов В.И., Черняев А.П. Повышение эффективности облучения мишени пучками фотонов и электронов в лучевой терапии, ПТЭ, №6, 2003, с. 111-114.

ОЦЕНКА ВКЛАДА ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ В ОБЭ ПУЧКА ТОРМОЗНЫХ ФОТОНОВ

Аспирант Белоусов А.В., аспирант Грязнов С.В., доцент Черняев А.П.

Прохождение ионизирующих излучений через биологические среды сопровождается появлением вторичных частиц (электронов, протонов, нейтронов, ядер отдачи, фотонов и т.д.), которые образуются в результате неупругого рассеяния и ядерных реакций в элементах системы формирования медицинского пучка (коллимирующих диафрагмах, гребенчатых и модулирующих фильтрах, болюсах), а также в теле человека. Они возникают в результате взаимодействия первичного излучения с атомами и атомными ядрами, а также взаимодействия с веществом вторичных частиц. Механизмы образования вторичных частиц, их виды различаются как для разных типов ионизирующих излучений (фотонов, электронов, нейтронов, π -мезонов, протонов и ионов), так и для их энергий. Вторичные частицы влияют на форму распределения дозы и изменяют относительную биологическую эффективность ионизирующих излучений.

Роль фотоядерных реакций в большинстве действующих систем планирования лучевой терапии не учитывается из-за их небольшого вклада в общее значение дозы, передаваемой веществу. Однако при энергиях тормозных γ -квантов более 20 МэВ он оказывается заметным, поскольку значения ОБЭ для вторичных частиц (n , p , H^2 , He^3 , He^4) значительно больше единицы. Данное обстоятельство приводит к увеличению значения коэф-

фициента ОБЭ фотонов, по сравнению с стандартным значением ОБЭ фотонов равным 1.

В настоящей работе используется модель прямой передачи энергии γ -квантов продуктам реакции на основании которой рассчитывается энергетический спектр частиц, образовавшихся в результате фотоядерных реакций /1/. Для каждого из интервалов энергий известен коэффициент ОБЭ K_i . Для среды, состоящей из ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O средний коэффициент ОБЭ частиц, образовавшихся в результате фотоядерных реакций, составляет:

$$R_n = \sum \alpha_i K_i,$$

где i - число энергетических интервалов, для которых известно значение ОБЭ; α_i - относительная доля частиц, попавших в i -ый интервал; K_i - значение ОБЭ для данного интервала. Для $E_{\gamma}^{\max}=30$ МэВ $R_n=11.8$, а для $E_{\gamma}^{\max}=50$ МэВ - $R_n=11.9$. Таким же образом можно получить средний коэффициент ОБЭ протонов образовавшихся в результате фотопротонных реакций: $R_p=2.3$ для $E_{\gamma}^{\max}=30$ МэВ, а для $E_{\gamma}^{\max}=50$ МэВ - $R_p=2.5$.

ОБЭ зависит от типа клеток, используемых в качестве объекта исследования, а также от условий оценки ОБЭ. В среднем по данным работ /2/ оценка ОБЭ составляет 1.08 ± 0.06 для пучков γ -квантов с $E_{\gamma}^{\max}=30$ МэВ, а для пучков γ -квантов с $E_{\gamma}^{\max}=50$ МэВ ОБЭ=1.11±0.06. Эти данные находятся в хорошем согласии с нашими максимальной и минимальной оценками ОБЭ, которые соответственно составляют $\text{ОБЭ}^{(\max)}=1.08 \pm 0.03$ (1.13 ± 0.09); $\text{ОБЭ}^{(\min)}=1.008 \pm 0.02$ (1.02 ± 0.09), значения, приведенные в скобках относятся к тормозным пучкам с максимальной энергией $E_{\gamma}^{\max}=50$ МэВ.

Литература

1. Gudowska, A.Brahme, P.Andreo, W.Gudowski, J.Kierkegaard. Calculation of absorbed dose end biological effectiveness bremsstrahlung beams of end point 50 MeV. *Phys. Med. Biol.* 44, 1999, 2099.
2. Tillikidis A., Lind B., Nafstadius P., Brahme A. 1995. An estimation of the relative biological effectiveness of 50 MV bremsstrahlung beams by microdosimetric techniques. *Phys. Med. Biol.* 41 55-69

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНО-ГЕОМЕТРИЧЕСКИЙ КРИТЕРИЙ КИНЕМАТИЧЕСКОЙ ИНТЕГРИУЕМОСТИ УРАВНЕНИЙ

Профessor Попов А.Г., доцент Зададаев С.А., аспирант Тихомиров Д.В.

Истоки научного направления исследования взаимосвязи нелинейных уравнений с дифференциальной геометрией, восходят к работам школы Ефимова-Позняка геометрии "в целом". Рассмотрим на гладком двумерном многообразии M_2 произвольную метрику:

$$ds^2 = E(u, u_x, \dots; x, t) dx^2 + 2F(u, u_x, \dots; x, t) dxdt + G(u, u_x, \dots; x, t) dt^2,$$

при этом коэффициенты метрики E, F и G зависят от некоторой функции $u(x, t)$. Для данной метрики уравнение Гаусса, связывающее метрические коэффициенты с гауссовой кривизной $K(x, t)$, представляет собой некоторое нелинейное дифференциальное уравнение относительно функции $u(x, t)$: $f(u, u_x, \dots; x, t) = 0$ (или для краткости $f[u(x, t)] = 0$), Λ^2 – представлением которого и называется соответствующий метрический тензор $\|g_{ij}\| = \begin{pmatrix} E & F \\ F & G \end{pmatrix}$, а уравнение $f[u(x, t)] = 0$ – принадлежащим Λ^2 – классу. В случае произвольной гауссовой кривизны $K(x, t)$ говорят о G – представлении (G – классе).

Понятие $G(\Lambda^2)$ – представления уравнений, введенное Э.Г. Позняком и А.Г. Поповым в 1993 году [1],[2], явилось отправной точкой нового понимания дифференциально-геометрической природы нелинейных уравнений математической физики. Так, с самого момента основания дифференциально-геометрического подхода $G(\Lambda^2)$ – представления отмечалась взаимосвязь представления нулевой кривизны [3] с Λ^2 – представлением [4]. В своей работе [5] С.А. Зададаев формализует взаимосвязь представления нулевой кривизны и G – представления ($K \equiv Const$) и получает аналитические выражения для матричных операторов U, V представления нулевой кривизны через элементы метрического тензора G – представления, тем самым, устанавливая прямое отображение G – класса в класс кинематически интегрируемых уравнений. С другой стороны, Д.В. Тихомировым доказана теорема существования G – представления $f(u, u_x, \dots; x, t) = 0$ для представления нулевой кривизны при ($G\{K \equiv Const > 0\}$ – и получено явное выражение для метрики через операторы U, V спектрально-эволюционной задачи, тем самым, установлено обратное отображение. Даные теоремы доказывают

дифференциально-геометрический критерий кинематической интегрируемости:

Критерий кинематической интегрируемости

Для того, чтобы дифференциальное уравнение $f[u(x, t)] = 0$ принадлежало классу кинематически интегрируемых уравнений с матричными операторами $U, V \in su(1,1)$ ($U, V \in su(2)$) необходимо и достаточно, чтобы уравнение $f[u(x, t)] = 0$ принадлежало $G\{K \equiv Const < 0\}$ – классу ($G\{K \equiv Const > 0\}$ – классу).

Таким образом, введенный G – класс для $K \equiv Const \neq 0$ совпадает с классом кинематически интегрируемых уравнений с операторами из $su(1,1), su(2)$ – алгебр Ли.

Литература

- [1] Позняк Э.Г., Попов А.Г. Докл.РАН,1993,Т.332,№4,С.418.
- [2] Позняк Э.Г., Попов А.Г. Невклидова геометрия: формула Гаусса и интерпретация дифференциальных уравнений в частных производных.// Геометрия II. Тематические обзоры, итоги науки и техники (ВИНИТИ),1994,С.5.
- [3] Тахтаджян Л.А., Фадеев Л.Д. Гамильтонов подход в теории солитонов. М., 1986.
- [4] Popov A.G., Zadadaev S.A. Some constructive applications of Λ^2 – representations to integration of PDEs. Annales Polonici Mathematici, LXXIV, 2000, p.261.
- [5] Зададаев С.А. Λ^2 – представления уравнений математической физики и их некоторые приложения. Дисс.к.ф.-м.н.,М.,1999.

ВЫЧИСЛЕНИЯ С КОНТРОЛЕМ ТОЧНОСТИ НА КВАЗИРАВНОМЕРНЫХ СЕТКАХ

Науч. сотр. Альшин А.Б.* , Науч. сотр Альшина. Е.А.**

* Физический факультет МГУ

** ИММ РАН

Многие актуальные прикладные задачи описываются дифференциальными, интегральными или интегро-дифференциальными уравнениями в бесконечной области. При этом граничные условия ставятся непосредственно на бесконечности. Приведем примеры.

Энергии связанных состояний атома есть собственные значения стационарного уравнения Шрёдингера, причем волновая функция должна стремиться к нулю на бесконечности. В задачах рассеяния ищется такое

решение уравнения Шрёдингера, когда на бесконечности волновая функция есть суперпозиция плоской падающей волны и сферической рассеянной. В кинетическом уравнении Больцмана функция распределения стремится к нулю при росте скорости частиц. В задачах аэродинамического обтекания поток на бесконечности должен стремиться к невозмущенному. Нестационарная задача для уравнения теплопроводности (например, об охлаждении тела, помещенного в среду) требует постановки граничного условия на бесконечности, так как температура при удалении от тела стремится к температуре среды. В задачах на нахождение собственных значений различных дифференциальных операторов в неограниченной области для функций ставятся условия регулярности на бесконечности.

Таким образом, построение надежных численных методов решения задач в неограниченных областях имеет большое значение.

При решении задач в неограниченных областях сеточными методами всегда возникает вопрос корректного учета граничных условий. Поскольку число интервалов сетки конечно, то и область решения берут конечную. На новой границе можно поставить те же граничные условия, что на бесконечности; это просто, но дает невысокую точность. Гораздо лучшую точность дают искусственные граничные условия; но их построение является сложной самостоятельной проблемой, решаемой отдельно для каждого класса задач. Был предложен альтернативный подход [1]. Непосредственно в бесконечной области строятся квазиравномерные сетки с конечным числом интервалов. На них все производные заменяются разностями, а интегралы – суммами; эти замены необычны, они должны учитывать специфику бесконечной области. При этом используются точные граничные условия на бесконечности.

Важным достоинством квазиравномерных сеток по сравнению с другими неравномерными является возможность проводить расчеты на сгущающихся сетках, что позволяет строить оптимальные алгоритмы расчетов с диагностикой точности численного решения.

В работах использовались различные варианты квазиравномерных сеток, покрывающие прямую или полуправую, а также двумерные неограниченные области.

Для аппроксимации производных следует использовать формулы, не содержащие граничного узла $x_n = \infty$ ни при каком n , но содержащие граничные условия u_n :

Авторами подробно изучены свойства оператора, аппроксимирующего вторую производную на квазиравномерной сетке, которые во многом определяют такие важные свойства разностных схем, как устойчивость [2-4]. В частности, было показано, что все собственные значения этого оператора отрицательны [5].

Для неограниченных областей построены эффективные методы вычисления спектров дифференциальных операторов, решения задач парабо-

лического, эллиптического, гиперболического типов, а также неклассических задач для Соболевских уравнений. Метод квазиравномерных сеток применялся и к интегральным уравнениям, возникающим в результате решения различных краевых и начально-краевых задач методом потенциалов.

Предложен эффективный алгоритм двумерной аппроксимации по данным на квазиравномерной сетке, покрывающей плоскость и полу平面. Благодаря удачному выбору базисных функций, ортогональных в выбранной неограниченной области, удалось получить высокую точность аппроксимации. Одним из важных приложений предложенного метода двумерной аппроксимации является визуализация результатов расчетов на квазиравномерных сетках.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (коды проектов №№ 02-01-00253, 02-01-00066, 03-01-00439), Фондом содействия отечественной науке, президентскими программами НШ-1918.2003.1 и МК-1907.2004.9.

Литература

1. Калиткин Н.Н., Кузнецов Н.О., Панченко С.Л. Метод квазиравномерных сеток в бесконечной области // ДАН. 2000, Т. 374. № 5. С. 598-601.
2. А.Б. Альшин, Е.А. Альшина Численное решение начально-краевых задач для уравнений составного типа в неограниченных областях // ЖВМиМФ, 2002, т.42, № 12, с. 1796-1803.
3. А.Б. Альшин, Е.А. Альшина, А.А. Болтнев, О.А. Качер, П.В. Корякин Численное решение начально-краевых задач для уравнений соболевского типа методом квазиравномерных сеток // ЖВМиМФ, 2004, т. 44, № 3, с. 490-510.
4. Альшина Е.А., Калиткин Н.Н. Вычисление спектров линейных дифференциальных операторов. // ДАН, 2001, Т 380, № 4, с 443-447.
5. А.Б. Альшин, Е.А. Альшина, Н.Н. Калиткин Численное решение гиперболических задач в неограниченной области. // Математическое моделирование, 2004, т.16 (в печати).

«КВАНТОВЫЕ» ЯВЛЕНИЯ В СТАТИСТИКЕ ФИЗИЧЕСКИХ ЛИЦ

Лощинин М.Б., аналитик Украинского журнала “Экономист”, Киев

По-видимому, Петти был первым, кто указал на особую роль предельно малого дохода как экономического явления и даже предложил концепцию «пищевых пайков» как единицы измерения шкалы доходов. По-

следующие исследователи, в том числе Смит, хотя и указывали на близость доходов рабочих 18-го и 19-го веков к доходу выживания, но не придавали предельно малому доходу особого значения, об этом сообщает Майбурд [1]. Анализ статистики вакансий и декларированных доходов физических лиц (ФЛ) Украины указывает на присутствие фундаментальной константы с размерностью дохода. В докладе приводится описание соответствующих статистических данных.

1. На Рис. 1 представлены графики плотности распределения ФЛ областных городов Украины, нормированные на полную численность ФЛ. Плотность распределения ФЛ каждого регионального рынка (всего их выделено свыше 500) имеет пик плотности персон вблизи нуля дохода («малоимущие»), а в статистике всех достаточно больших региональных рынков функция плотности демонстрирует второй пик плотности («средний класс»). Локальный минимум, разделяющий два пика плотности, соответствует значению малого дохода почти постоянному по всем регионам страны.

Рис. 1

Почти постоянной оказывается и средняя величина дохода малоимущих. В 2000 году она составила около $\bar{h} = 30$ грн/мес, это меньше 6 долл/мес [2]. Анализ теневой активности населения [3] указывает на объективность группировки малоимущих и предсказывает существенное превышение их фактического дохода над декларированными сведениями. Средний фактический доход малоимущих в 2000 году вряд ли был меньше 80-100 грн/мес (15-20 долл/мес). Таким образом, на рынке и в обществе существует группировка, являющаяся носителем предельно малого дохода \bar{h} .

2. На Рис. 2 в двойных логарифмических осях представлена плотность распределения ФЛ Днепропетровского регионального рынка, одного из самых больших в Украине, как функция дохода. Явление статистической непрерывности может быть охарактеризовано следующим образом: последовательно перебираются каждые три точки (интервала) графика и вычисляется ожидаемое значение числа ФЛ в средней точке (интервале) по двум крайним. Это значение сравнивается затем с фактическим числом ФЛ в средней точке (интервале) путем вычитания и деления разницы на «гауссову норму» – корень квадратный из числа ФЛ в среднем интервале. Пока интервалы, формирующие график плотности, достаточно велики по сравнению с \bar{h} , величина относительного статистического шума, определяемая описанным образом, оказывается много меньше гауссовой нормы при больших доходах и близка к ней при средних и малых. Однако картина статистического шума радикально меняется при значительном (в два – три раза) уменьшении интервалов, формирующих график плотности: участок графика вблизи средних и малых доходов «взрывается» шумом, гауссова

норма значительно превышается. В это же время соответствие шума функции плотности и гауссовой нормы при доходах больших, чем средние, остается прежним. Критическое значение интервала дохода, когда усиление статистического шума функции плотности становится заметным, в статистике больших городов Украины в 1999-2000 годов составляет $\bar{h}/4$.

3. На Рис. 3 представлен график зависимости среднего дохода участников «среднего класса» региональных рынков как функция их численности. Площадь точек-регионов приблизительно пропорциональна этой численности, самая большая точка – Киев. «Средний класс» идентифицировался методом отсечения вершины графика плотности суммарного дохода, при этом левая граница устанавливалась по доходу локального минимума плотности, разделяющего малоимущих и средних (Рис. 1). Зависимость среднего дохода от масштаба регионального рынка (эффект «саморазогрева») указывает на эффекты предопределенности среднего дохода и фатальности бедности малолюдных периферийных рынков. Зависимость среднего дохода от численности участников среднего класса в пределах каждого отдельного регионального рынка может быть объяснена экспоненциально быстрым нарастанием плотности числа возможных способов создания дохода по мере роста малого дохода. Полное число возможных способов создания дохода каждым участником Ω может быть оценено, исходя из естественных соображений: $\ln \Omega \approx \frac{g_r}{\bar{h}} + \ln \frac{g_r}{\bar{h}}$, где \bar{h} – минимально возможный доход [4]. Из предположения о близости суммарного числа возможных способов создания дохода Ω и численности участников среднего класса N_{CK} мы получим выражение $\ln N_{CK} \approx \frac{g_r}{\bar{h}} + \ln \frac{g_r}{\bar{h}}$, которое достаточно хорошо соответствует рисунку 3 (пунктирная линия, $\bar{h} = 30$ грн/мес). Незначительное число «всплывших» городов-регионов с особыми условиями оплаты труда не влияет на статистическую ситуацию, но указывает на перспективу образования единого национального рынка или даже на процесс глобализации. Зависимость среднего дохода g_r и численности «среднедоходных» N_{CK} может быть еще более упрощена: $g_r \approx \bar{h} \ln N_{CK}$.

4. На рис. 4 представлена плотность распределения вакансий, объявленных предприятиями Киево-Святошинского района Киевской области в период с января по август 2001 года, как функция величины предлагаемого дохода. График осциллирует с периодом 50 грн/мес. Величина периода не является случайной и должна быть сопоставимой с фактическим доходом выживания.

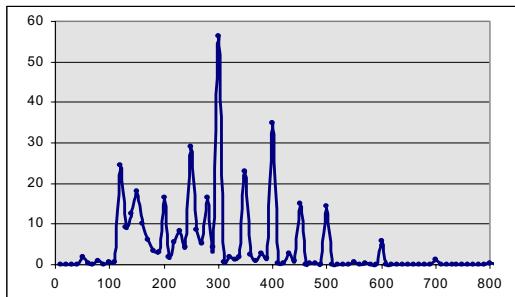


Рис. 4

Простейшую оценку дохода выживания можно выполнить, рассматривая хлеб как наиболее сбалансированный пищевой продукт, содержащий 2300 ккал/кг. В 2001 году, по сведениям Госкомстата Украины, 1 кг стоил 1,43 грн. [5], поэтому в украинской валюте «содержалось» около 1600 ккал/грн. При суточной норме 2,8 тыс. ккал. [5], малоимущему потребуется доход 52,5 грн/мес. который дает оценку снизу для минимального дохода. Таким образом, шкала вакансий дискретизирована с периодом, близким к доходу выживания \hbar . Различия значений величины кванта минимального дохода, получаемые по данным из разных источников, легко объяснимы эффектом теневой активности населения.

Литература

1. Майбурд Е.М. Введение в историю экономической мысли. От пророков до профессоров. – 2-е изд., испр. и доп. – М.: Дело, 2000. – 560 с.
2. Лекарь С.И., Лощинин М.Б. Эконометрия физических лиц Украины в 2000 году // Украинский журнал «Еconomіst» №1, 2004, с. 66 – 82.
3. Лощинин М., Лощинин И. Непараметрическое моделирование теневой деятельности трудоспособного населения // Укр. Ж. «Еconomіst», № 8, 2002, с. 34 – 45.
4. Лощинин М. Вакансии как фундаментальное явление природы рынка // Укр. Ж. «Еconomіst», 2002, №11, с. 52 – 82.
5. Україна у цифрах у 2001 році. Короткий статистичний довідник / Державний комітет статистики України; за ред. О.Г. Осаулена. - К.: Техніка, 2002. - 264 с.

О СТОХАСТИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЯХ, ЯЛЮЩИХСЯ
СИЛЬНЫМИ РЕЗОРВЕНТНЫМИ ПРЕДЕЛАМИ
УРАВНЕНИЙ ШРЕДИНГЕРА

Профессор Чуботарев А.М., аспирант Рыжаков Г.В.

В докладе рассматривается сильная сходимость шредингеровской эволюции к квантовой стохастике для класса гамильтонианов, включающего модель квантового детектора гравитационных волн. Доказано, что сильным резольвентным пределом последовательности самосопряженных гамильтонианов является симметричная краевая задача в фоковском пространстве [1-2], которая унитарно эквивалентна квантовому стохастическому дифференциальному уравнению [3], и что для предельной эволюции частичного следа по смешанному состоянию не существует единого уравнения типа уравнения Линдблада. Напротив, каждая компонента смешанного состояния в пределе порождает собственный закон эволюции.

Начиная с экспериментов Резерфорда по рассеянию α -частиц на тонкой золотой фольге, в квантовых измерениях используются макроскопические пучки квантовых частиц, взаимодействующие с микроскопическими квантовыми системами таким образом, что параметры пучка, доступные для измерения с помощью классических приборов до и после рассеяния, содержат информацию о состоянии квантовой системы. Важным примером макроскопического квантового пучка, используемого в интерферометрических измерениях микроскопических смещений, является пучок когерентных фотонов, создаваемый лазером. Длина оптического пути фотонов намного больше области взаимодействия с квантовой системой, поэтому такое взаимодействие может быть описано как изменение фазы и амплитуды исходного пучка, происходящее в пределе в одной точке, лежащей перед зеркалом интерферометра, установленном на его оптическом пути. Такое предельное взаимодействие является сингулярным и в представлении вторичного квантования описывается функционалами операторов рождения и уничтожения от дельта-функций Дирака.

Пусть $a^+(x)$ и $a(x)$ – плотности операторов рождения и уничтожения, действующих в симметричном фоковском пространстве $\Gamma^S(L_2(\mathbf{R}))$ и удовлетворяющие каноническим коммутационным соотношениям, b^+ и b – операторы рождения и уничтожения, действующие в L_2 , ∇ – генератор группы сдвигов в $\Gamma^S(L_2(\mathbf{R}))$: $\exp\{-ct\nabla\} \psi(v(x)) = \psi(v(x+ct))$, v – экспоненциальный вектор, $v \in L_2(\mathbf{R})$, $f(t)$ – внешняя сила, и Ω , ω , g – параметры измерительного устройства, c , \hbar – физические константы.

Теорема 1. (i) Сильный резольвентный предел последовательности самосопряженных операторов

$$H_a = \hbar \{ \Omega b^+ b - i c \nabla + \omega g(b + b^+)/\sqrt{2} (f(t) + \int_{\mathbf{R}} dx \sigma_a(x) a^+(x) a(x)) \}$$

при $\sigma_a(x) \rightarrow \delta(x)$, $a \rightarrow 0$, равен замыканию оператора

$$C_t = \hbar \{ \Omega b b^+ - i c \nabla + \omega g (b + b^+) / \sqrt{2} f(t) \},$$

симметричного на области определения состоящей из элементов принадлежащих $D_W = \Gamma^S(W_2^1(\mathbf{R} \setminus \{0\}) \otimes (I + b^+ b)^{-1} I_2)$ удовлетворяющих краевому условию

$$A \psi = W A_+ \psi, \quad W = \exp \{ i g \omega (b + b^+) / \sqrt{2} \}, \quad (1)$$

где $A_{\pm} \psi(v) = v(\pm 0) \psi(v)$ для любого $v \in W_2^1(\mathbf{R} \setminus \{0\})$.

(ii) Существует семейство унитарных операторов $U_t = \exp \{ i \int_{[0,t]} C_s ds \}$ (правый коцикл), порождаемое семейством самосопряженных операторов C_t , которая унитарно эквивалентна разрешающему оператору квантового стохастического дифференциального уравнения

$$d u_t = u_t \{ (W - I) \Lambda(dt) + (\Omega b b^+ - i c \nabla + \omega g (b + b^+) / \sqrt{2} f(t)) dt \}, \quad (2)$$

с процессом числа частиц $\Lambda(T) = \int_T dt |a^+(ct) a(ct)|$. Унитарная эквивалентность устанавливается оператором сдвига $u_t = \exp\{-ct \nabla\} U_t$.

Краевое условие (1) описывает скачок фазы когерентного излучения на зеркале интерферометра. Отметим, что уравнение Шредингера с гамильтонианом H_a является точно решаемым, что позволяет перейти к пределу явным образом и построить семейства операторов u_t и U_t , а также вывести квантовое кинетическое уравнение, соответствующее уравнению (2).

Теорема 2. Предположим, что начальное состояние электромагнитного поля имеет вид смешанного состояния $\rho = \sum_n \rho_n$, $\rho_n = r_n |\psi(v_n)\rangle \langle \psi(v_n)|$, $\text{Tr } \rho = 1$, и пусть U_t – введенное выше семейство унитарных операторов. Тогда среднее по состоянию поля

$$\begin{aligned} P_t(B) &= \text{Tr}_\Gamma \{ (\rho \otimes I) U_t^* (I \otimes B) U_t \} = \\ &= \sum_n r_n \text{Tr}_\Gamma \{ (\rho_n \otimes I) U_t^* (I \otimes B) U_t \} = \sum_n r_n P_t^{(n)}(B) \end{aligned}$$

является суперпозицией решений квантовых уравнений Лиувилля

$$\partial_t P_t^{(n)}(B) = P_t^{(n)}(L_t^{(n)}(B)),$$

генераторы которых в форме Линдблада имеют вид

$$L_t^{(n)}(B) = \Phi_t^{(n)}(B) - (G_t^{(n)})^* B - B G_t^{(n)}, \text{ где } \Phi_t^{(n)}(B) = |v_n(t)|^2 W^* B W,$$

$$G_t^{(n)} = i (\Omega b b^+ + \omega g (b + b^+) / \sqrt{2} f(t)) - |v_n(t)|^2 / 2,$$

Литература

1. Чеботарев А.М. Что такое квантовое стохастическое уравнение с точки зрения функционального анализа // Матем. Заметки, т.71, вып. 3 (2002), с.448–469.
2. Чеботарев А.М., Рыжаков Г.В. О сильной резольвентной сходимости шредингеровской эволюции к квантовой стохастике // Матем. Заметки, т.74, вып. 5 (2003), с.762–781.
3. Parthasarathy K. R. An Introduction to Quantum

ИНТЕГРАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРЕТО ДЛЯ ИЕРАРХИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ЭКОНОМИКИ ИМЕЕТ ПОКАЗАТЕЛЬ 2

Профессор Чеботарев А.М., студент Гринюк Д.Ю.

Хотя распределения Парето играют фундаментальную роль в экономике и эконофизике [1-3], общепринятые модели, описывающие формирования этого распределения, отсутствуют. В докладе показано, что интегральное распределение Парето с показателем 2 в области высоких доходов является универсальным распределением для класса иерархических моделей экономики с “процентным” взаимодействием. Под свойством иерархичности понимается организация товарообмена, при которой товары и услуги двигаются сверху вниз в направлении убывания доходов, а деньги перемещаются в противоположном направлении. “Процентный” характер взаимодействия экономических субъектов состоит в том, что изменение параметров, характеризующих финансовое состояние субъекта, пропорционально значениям этих параметров. Универсальность означает неожиданную независимость показателя 2 от конкретного вида “процентного” взаимодействия.

Пусть $n(S)$ – плотность экономических субъектов, располагающих доходом S в единицу времени, и пусть $R(S'/S)$ – доля расходов экономического субъекта с доходом S , поступающая субъекту с доходом $S' > S$, называемая *функцией предпочтения*. При фиксированном совокупном доходе, доход S , приходящийся на одного участника рынка обратно пропорциональна плотности $n(S)$ участников рынка с данным уровнем доходов. Поэтому следствием сформулированных выше предположений является интегральное уравнение относительно плотности $n(S)$:

$$S = n(S)^{-1} \int_{(0,S]} n(S') R(S'/S) S' dS' - S \int_{(S,\infty)} R(S'/S) dS',$$

где первое слагаемое в правой части отвечает суммарным поступлениям от субъектов с меньшим доходом, а второе слагаемое соответствует расходам на содержание "старших" партнеров. Переходя к функции $F(S) = S n(S)$, описывающей плотность совокупного дохода в точке, где индивидуальный доход равен S , и делая замены переменных интегрирования $S' \rightarrow x = S/S'$, $S' \rightarrow y = S'/S$ в первом и втором интегралах соответственно, получаем линейное однородное интегральное уравнение

$$F(S) = (L F)(S) = S \int_{[1,\infty)} F(S/x) R(x) x^{-2} dx - S F(S) \int_{[1,\infty)} R(y) dy. \quad (1)$$

Будем искать решение уравнения (1) в виде ряда

$$F(S) = S^{-q} \sum_{n \geq 0} F_n S^{-n}$$

с неизвестными коэффициентами F_n и параметром q . Подставляя это разложение в уравнение (1) получаем тождество

$$S^{-q} \sum_{n \geq 0} F_n S^{-n} (1 + S m_0) = S^{-q} \sum_{n \geq 0} F_n S^{-n+1} m_{q+n-2}. \quad (2)$$

Приравнивая коэффициенты при степенях S^{-q+1} , S^{-q} , S^{-q-1} , и т.д., получаем цепочку уравнений, первое из которых определяет значение показателя q , а остальные уравнения образуют рекуррентную систему относительно F_n :

$$m_0 = m_{q-2}, \quad F_0 + m_0 F_1 = m_1 F_1, \dots, F_n + m_0 F_{n+1} = m_{n+1} F_{n+1}, \dots$$

Поскольку из определения моментов m_n следует, что $m_n > m_k$ для любых вещественных $n > k$, то из условия $m_0 = m_{q-2}$ следует, что $q = 2$, а остальные уравнения позволяют определить значения F_n :

$$F_n = F_0 \prod_{1 \leq k \leq n} (m_k - m_0)^{-1}.$$

Следовательно, существует решение уравнения (1) для плотности распределения численности населения в зависимости от величины дохода

$$n(S) = F_0 S^{-3} (1 + \sum_{n \geq 1} S^{-n} \prod_{1 \leq k \leq n} (m_k - m_0)^{-1}). \quad (3)$$

Поэтому главный член распределения $N(S) = \int_{[S, \infty)} n(s) ds$ убывает как $O(S^{-2})$ независимо от вида функции предпочтения R .

Теорема 1. Если существуют постоянные $m \geq 0$, $G > 0$ и $a > 0$, такие что $R(y) \geq G y^m$ при всех $y \in [1, 1+a]$, то ряд (3) абсолютно.

Основными недостатками решения (3) является наличие неинтегрируемой сингулярности в окрестности нулевого дохода. Однако, нулевой доход противоречит факту существования субъекта, и поэтому мы добавим еще одно предположение: помимо дохода от предпринимательской деятельности, в правую часть уравнения (1) входит некоторый доход $S_0(S)$ (пенсии, стипендии, пособия и т.п. субсидии), который за вычетом расходов, включенных в уравнение (1), обеспечивает удовлетворение потребностей субъекта, обеспечивающих выживание, стоимость которых равна S_{min} . Для простоты будем считать, что функция $S_0(S)$ обладает следующими свойствами: $S_0(S_{min}) = s_0$, $S_0(S)$ убывает при $S > S_{min}$ и обращается в нуль при всех достаточно больших значениях S ; доходы меньше S_{min} не рассматриваются. Иными словами, уравнение для плотности распределения доходов в иерархической модели экономики имеет вид

$$S = S_0(S) + n(S)^{-1} \int_{[S_{min}, S]} n(S') R(S/S') S' dS' - S \int_{[S, \infty)} R(S'/S) dS', \quad (4)$$

$$S_{min} = S_0(S_{min}) - S_{min} \int_{[S_{min}, \infty)} R(S'/S_{min}) dS' = s_0 - (S_{min})^2 m_0,$$

а новое уравнение относительно $n(S)$ будет иметь несколько более сложный вид по сравнению с уравнением (1):

$$F(S) (1 - S_0(S)/S + S \int_{[1, \infty)} R(y) dy) = S \int_{[1, S/S_{min}]} F(S/x) R(x) x^{-2} dx, \quad (5)$$

где $s_0 = S_{min} + (S_{min})^2 m_0$. Перепишем уравнение (5) на полупрямой $S \in [S_{min}, \infty)$:

$$\Lambda F(S) = L F(S) + (S_0(S)/S - 1) F(S) - S \int_{[S/S_{min}, \infty)} F(S/x) R(x) x^{-2} dx = 0. \quad (6)$$

Предположим, что функция R убывает достаточно быстро (например, экспоненциально), так что $\int_{[S, \infty)} R(x) x^n dx = O(S^{-\infty})$ при больших значениях S для любого n , и будем искать решение уравнения (5) при больших S в виде

$$n(S) = s^a (1 - s)^b r(s), \quad s = S_{min}/S,$$

$$C(S) = S - S_0(S) + S^2 = S^2 (1 - s) c(s),$$

$$S^{-q} \sum_{n \geq 0} F_n S^{-n} (1 + S m_0) = S^{-q} \sum_{n \geq 0} F_n S^{-n+1} (m_{q+n-2} + O(S^{-\infty})).$$

Приравнивая коэффициенты при одинаковых степенях S^{-q+1} , S^{-q} , S^{-q-1} , и т.д., для асимптотического решения уравнения (4) мы получаем ту же цепочку уравнений и тот же вид решения (3) в области больших доходов, что и в случае $s_0 \equiv 0$. Главный член асимптотики в области высоких доходов не изменится, если $\int_{[S, \infty)} R(x) x^n dx = O(S^{-2})$ для всех $n \geq 0$. Рассмотрим поведение распределения $n(S)$ в окрестности точки $S = S_{\min}$. Предположим, что

$$S_0(S) - s_0 = \sum_{k \geq 1} C_k (S - S_{\min})^k, \quad C_1 \leq 0, \quad R(1 + x / 1 + y) = R_1 + \sum_{k+j > 0} R_{kj} x^k y^j \quad (7)$$

и будем искать асимптотику главного члена уравнения (4) в виде

$$n(S) = (S - S_{\min})^d \sum_{k \geq 0} (S - S_{\min})^k N_k. \quad (8)$$

Теорема 2. Пусть $\int_{[S, \infty)} R(x) x^n dx = O(S^{-2})$ и выполнены условия Теоремы 1 и предположения (7). Тогда для любых положительных значений параметров R_1 , S_{\min} , m_0 и $-C_1$ в классе плотностей вероятности на (S_{\min}, ∞) существует решение спектральной задачи (6), асимптотика которого имеет вид в области высоких доходов и интегрируемую сингулярность $O(S - S_{\min})^d$, и

$$n(S) = N_0 (S - S_{\min})^d + O(S - S_{\min})^{d+1}, \quad d = -1 + R_1 S_{\min} / (1 + 2 S_{\min} m_0 - C_1) > -1$$

в области минимального дохода S_{\min} .

Уравнение $\Lambda F(S) = \lambda F(S)$ имеет решение, асимптотика которого вблизи точки S_{\min} имеет вид $O(S - S_{\min})^{d-\lambda}$, $d > -1$. Поэтому точка $\lambda = 0$ является максимальным значением параметра λ , допускающего решения $n(S) = O(S - S_{\min})^{d-\lambda-1}$, имеющие смысл плотностей вероятности при любых положительных значениях параметров R_1 , S_{\min} , m_0 и $-C_1$.

Литература

1. Reed J.W. The Pareto law of incomes - an explanation and an extension// Physica A, 319 (2003), p.469 -486.
2. Sornette D., Zajdenweber D, Economic returns of research: the Pareto law and its implications// Eur. Phys. J., B 8, (1999), p.653-664.
3. Лоцкинин М.Б. Закон Парето: потребность переоткрытия// Украинский журнал "Экономист", N2 (2003), с.58-68.

Аспирант Киселёв А.В., ст. науч. сотр. Овчинников А.В.

В данной работе рассмотрена задача построения коммутативных гамильтоновых иерархий ([1]) эволюционных уравнений, ассоциированных с гиперболическими системами уравнений Эйлера-Лагранжа, в частности, двумерными системами Тоды ([2]).

1. Вначале опишем важные конструкции гамильтонова формализма, следуя [2]. Рассмотрим $2r$ -мерную гамильтонову динамическую систему с зависимыми переменными u^i , импульсами m_j , пространственными координатами x и временем t , заданную скобками Пуассона

$$\{u^i, u^j\}_A = \{m_i, m_j\}_A = 0, \quad \{u^i(x, t), m_j(x', t)\}_A = A_j^i \delta(x - x'), \quad (1)$$

где A – это $(r \times r)$ -матричный оператор в полных производных по x , а скобка $\{\bullet, \bullet\}_A$ является дифференцированием по каждому из аргументов. Пусть $H = [H dx]$ – гамильтониан с плотностью $H(x) = H(u(x), u_\sigma(x); m(x), D_\sigma m(x))$; гамильтонова динамика $u = \{u(x), H(u(x), m(x'))\}_A$, $m = \{m(x), H(u(x'), m(x'))\}_A$ переменных u и m получается из (1) многократным интегрированием интегрированием по частям: $u_t = A(\delta H / \delta m(x))$, $m_t = -(\delta H / \delta u(x))$.

2. Рассмотрим лагранжиан $L = [L(u, u_x, u_y; x, y) dx dy]$ первого порядка с плотностью $L = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} \kappa_{ij} u_x^i u_x^j + H(u, x, y)$, где κ – невырожденная постоянная симметричная $(r \times r)$ -матрица. Следуя [2], выберем в качестве времени независимую переменную y и через $m_j = \partial L / \partial u^j$ обозначим импульс, соответствующий j -й зависимой переменной u^j при каждом $j \in [1, r]$. Дифференциальный характер связи $m_i = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} \kappa_{ij} u_x^j$ является основным инструментом в построении гамильтоновых структур для гиперболического уравнения Эйлера-Лагранжа $\varepsilon = \{\delta L / \delta u = 0\}$. Пользуясь соотношением $u = -2\kappa^{-1} D_x^{-1}(m)$, представим заданную преобразованием Лежандра $H dx dy = \langle m, \partial L / \partial u_y \rangle - L$ плотность $H(u, x, y)$ в виде суммы двух равных слагаемых: $H = \frac{1}{2} H[u] + \frac{1}{2} H[m]$; в этом случае уравнение $\varepsilon = \{\delta L / \delta u = 0\}$ эквивалентно гамильтоновым уравнениям $u_y = \delta H / \delta m$, $m_y = -\delta H / \delta u$ относительно канонической гамильтоновой структуры $A=1$. Динамические уравнения распадаются в силу соотношения $\frac{1}{2} \delta / \delta m = \kappa^{-1} D_x^{-1} \circ \delta / \delta u$:

$$u_y = A_1 \delta([H[u] dx]) / \delta u, \quad m_y = -\frac{1}{2} \alpha_1 \delta([H[m] dx]) / \delta m, \quad (2)$$

где взаимно обратные гамильтоновы операторы суть $A_1 = \kappa^{-1} D_x^{-1}$ и $\alpha_1 = D_x \kappa$.

Пример. 1. Если $r=1$, $\kappa = \|1\|$ и гамильтониан $H \equiv 0$ тривиален, то взаимно обратные гамильтоновы операторы, соответствующие волновому уравнению $s_{xy} = 0$, суть $A_1 = \kappa^{-1} D_x^{-1}$ и $\alpha_1 = D_x \kappa$.

2. Пусть K – невырожденная симметризуемая ($r \times r$)-матрица, то есть существует такой набор чисел $a_i \neq 0$, что $a_i k_{ij} = \kappa_{ij} = a_j k_{ji}$; обозначим также $K^1 = \|k^{ij}\|$ и $\beta = \sum_{i,j} a_i k^{ij}$. Выберем плотность гамильтониана $H_{\text{Toda}} = \sum_i a_i \exp(\sum_j k_{ij} u^j)$. В этом случае уравнения (2) задают гамильтоново представление уравнений Тоды $u_{xy} = \exp(Ku)$, см. [2].

Замечание. Проведенные выше рассуждения применимы также к любой симметрии уравнения ϵ , гамильтоновой относительно гамильтониана $[h dx]$ с плотностью h . В самом деле, эволюции $u_i = \delta h / \delta t$, $m_i = -\delta h / \delta u$ соответствует пара гамильтоновых уравнений: потенциальное $u_i = A_1 \circ \delta([h[u] dx]) / \delta u$ и непотенциальное $m_i = \alpha_1 \circ \delta([h[m] dx]) / \delta t$, причем гамильтоновы операторы A_1 и α_1 взаимно обратны по построению.

Пример. Потенциальное уравнение Кортевега-де Фриза (КдФ) $s_i = -\beta s_{xxx} + 3/2 s_x^2$ гамильтоново относительно оператора $A_1 = D_x^{-1}$, а непотенциальное уравнение $m_i = -\beta m_{xxx} + 3m m_x$ – относительно $\alpha_1 = D_x$, см. [1]. Легко видеть, что потенциальное уравнение КдФ совместно с волновым уравнением $s_{xy} = 0$, то есть задает его симметрию.

3. Предположим теперь, что исходное уравнение Эйлера-Лагранжа ϵ допускает оператор рекурсии R , который порождает последовательность Ω локальных симметрий $\phi_k = R^k(\phi_0)$ уравнения ϵ при некоторой ϕ_0 и $k \geq 0$. Укажем, при каких условиях оператор R задает вторую структуру $\{u(x), m(x')\}_R = R \delta(x-x')$ алгебры Ли на гамильтонианах этой последовательности. Именно, для существования гамильтонианов h_i , задающих соответствие

$$\phi_i = R \circ \delta h_{i-1} / \delta t = 1 \circ \delta h_i / \delta t \quad (3)$$

первой и второй структур, достаточно, чтобы ϕ_i были *нётеровыми* симметриями лагранжиана L – в этом случае им соответствуют плотности h_i законов сохранения для уравнения ϵ ; тождество Якоби выполнено, если порожденная симметриями ϕ_k алгебра Ли коммутативна. Разложения $R = A_2 \circ A_1^{-1}$ и $R^* = \alpha_2 \circ \alpha_1^{-1}$ задают вторые гамильтоновы структуры для расщепленных эволюционных уравнений (2) и реализуют для последовательности Ω симметрий (3) схему Магри ([1]); подчеркнем, что операторы A_2 и α_2 определены не на всех элементах образа $i_m \delta / \delta u$, но лишь на градиентах $\delta h_i / \delta u$.

Пример. 1. Оператор рекурсии $r = (-\beta D_x + s_x D_x^{-1} + D_x^{-1} s_x) \times D_x$ задает коммутативную подалгебру Ли $\omega = \{\phi_k = r^{k+1}(1) | k \geq -1\}$ гамильтоновых симметрий волнового уравнения $s_{xy} = 0$; элементы ϕ_k суть правые части высших потенциальных уравнений Кортевега-де Фриза $s_i = -\beta s_{xxx} + 3/2 s_x^2$.

2. Введем оператор рекурсии $R = D_x^{-1} \circ \lambda_T$, где столбец $|u_x^i + \sum_j k^{ij} D_x|$, компонента $T = \frac{1}{2} \sum_{i,j} \kappa_{ij} u_x^i u_x^j - \sum_i a_i u_{xx}^i$ тензора энергии-импульса для уравнений Тоды $u_{xy} = \exp(Ku)$ обусловлена сохранением H_{Toda} на уравнениях (2),

а λ_T – линеаризация. Оператор R порождает коммутативную гамильтонову иерархию $\Omega = \{\phi_k = R^k(u_x) | k \geq 0\}$ нётеровых симметрий уравнений Тоды ([3]) – аналогов потенциального модифицированного уравнения Кортевега-де Фриза; имеем $A_1 = \kappa^{-1} D_x^{-1}$ и $A_2 = D_x^{-1} \circ \cdot$. Иерархии Ω и ω связаны отображением $\phi_k \rightarrow \phi_{k+1}$ и допускают одну и ту же последовательность гамильтонианов иерархии Кортевега-де Фриза (случай $k=0$ был рассмотрен в [2]).

Авторы благодарны И.С.Красильщику и А.М.Вербовецкому за полезные обсуждения; исследования А.К. выполнялись при поддержке стипендии Правительства Российской Федерации и гранта INTAS YS 2001/2-33.

Литература.

1. Magri F. A simple model of the integrable equation // J. Math. Phys. – 1978. – **19**, n.5. – С. 1156–1162.
2. Овчинников А. В. Системы Тоды, ассоциированные с алгебрами Ли, и W-алгебры в некоторых задачах математической физики. Дисс. к.ф.-м.н. – 1996. – М.: МГУ. – 96 с.
3. Киселёв А. В. О нётеровых симметриях уравнений Тоды // Вестник Московского университета. Сер.3. Физика. Астрономия. – Вып. 3 (2004) (в печати).

ФОРМИРОВАНИЕ КОНТРАСТНЫХ СТРУКТУР С ВНУТРЕННИМИ СЛОЯМИ, ВЫХОДЯЩИМИ НА ГРАНИЦУ ОБЛАСТИ

Ассистент Неделько И.В.

Рассмотрим задачу:

$$\varepsilon^2 (\Delta u - u_t) = f(u, x, \varepsilon), \quad (x, t) \in D \times (0, +\infty), \quad (1)$$

$$u|_{\partial D} = g(x), \quad t \in (0, +\infty), \quad (2)$$

$$u(x, 0, \varepsilon) = u_0(x, \varepsilon), \quad x \in \overline{D}, \quad (3)$$

где $\varepsilon > 0$ – малый параметр, Δ – оператор Лапласа, $x = (x_1, x_2)$, $D \subset \mathbb{R}^2$ – ограниченная односвязная область с достаточно гладкой границей ∂D .

Пусть выполнено следующее условие.

(A1). Существуют функции $\bar{u}(x)$ и $\hat{u}(x)$ из $C^2(\bar{D})$, такие, что $\bar{u}(x) < \hat{u}(x)$, $x \in \bar{D}$, и в области $\Pi = \{(u, x) : \bar{u}(x) \leq u \leq \hat{u}(x), x \in \bar{D}\}$ функция $f(u, x, 0)$ обращается в ноль только на поверхностях $u = \varphi_i(x)$, $i = 0, 1, 2$, причем при $x \in \bar{D}$: $\bar{u}(x) < \varphi_1(x) < \varphi_0(x) \equiv 0 < \varphi_2(x) < \hat{u}(x)$; $f_u(\varphi_i(x), x, 0) > 0$, $i = 1, 2$, $f_u(\varphi_0(x), x, 0) < 0$; $f(u, x, \varepsilon)$ – достаточно гладкая функция в области $\Pi_1 \times [0, \varepsilon_0]$, где Π_1 – некоторая открытая область, содержащая Π , а $\varepsilon_0 > 0$ – некоторое число.

$$\text{Введем функцию } J(x) = \int_{\varphi_1(x)}^{\varphi_2(x)} f(u, x, 0) du.$$

(A2). Пусть существует кривая $\Gamma \in \bar{D}$, возможно имеющая общие точки с границей ∂D области D и такая, что $J(x) = 0$, $x \in \Gamma$. Пусть, далее, кривая Γ разделяет область D на две подобласти: $D^{(+)}$ и $D^{(-)}$ и пусть существуют достаточно гладкие замкнутые кривые $C_1 \subset D^{(+)}$ и $C_2 \subset D^{(-)}$, ограничивающие односвязные области $D_1 \subset D^{(+)}$ и $D_2 \subset D^{(-)}$ соответственно, такие, что

$$J(x) > 0, \quad x \in D^{(+)} \setminus D_1; \quad J(x) < 0, \quad x \in D^{(-)} \setminus D_2.$$

Введем также требование к функции $g(x)$ из граничного условия (2).

(A3). Пусть функция $g(x)$ – достаточно гладкая и удовлетворяет неравенствам

$$\varphi_1(x) \leq g(x) \leq \varphi_2(x), \quad x \in \partial D.$$

Известно [1], что при выполнении условий (A1)-(A3) для достаточно малых ε существует стационарное решение $u_s(x, \varepsilon)$ задачи (1),(2), удовлетворяющее предельному соотношению

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} u_s(x, \varepsilon) = \begin{cases} \varphi_1(x), & x \in D^{(+)}, \\ \varphi_2(x), & x \in D^{(-)}. \end{cases} \quad (4)$$

Из (4) следует, что в окрестности кривой Γ из условия (A2) решение $u_s(x, \varepsilon)$ имеет внутренний переходный слой, поэтому, следуя терминологии, принятой в [2], такое решение можно отнести к контрастным структурам типа ступеньки (КСТС). Соответственно этому, зависящее от времени решение задачи (1)-(3), обладающее внутренним переходным слоем, естественно назвать нестационарной КСТС.

В данной работе показано, какие условия на начальные функции (см. ниже условия (A4), (A5)) обеспечивают (совместно с требованиями (A1)-

(A3)) формирование в задаче (1)-(3) нестационарной КСТС, асимптотически неотличимой (т.е. обладающей теми же предельными свойствами при $\varepsilon \rightarrow 0$) при достаточно больших t от КСТС $u_s(x, \varepsilon)$.

Отметим, что ранее вопрос формирования многомерных контрастных структур был рассмотрен в [3]. Можно сказать, что в настоящей работе подход из [3] распространен на случай, когда кривая Γ может иметь общие точки с границей ∂D области D

Введем требования к начальным функциям

$$\begin{aligned} \text{(A4).} \quad u_0(x, \varepsilon) &\equiv u_0(x) \in C_B^2(\bar{D}) \equiv \{v(x) \in C^2(\bar{D}) : v(x) = g(x), x \in \partial D\} \text{ и} \\ \bar{u}(x) &< u_0(x) < \hat{u}(x), x \in \bar{D}. \end{aligned}$$

(A5). $\exists x^{(-)} \in D^{(+)}$ и $\exists x^{(+)} \in D^{(-)}$ такие, что: $u_0(x^{(-)}) < 0$ и $u_0(x^{(+}) < 0$ во всех точках $x \in D^{(+)}$, где $J(x) \leq 0$; $u_0(x^{(+}) > 0$ и $u_0(x^{(-}) > 0$ во всех точках $x \in D^{(-)}$, где $J(x) \geq 0$.

Перед тем, как сформулировать основной результат данной работы, введем еще одно требование. С этой целью выделим в области $D^{(-)}$ все (отделенные друг от друга) множества и отдельные точки, если таковые имеются, где $J(x) \geq 0$, а в области $D^{(+)}$ – все (отделенные друг от друга) множества и отдельные точки, если таковые имеются, где $J(x) \leq 0$. Класс (возможно пустой) указанных элементов обозначим через N .

(A6). Пусть либо класс N пуст либо он содержит конечное число элементов, причем любой элемент класса N , не являющийся точкой, представляет из себя либо достаточно гладкую замкнутую кривую без самопресечений либо область с достаточно гладкой границей.

Теперь основной результат данной работы можно сформулировать в виде следующей теоремы.

Теорема 1. Пусть выполнены условия (A1)-(A6).

Тогда при достаточно малых ε существует единственное решение $u(x, t, \varepsilon)$ задачи (1)-(3) и $\forall t \in [0, +\infty)$ справедливо предельное соотношение

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} u(x, t + \varepsilon |\ln \varepsilon|, \varepsilon) = \begin{cases} \varphi_1(x), & x \in D^{(+)}, \\ \varphi_2(x), & x \in D^{(-)}, \end{cases} \quad (5)$$

причем для любых замкнутых множеств $\Omega^{(+)} \in D^{(+)}$ и $\Omega^{(-)} \in D^{(-)}$, предельный переход в (5) равномерен по x и t при $(x, t) \in \Omega^{(+)} \times [0, +\infty) \cup \Omega^{(-)} \times [0, +\infty)$.

Соотношение (5) показывает, что при $t \geq \varepsilon |\ln \varepsilon|$ решение задачи (1)-(3) представляет из себя нестационарную КСТС, которая равномерно по t

удовлетворяет тому же предельному равенству при $\varepsilon \rightarrow 0$, что и стационарная КСТС $u_s(x, \varepsilon)$ (ср. (4) и (5)).

Литература

- [1]. Неделько И.В. Существование решений с внутренними слоями, выходящими на границу области // Матем. заметки (в печати).
- [2]. Васильева А.Б., Бутузов В.Ф. Асимптотические методы в теории сингулярных возмущений. М: Высшая школа, 1990.
- [3]. Бутузов В.Ф., Неделько И.В. О глобальной области влияния устойчивых решений с внутренними слоями в двумерном случае // Известия РАН (серия математическая). 2002. Т.66. N 1. С. 3-42.

ПОСТАНОВКА КРАЕВЫХ ЗАДАЧ ДЛЯ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ШЕСТИВЕКТОРА¹

Профессор Боголюбов А.Н., пограммист Малых М.Д.

Обычно результаты математической теории волноводов получают в скалярном приближении, напр., рассматривают вместо задачи о возбуждении гармонических колебаний в волноводе Ω постоянного сечения S скалярную задачу

$$\Delta u + \omega^2 qu = f \text{ на сечении } S, \quad u = 0 \text{ на границе } S.$$

При этом весьма удобно, что эту задачу можно рассматривать в хорошо изученном пространстве Соболева $W_2^1(S)$. Поэтому ее фредгольмовость следует из хорошо известной теоремы вложения. Однако при перенесении этих результатов на электромагнитный случай приходится считаться с тем, что в полной векторной постановке краевая задача для уравнений Maxwella является фредгольмовой только в некотором специально построенном пространстве Соболева. При этом необходимо выбрать из координат векторов E и H три такие, чтобы можно было доказать аналог теорем вложения, то есть сам выбор, осуществляется на основе чисто математических соображений. В настоящей работе мы хотели бы показать на простом примере, что это затруднение снимается при шестивекторной записи уравнений Maxwella – оказывается, что такую задачу можно рассматривать опять в пространстве $W_2^1(S)$.

¹ Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (коды проектов 02-01-00271, 03-01-00166) и программы "Университеты России" (код УР.02.03.010).

Рассмотрим задачу о возбуждении электромагнитных колебаний в волноводе Ω с осью Oz и с заполнением $\varepsilon(x, y)$ и $\mu = 1$. Введем, как это принято в теории относительности (мы придерживаемся обозначений Зоммерфельда [1], шестивекторы f и F , связанные материальным уравнением $F = (1, \varepsilon)f$. Будем искать решение вида $f(x, y)e^{izz - i\omega t}$ уравнений Maxwella

$$\operatorname{Div} f = J, \quad \operatorname{Div} F^* = 0$$

(где в Div производные по направлению оси волновода x_3 заменены на $i\gamma$, а по $x_4 = it - \omega/c$, удовлетворяющее граничным условиям $F^*N = 0$, где $N = (n, 0)^T$ и n – нормаль к границе волновода. (Отметим, что условия Шукина-Леонтовича записываются точно также при $N = (n, ih)^T$.)

Получим обобщенную постановку задачи следующим образом. Пусть G – произвольный гладкий шестивектор, тогда

$$\int_S \operatorname{Div} G^T \operatorname{Div} f \, ds = \int_S \operatorname{Div} G^T J \, ds.$$

Тем же приемом, которым в теории относительности доказывают, что силу Лоренца можно представить как дивергенцию, удается представить стоящую справа билинейную форму в виде суммы скалярного произведения в $W_2^1(S)$

$$\sum \int_S \frac{\partial G_{ij}}{\partial x_k} \frac{\partial f_{ij}}{\partial x_k} \, ds = (G, f)_1,$$

интеграла $a(G, f)$ по S и интеграла $b(G, f)$ по границе S . При этом, если f удовлетворяет уравнениям Maxwella, то a содержит только сами функции f , G и их первые производные, а если f удовлетворяет граничным условиям, то b содержит только сами функции G , f . Таким образом, в если f удовлетворяет рассматриваемой задачи, то она удовлетворяет соотношению

$$(G, f)_1 + a(G, f) + b(G, f) = \int_S \operatorname{Div} G^T J \, ds, \quad (1)$$

выполняющемуся для любого G . Поскольку в силу теорем вложения билинейные формы a и b – компактны в $W_2^1(S)$, и, значит, в силу теоремы Рисса последнее соотношение можно записать так:

$$f + A f + B f = J',$$

где A и B – компактные операторы, зависящие квадратично от γ и ω . Решение этой задачи существует при всех γ , кроме тех, что совпадают с собственными значениями $\gamma_n(\omega)$ этой задачи. Поэтому соотношение (1) определяет f вполне однозначно и может быть принято как обобщенная постановка исходной задачи. Более того, мы попутно доказали существование решения этой задачи в $W_2^1(S)$ при всех γ , отличных от $\gamma_n(\omega)$.

Сказанное показывает, что известные результаты о существовании решения, полученными для случая $\varepsilon = 1$ в [2], а для произвольного заполнения в [3], могут быть без труда получены с использованием только пространства W_2^1 .

Литература

1. Зоммерфельд А. Электродинамика. М.: ИЛ, 1958.
2. Тихонов А.Н., Самарский А.А. О возбуждении радиоволноводов. // ЖТФ. 17 (1947), № 11, с.1283-1296.
3. Боголюбов А.Н., Делицын А.Л., Свешников А.Г. О задаче возбуждения волновода с неоднородным заполнением. // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 39 (1999), № 11. С.1869-1888.

РАЗРУШЕНИЕ РЕШЕНИЙ АБСТРАКТНЫХ ЗАДАЧ КОШИ ДЛЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНО-ОПЕРАТОРНЫХ УРАВНЕНИЙ

Науч. сотр. Корпусов М.О.

Целью настоящего исследования является получение оптимальных результатов типа теорем "существования -- несуществования"

глобальных во времени решений задач Коши для дифференциально -- операторных уравнений:

$$\frac{d}{dt}(Au + \sum_{j=1}^N A_j(u)) = F(u), \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt}Au = F(u), \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt}(Au + \sum_{j=1}^N A_j(u)) + Lu = F(u), \quad (3)$$

$$\frac{d}{dt}(Au + \sum_{j=1}^N A_j(u)) + D(P(u)) = F(u), \quad (4)$$

Методом исследования данных задач является метод Галеркина в сочетании с методами монотонности и компактности для доказательства слабой обобщенной разрешимости. Для доказательства несуществования глобального во времени решения используется энергетический подход Н.А. Levine [1], который мы развиваем в следующих направлениях: во - первых, мы рассматриваем случай нелинейного оператора при производной во времени, во- вторых, в случае линейного оператора мы помимо двусторонних оценок времени "разрушения" решений, получаем оптимальные двусторонние оценки на скорость разрушения решений, в - третьих, мы рассматриваем "волновое" уравнение (4), для которого методика работы [1] неприменима. Примерами задач Коши для операторно-дифференциальных уравнений являются начально-краевые задачи для сильно-нелинейных уравнений типа Соболева в ограниченных областях, вывод которых изложен в работе [2]. Отметим, что вопросы о "разрушении" решений или о "несуществовании" глобальны во времени решений посвящены работы [3] -- [6]. Наш подход развит в работах [7] -- [10]. Отметим, что оптимальные теоремы о "разрушении" мы можем в ряде случаев доказывать и для неограниченных областей. С другой стороны, в неограниченных областях может быть применен метод "пробных" функций, развитый в работе [6].

Литература

[1.] Levine H. A. Some nonexistence and instability theorems for solutions of formally parabolic equations of the form $Pu_t = -Au + F(u)$ // Arch. Rational. Mech. Analys. 1973. V.51. P. 371-386.

[2.] Корпусов М.О., Свешников А.Г. Трехмерные нелинейные эволюционные уравнения псевдопараболического типа в задачах математической физики // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 2003. Т. 43. N 12. С.

[3.] Самарский А. А., Галактионов В. А., Курдюмов С. П., Михайлов А. П. Режимы с обострением в задачах для квазилинейных параболических уравнений. М.: Наука, 1987.

[4.] Fujita H. On the blowing up of solutions to the Cauchy problem for $u_t = \triangle u + u^{1+\alpha}$ // J. Fac. Univ. Tokyo. 1966. Sect. IA. V. 13. P. 109 - 124.

[5.] Egorov Yu. V., Kondratiev V. A. On blow-up solutions for parabolic equations of second order, in the book: Differential Equations, Asymptotic Analysis and Mathematical Physics, Editors: M. Demuth, B.-W. Schulze, Akademie Verlag, Berlin, Serie: Mathematical Research, 100, P. 77-84, 1997.

[6.] Митидиери Э., Похожаев С. И. Априорные оценки и отсутствие решений дифференциальных неравенств в частных производных. Труды МИАН. 2001.

[7.] Корпусов М.О., Свешников А.Г. О разрушении за конечное время решения начально-краевой задачи для полулинейного уравнения составного типа // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 2000. Т. 40. № 11. С. 1647-1654.

[8.] Корпусов М.О. К вопросу о разрушении за конечное время решения задачи Коши для псевдопараболического уравнения $\$Au_t=F(u)\$$ // Диффер. уравнения. 2002. Т. 38. № 12. С. 1-6.

[9.] Корпусов М.О., Свешников А.Г. О разрешимости сильно нелинейного уравнения псевдопараболического типа с двойной нелинейностью // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 2003. Т. 43. № 7. С. 944-962.

[10.] Корпусов М.О. "Разрушение" решения псевдопараболического уравнения с производной по времени от нелинейного эллиптического оператора // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 2002. Т. 42. № 12. С. 1717-1724.

НЕКОТОРЫЕ СОСТОЯНИЯ МОДЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ БОЗОНОВ

Аспирант Голиков Д.С.

Рассмотрим обобщение гамильтониана, исследованного в статье [1]. Гамильтониан определим следующим образом:

$$H = -\frac{T}{G} \sum_{i=1}^G b_i^+ \sum_{j=1}^G b_j + \frac{J}{G} \sum_{i=1}^G b_i^+ b_i^+ \sum_{j=1}^G b_j b_j - \mu \sum_{i=1}^G b_i^+ b_i,$$

где G - натуральное число, T и J - произвольные параметры, μ - химический потенциал. Операторы рождения и уничтожения подчиняются коммутационным соотношениям статистики бозе. Вычислим энергию, соответствующую состоянию $|\varphi\rangle = \exp\{\alpha b^+ + \beta b^+ b^+\}|0\rangle$. Квадрат его нормы [2]

$$\langle \varphi | \varphi \rangle = \frac{e^{\alpha\gamma}}{\sqrt{1-4\beta^2}}, \quad \text{откуда } \beta \in \left(-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right),$$

где $\gamma = \frac{\alpha}{1-2\beta}$. Главная асимптотика собственных значений гамильтониана [3]

$$f(b, g) \equiv \lim_{G \rightarrow \infty} \frac{\langle \varphi | H | \varphi \rangle}{G} = -T\gamma^2 + J \left(y^2 + \frac{2\beta}{1-4\beta^2} \right)^2 - \mu \left(\gamma^2 + \frac{4\beta^2}{1-4\beta^2} \right). \quad (1)$$

Возможные точки минимума определяются из необходимого условия экстремума, а соответствующие соотношения на параметры - из условий существования решений и критерия минимума - положительности всех миноров матрицы вторых производных:

$$f_{\beta\beta} > 0, \quad \begin{vmatrix} f_{\beta\beta} & f_{\beta\gamma} \\ f_{\beta\gamma} & f_{\gamma\gamma} \end{vmatrix} > 0. \quad (2)$$

Вакуумное решение $\beta = \gamma = 0$ обладает нулевой энергией и является минимумом при $J - \mu > 0, T + \mu < 0$.

Двухчастичное состояние $\beta = \pm \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu-J}{\mu+J}}$, $\gamma = 0$ двукратно вырождено и существует при условиях

$$\begin{cases} 0 < J < \mu > 0, \\ T + \mu < \pm \sqrt{\mu^2 - J^2}. \end{cases}$$

Его энергия $E = -\frac{1}{4} \frac{(\mu - J)^2}{J}$. Из условий на J, μ следует, что одна и та же система² не может иметь одновременно вакуумного и двухчастичного состояний.

Третье решение состоит из двух пар решений. Первое из них реализует минимум энергии.

$$\begin{cases} \beta = \frac{a\sqrt{a^2-1}}{2}, \\ \gamma^2 = 2\beta \left(\frac{\mu}{J} \frac{1}{1+4\beta^2} - \frac{1}{1-4\beta^2} \right) \end{cases} \quad \text{при} \quad \begin{cases} a = \frac{\mu}{T+\mu} < -1, \\ \frac{\mu}{J} \leq \frac{1+4\beta^2}{1-4\beta^2}. \end{cases}$$

Второе соответствует точке перегиба.

² характеризующаяся уникальным набором T, J, μ

$$\begin{cases} \beta = \frac{a - \sqrt{a^2 - 1}}{2}, \\ \gamma^2 = 2\beta \left(\frac{\mu}{J} \frac{1}{1 + 4\beta^2} - \frac{1}{1 - 4\beta^2} \right) \end{cases} \quad \text{при } \frac{\mu}{J} \geq \frac{1 + 4\beta^2}{1 - 4\beta^2}.$$

Как видно из условий на J , μ , одна и та же система реализует только одно из этих состояний. Из первого неравенства (2) накладывается дополнительное условие $\mu < J \left(\frac{1 + 4\beta^2}{1 - 4\beta^2} \right)^3$ для двух случаев. Энергию первого вырожденного состояния можно найти из (1) подстановкой значений β и γ . Численно при фиксированных параметрах показано (рис. 1), что при соответствующем выборе первое решение реализует минимум, а второе является точкой перегиба.

Автор благодарен В.П. Маслову, Б.И. Садовникову и Г.В. Ковалю за внимание к работе и полезные обсуждения.

Литература

- [1] Белов В.В., Маслов В.П., Шведов О.Ю./Мат. заметки. 1993. 53. №5. С.14.
- [2] Березин Ф.А. Метод вторичного квантования. М.: Наука. 1965.
- [3] Маслов В.П., Шведов О.Ю. Метод комплексного ростка в задаче многих частиц и квантовой теории поля. М.: УРСС. 2000.

ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ МАГНИТОАКТИВНОГО СЛОЯ ОКЕАНСКОЙ КОРЫ.

Профessor Трухин В.И., профессор Максимочкин В.И.

Аномальное геомагнитное поле океанов (АГПО) несет очень ценную информацию о строении и геодинамики дна океана, о движениях литосферных плит, о тектонических процессах, определяющих глубинное строение и поверхность нашей Земли [Трухин, 1973].

При интерпретации АГПО необходимо пользоваться моделью магнитоактивного слоя (МАС) океанской коры. Существующие модели МАС были построены исходя из расчетов, основанных на данных о распределении АГПО над различными участками акватории океана. Нами впервые была построена физическая модель МАС океанской коры, основанная на экспериментальных данных об изменении магнитоминералогического состояния и намагниченности пород океанской коры в зависимости от термодинамических условий их залегания. При этом предполагалось, что РТ условия определяются, прежде всего, глубиной залегания пород в океанской коре, так как с ростом глубины их залегания растет как температура, так и давление, испытываемое ими со стороны окружающих горных пород. Например, рост давления в зависимости от глубины залегания породы в океанской коре очевидно можно рассчитать исходя из плотности (ρ) базальтов. Для $\rho \approx 3$ г/см³ давление будет расти с градиентом равным примерно 30 МПа/км. Градиент температуры для океанской коры на достаточном удалении от срединного океанического хребта согласно данным глубоководного бурения [Dunlop & Prevot, 1982] можно принять равным 72,5 °/км.

Исходным магнитным минералом горных пород океанской коры является титаномагнетит, который с течением времени может окисляться. Нами [Трухин и Максимочкин, 1982] с помощью магнитного и электроннозондового методов была исследована кинетика процессов окисления титаномагнетитов базальтов, найдены кинетические константы τ_∞ и E_a . (см. таблицу I).

Исследование стадийности процессов окисления, знание кинетических констант, а также зависимости температуры от глубины залегания позволили оценить степень измененности титаномагнетита базальтов с ростом глубины их залегания в океанской коре. (Рис.1.)

Степень измененности исходного титаномагнетита для каждого из процессов рассчитывалась по формуле $z = 1 - e^{-t/\tau}$, где время релаксации оценивалось из уравнения Арениуса $\tau = \tau_\infty \cdot e^{-E_a/kT}$.

На основе этих данных, используя зависимость спонтанной намагниченности от температуры и степени окисления титаномагнетита была рас-

читана зависимость спонтанной намагниченности ферримагнитной фракции базальтов с глубиной их залегания в океанской коре. (Рис.2).

Использование этих данных, а также установленных нами [Максимочкин, 1995; Трухин и Максимочкин, 1999; Максимочкин, 2000] закономерностей влияния давления на формирование термонамагниченности и вязкой остаточной намагниченности океанских базальтов, содержащих зерна титаномагнетитов на различной стадии окисления, и результатов теоретического моделирования позволило оценить вклад различных факторов: температуры, давления, геомагнитного поля и времени их воздействия, на формирование естественной намагниченности базальтов, залегающих на различных глубинах, т.е. построить физическую модель магнитоактивного слоя океанской коры (Рис.2.)

Намагниченность верхней части океанической коры ($h < 0.7$ км) определяется титаномагнетитовой ферримагнитной фракцией, что согласуется с данными Данлопа Д., Шрейдера А.А., и Гордина В.М. Однако, в отличие от существующих моделей, в предлагаемой нами модели учитывается изменение с глубиной степени однофазного окисления титаномагнетитов в базальтах и зависимость естественной остаточной намагниченности базальтов от возрастающего с ростом глубины их залегания давления и температуры. Согласно предлагаемой модели, ЕОН верхней части океанской коры является термоостаточной природы, которая с ростом глубины залегания пород быстро уменьшается, и на глубине, примерно, 0.5 км составляет 10% от термонамагниченности поверхностных пород. В большинстве моделях намагниченность в этом слое считается независимой от глубины залегания базальтов.

Так как на глубине 0.7 км первичная термонамагниченность практически оказывается близка к нулю, то, в целом, на глубинах 0.6-0.7 км следует ожидать наличие слоя базальтов с очень низким значением намагниченности. Причем, наши данные ближе к модели Гордина, который выделяет в подошве слоя 2A преходную зону с низким значением намагниченности $In=0.01-0.59$ А/м.

Согласно предлагаемой модели, намагниченность коры в интервале 0,6-1,6 км (слой 2Б) определяется низкотитанистой ферримагнитной фракцией, близкой к магнетиту. Эти выводы, полученные на основе исследования кинетики магнитоминералогических процессов, также хорошо согласуются с данными исследования базальтов из скважин по проекту DSDP. Наиболее вероятно, что ЕОН пород этого горизонта может быть вязкой природы. Расчеты показали, что вязкая остаточная намагниченность с ростом глубины до $h=1,2$ км должна расти, далее падать. Максимальная величина I_{rv} для пород возрастом 1 млн лет может составлять около 1 А/м, что, примерно, на порядок выше, чем по модели Данлопа Д

(кривая 5) и в 5 раз меньше, чем по модели Гордина (кривая 6) и более близка к модели Шрейдера А.А.

Намагниченность коры в интервале глубин $h=(1.5-4)$ км определяется низкотитанистой ферримагнитной фракцией близкой к магнетиту. Вязкая остаточная намагниченность пород этого слоя, как показали результаты моделирования будет меньше 0.1 А/м. В тоже время модели основанные на интерпретации АГПО предсказывают намагниченность этого слоя в 1 А/м. Высокие значения естественной намагниченности этого горизонта, можно объяснить, термонамагнитностью пород с многодоменными зернами магнетита, которая, как видно из рис.3 (кривая 3), плавно убывает с ростом глубины. В модели Гордина было предложено объединить магнитные слои 2Б и 3А. Однако, согласно нашим данным, объединять их в один слой нельзя, так как ЕОН их разной природы, и будет вести себя поразному, например, при изменении геомагнитного поля и термодинамических условий.

Заключение

На основе анализа результатов лабораторных исследований и результатов моделирования можно сделать следующие выводы:

1. Намагниченность верхней части океанской коры $h<0.7$ км определяется титаномагнетитовой ферримагнитной фракцией, подвергнутой однофазному окислению, степень которого может варьироваться в больших пределах. Намагниченность коры в интервале $h=(1.5-4)$ км определяется низкотитанистой ферримагнитной фракцией близкой к магнетиту. При $h>4$ км за намагниченность горных пород ответственна магнетитовая ферримагнитная фракция.
2. Основная компонента намагниченности верхней части океанической коры термоостаточной природы с ростом глубины залегания пород быстро уменьшается, и на глубине, примерно, 0,5 км составляет 10% от термонамагниченности поверхностных пород, а на глубине 0,7 км - полностью разрушается.
3. Вклад вязкой компоненты в намагниченность базальтового слоя в интервале глубин от 0 до 0.5 км несущественен. Вклад вязкой компоненты в намагниченность пород океанской коры ожидается на глубинах (1.2-1.4) км.
4. Намагниченность горных пород на глубинах (4-8) км может состоять либо из химической намагниченности однодоменных зерен магнетита, либо из термоостаточной намагниченности псевдооднодоменных или многодоменных зерен магнетита. Величина этой намагниченности убывает с ростом глубины залегания пород.
5. На глубине, примерно, в 8 км в океанской коре возможен (2-4)-кратный относительно нормальных условий рост полной намагниченности за счет

явления термонамагничивания магнетитовых зерен с дефектной структурой.

Литература.

1. Трухин В.И. Введение в магнетизм горных пород, изд-во МГУ, 1973.
2. Dunlop D.J., Prevot M. Magnetic properties and opaque mineralogy of drilled submarine intrusive rocks. //Geophys. J.R. Astr.Soc. 1982., v.69, p.763-802.
3. Трухин В.И., Максимочкин В.И. Исследование кинетики процессов окисления ферримагнитной фракции подводных базальтов. Изв. АН СССР. Физика Земли, 1982, N 11, c. 39-51.
4. Максимочкин В.И. Термонамагничивание горных пород в условиях высоких давлений. // Физика Земли. 1995. N9. c.49-56.
5. Трухин В.И., Максимочкин В.И. Изменение намагниченности пород в земной коре обусловленное ростом давления и температуры. Физика Земли. 1999. №11, c.3-14.
6. Максимочкин В.И. Влияние давления на вязкое намагничивание базальтов. Физика Земли. 2000. №7, c.43-48.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 02-05-64274

УДК 551.466

ВЕТРОВЫЕ СОЛИТОНЫ И УЕДИНЕННЫЕ ВИХРИ В ЖИДКОСТИ.

Гл. науч. сотр. *Шелковников Н.К.*

Часть I. Процессы, происходящие в морях и океанах, во многом обусловлены волновихревым характером движения вод. Особенно значительное влияние на динамику оказывают длинные волны, к числу которых относятся цунами сейсмического и метеорологического происхождения (так называемые метеоцунами). [1] При исследовании волн цунами, зачастую применяют теорию уединенных волн, впервые обнаруженных Расселлом в 1834 году. [2]

Работы Рассела во многом стимулировали развитие теории длинных волн. Еще при жизни Рассела Буссинеск и Рэлей нашли приближенное математическое описание формы и скорости уединённой волны на мелкой воде. Несколько позже, в 1895 году Кортевег и де Вриз (КДВ) вывели уравнение, описывающее любую слабо нелинейную и слабо диспергирующую систему плоских волн: $u_t - buu_x + u_{xxx} = 0$, решение которого

представляет собой уединённую волну, движущуюся в положительном направлении оси x с постоянной скоростью c .

В теории гравитационных волн на мелкой воде уравнение КДВ часто представляют в следующем виде [3]:

$$u_t + \frac{3 c_s}{2 H} u u_\xi = \frac{1}{2} c_s H^2 \left(\frac{\gamma}{\rho g H^2} - \frac{1}{3} \right) u_{\xi\xi\xi} \quad (1)$$

здесь $\xi = x - c_s t$ — независимая переменная, а $c_s = \sqrt{g H}$, H — глубина жидкости в отсутствии возмущения, h — высота волны, γ — поверхностное натяжение воды, а ρ — плотность. Решение этого уравнения представляется в виде уединённой волны:

$$u = h \operatorname{sech}^2 \left[\left(\frac{3h}{H^2} \right)^2 (x - ct) \right], \quad (2)$$

где $c = c_s \left(1 + \frac{h}{H} \right)^{\frac{1}{2}}$ (3)

Данное уравнение описывает волны в достаточно широких каналах с постоянным поперечным сечением.

В настоящее время под уединённой волной понимается всякий (часто колоколообразный) плоский волновой импульс, перемещающийся в одном направлении в пространстве и сохраняющий при этом свою форму [3].

В 1965 году Крускал и Забуски [4] численным методом показали, что уединённые волны во многом подобны частицам и ввели понятие "солитон".

"Солитон - есть уединённая волна, которая локализована и имеет постоянную форму (возможно, она содержит внутренние осцилляции). Её важнейшая особенность заключается в постоянстве характеристик (амплитуды, скорости, формы, внутренних частот), не изменяющихся даже при столкновениях с какой-либо другой компонентой решения. При этом солитон с большей амплитудой обгоняет солитон с меньшей амплитудой, проходя через него, так что солитоны меняются местами. Столкновения являются упругими и никакого дополнительного возмущения, в виде излучения, в процессе взаимодействия не возникает. Единственный эффект взаимодействия сводится к сдвигу положения солитона по отношению к его движению без столкновений. В случае столкновения двух солитонов фазовый сдвиг является простой функцией собственных значений" [3].

Большой вклад в исследование ветровых волн внёс В.В.Шулейкин [5].

В штормовом бассейне он получил ряд важных результатов и дал подробное описание процесса формирования ветровых волн, который качественно совпадает с нашими наблюдениями в кольцевом аэрогидроканале.

Что касается уединённых волн, то Шулейкин отмечал [5], "что это волны особого рода, не имеющие ничего общего с приливами по своему происхождению, но охватывающие *всю* толщу морской воды, подобно приливным волнам, и потому распространяющиеся со скоростями примерно такими же, с какими распространяются волны прилива. Это волны, вызванные подводными землетрясениями. Если внезапный сдвиг, приводящий к подъёму или обвалу морского дна на некотором большом протяжении, сообщит короткий, но чрезвычайно мощный импульс морской воде, лежащей над ним, то тем самым может быть создана так называемая **уединённая волна**. До настоящего времени нет полной ясности ни в теории уединённой волны, ни в тех опытах, которые производились с нею различными авторами начиная с XIX века. Однако, с достаточной для практики надёжностью, можно принять хорошо известное выражение для профиля уединённой волны (2). Помимо уединённой волны описанной выше, землетрясения могут, по-видимому, вызывать и ритмические колебания уровня моря, порождённые подобными же ритмическими колебаниями пластов дна. Это явление получило у японцев название цунами".

Выше приведённое свидетельствует о том, что В.В.Шулейкину не удалось наблюдать уединённую волну в штормовом бассейне. С нашей точки зрения это связано с тем, что не было найдено оптимальное соотношение между скоростью ветра и глубиной жидкости в канале.

Усилиями многих учёных понятие солитона прочно вошло в различные области науки. В меньшей степени это касается ветровых солитонов на воде.

В 1998 нам удалось наблюдать удивительное явление в кольцевом канале, когда под действием ветра возникла большая одиночная волна (Фотография на рисунке 1) [10]. Её скорость во много превышала скорость обычных ветровых волн. В дальнейшем нами было проведено экспериментальное исследование процессов зарождения и взаимодействия ветровых уединённых волн в кольцевом аэрогидроканале. Регистрация волн проводилась при помощи видеосъёмки и 16 струнных волнографов. Скорость ветра регистрировалась при помощи анемометрической вертушки.

На базе полученных данных необходимо было классифицировать понятие ветровой уединённой волны, определить ее положение в семействе солитонов КДФ. При этом необходимо было выяснить характер влияния поверхностно-активных веществ (ПАВ) и флотации на зарождение и параметры уединённых волн.

Непрерывная регистрация нарастания волн позволила проследить различные стадии процесса зарождения ветровых уединенных волн от гравитационно-капиллярных волн до сформировавшегося одного солитона. При этом во всех экспериментах наблюдалось развитие нескольких уединенных волн, после взаимодействия которых, оставалось две волны. И только после некоторого времени взаимодействия между ними формировалась одна уединённая волна. Процесс формирования уединённой волны имеет несколько стадий.

Наиболее интересной является стадия взаимодействия двух волн. В этом случае может быть два варианта. Первый – взаимодействие двух солитонов, амплитуды которых мало отличаются друг от друга. В этом случае при сближении солитонов происходит их частицеподобное взаимодействие, в результате которого происходит обмен импульсом между ними, после которого меньший из них отстает на некоторое расстояние, а затем снова увеличивается, что завершается очередным взаимодействием двух солитонов. Это так называемые “качели” т.е. периодическое сближение (взаимодействие) солитонов и их удаление друг от друга. Этот процесс продолжается до тех пор пока впереди не окажется солитон с меньшей амплитудой. В этом случае (второй вариант), больший солитон несколько раз проходит через меньший (волновое взаимодействие), в результате остаётся единственный солитон, который затухает только после выключения ветра.

Сказанное можно проиллюстрировать графиками на рисунке 2. Как видно из графика 2.1 зависимости расстояния между солитонами от времени видно, что это расстояние изменялось от 150 см. до 70 см., т.е. солитоны не сливались и не проходили друг через друга, а взаимодействовали между собой на расстоянии между их максимумами около 70 см. На графике 2.2 зависимости амплитуды солитонов от времени показано их взаимное расположение в различные фазы взаимодействия. Здесь сплошная линия соответствует первому солитону, а пунктирная – второму.

Видно, что в процессе взаимодействия амплитуда первого солитона увеличивалась, а второго уменьшалась и соответственно изменялись их относительные скорости (рисунок 2.4).

Из графиков (рисунки 2.2 и 2.3) зависимости амплитуды и энергии солитонов от времени можно судить о большой разности параметров уединенных волн во время взаимодействия (в интервале времени 320–335 с.).

Детальное рассмотрение процессов взаимодействия уединенных волн в кольцевом канале показало на качественное совпадение выводов численного эксперимента Забусски и Крускала [4] о частицеподобности солитонов, справедливого только для случая близких значений амплитуд взаимодействующих солитонов. При большой же разнице значений, в отличие от [4] – в нашем случае имели место волноподобные свойства – солитоны проходили друг через друга. В кольцевом канале явление рекур-

рентности не наблюдалось, солитон сохранял свои параметры вплоть до выключения ветра.

Кроме того, нами были проведены исследования влияния поверхности-активных веществ на процесс формирования уединенных волн. Показано, что на раннем этапе процесса зарождения гравитационно-капиллярных волн происходила медленная непрерывная генерация длинных волн. При этом ветер, действующий на гладкую водную поверхность, передавал энергию им, с нашей точки зрения, в основном посредством нормальной составляющей, а не тангенциальной, как в случае отсутствия ПАВ. Развитие этих волн продолжалось до тех пор, пока их амплитуда не достигала некоторой величины, после чего происходил обычный процесс формирования двух уединенных волн. Необходимо заметить, что при наличии ПАВ время зарождения солитона увеличивалось более чем в десять раз.

Далее нами была проведена серия экспериментов с флотацией на верхней границе жидкости. Показано, что при увеличении флотации амплитуда солитона уменьшалась, а его длина и время образования – увеличивались. При относительной флотации выше 0,018 (1,75 кг/100 кг, т.е. отношение веса флотации к весу жидкости в канале) солитон вообще не образовывался.

Часть II. В нелинейной теории волн появились понятия: уединённая волна, уединённый вихрь, солитон. Все они относятся к уединённым возмущениям, сохраняющим со временем свою форму. Иногда уединённые вихри называют солитонами [6].

Уединённые вихри отличаются от уединённых волн тем, что они хотят и могут перемещаться относительно среды, но переносят частицы, врачающиеся в вихре (захваченные частицы), тем самым увеличивая теплопроводность и диффузию. С этой точки зрения уединёнными вихрями являются топографические вихри (столбы Тэйлора-Хогга).

Для исследования возможности формирования вихревых солитонов над топографическими особенностями морского дна, нами были проведены специальные измерения над банками Ампер (Атлантический океан) и “Китовая” (Средиземное море) с борта НИС “Академик Петровский”. С этой целью на полигонах в районах этих банок во время многочасовых “станций” и пространственных разрезов проводились измерения вертикальных профилей температуры, электропроводности воды, скорости и направления течения, а также комплекса метео данных, включавшего скорость и направление ветра, температуру и влажность воздуха, атмосферное давление. Измерения осуществлялись нестандартной аппаратурой, созданной на Кафедре физики моря и вод суши Физического факультета МГУ.

Результаты измерений температуры электропроводности в районе банки Ампер показали, что солёность в верхнем 150-метровом слое океана

изменялась незначительно ($\approx 0,02\%$) в то время, как распределение температуры характеризовалось наличием чётко выраженного слоя скачка с вертикальным градиентом $\approx 0,3^{\circ}C/m$. Было показано, что над вершиной банки Ампер имел место подъём сезонного термоклина до 60 м., относительно невозмущённого состояния моря.

На основании проведённых оценок был сделан вывод о том, что изменение глубины залегания сезонного термоклина вызвано существованием над вершиной банки области антициклической завихрености, т.е. уединённого вихря (в виде конуса Тейлора-Хогга) образовавшегося вследствие трансформации набегающего на банку потока. Этот вывод подтверждён проведённой нами теоретической оценки величины смещения пикноклина над банкой Ампер [7,8].

Гидрофизические условия на полигоне банки "Китовая" характеризовались большей температурной однородностью, колебания температуры в верхнем 80-метровом слое не превышали $0,6^{\circ}C$. Наблюдалась застойная область, где движение было слабым; по мере удаления от центра банки скорость увеличивалась. Существование обособленной области над банкой можно объяснить тем, что при обтекании достаточно высокого подводного препятствия стационарным потоком над его вершиной возникает область замкнутых линий тока. В однородной жидкости эта область имеет форму столба в виде уединённого вихря, занимающего всю толщу жидкости от вершины препятствия до свободной поверхности [7,8]. Для исследования механизма формирования уединённого вихря над подводным препятствием конечной величины были проведены лабораторные эксперименты в однородной и двухслойной жидкости. С этой целью, была использована специальная установка, обеспечивающая возможность вращения цилиндрического резервуара (диаметром 43 см, высотой 25 см.) в диапазоне угловых скоростей от 2 до 36 оборотов в минуту с плавным изменением скорости вращения. Обтекание препятствия моделировалось движением самого препятствия со скоростью 3-4 мм /с. На первом этапе были проведены измерения в однородной жидкости. Для визуализации вихревого солитона в жидкости предварительно взвешивался алюминиевый порошок. Фотографирование производилось по схеме Вейкера. Было установлено, что в исследуемом диапазоне угловых скоростей вращения резервуара (26-30 оборотов в минуту) и скоростей движения препятствия (3-4,5 мм/с.) над последним препятствием всегда образовывалась столбообразная область, отделённая от окружающей жидкости двумя светлыми вертикалями (фотография на рисунке 3). Резкое изменение интенсивности освещенности на вертикальных образующих, ограничивающих препятствие, свидетельствует о наличии здесь сдвига скорости, предсказанных Стюартсоном (1967). Было обнаружено, что практически во всей области над препятствием,

имело место интенсивное вихревое движение, носящее квазистационарный характер. Полученный результат подтверждает основной вывод квазигеострофической теории столбов Тейлора о существовании над подводными препятствиями квазистационарной области антициклической завихрености [9]. То есть показана возможность формирования уединённых вихрей над подводным препятствием в однородной жидкости.

На втором этапе была исследована деформация пикноклина над подводным препятствием в процессе топографического циклогенеза в двухслойной жидкости. Для измерения смещения пикноклина использовался интегральный датчик электропроводности, включённый в плечо моста переменного тока. При проведении измерений резервуар заполнялся двухслойной жидкостью и постепенно раскручивался до постоянной угловой скорости 27-29 оборотов в минуту. Затем включался электромотор, приводивший в движение "препятствие" и осуществлялась запись.

Было проведено сравнение теоретических и экспериментальных зависимостей максимального смещения пикноклина на различном удалении от центра препятствия от перепада плотности в нём и от относительной толщины верхнего слоя, которое показало удовлетворительное их совпадение [7,8].

В [7,8] рассмотрена теоретическая задача описания эффекта деформации пикноклина над подводным препятствием, движущимся в равномерно вращающейся двухслойной жидкости перпендикулярно оси вращения.

Задача решалась для случая $\varepsilon \ll 1; \delta_1, \delta_2, \delta \leq 0(1); \alpha = 0(\varepsilon); \alpha_1 = 0(1); \sigma = 0(1)$,

причём V - в данном случае, есть скорость движения препятствия, V_0 - скорость набегающего потока, Ω_0 - удвоенная угловая скорость вращения жидкости, а ρ_0 - средняя по вертикали плотность жидкости, $\Delta\rho$ - перепад плотности на границе раздела слоёв, d_1, d_2 - толщины верхнего и нижнего слоев вне препятствия ($d_1 + d_2 = H$), h_0, L - характерные вертикальный и горизонтальный размеры препятствия, $\Omega = \Omega_0 + \beta y$ - параметр Кориолиса, ρ - плотность жидкости в верхнем слое,

$$\varepsilon = \frac{|V|}{L\Omega_0}, \alpha = \frac{L\Omega_0}{(gH)^{\frac{1}{2}}}, \alpha_1 = \frac{L\Omega_0}{\left(g\frac{\Delta\rho}{\rho_0}H\right)^{\frac{1}{2}}}, \delta_1 = \frac{d_1}{L}, \delta_2 = \frac{d_2}{L}, \delta = \frac{H}{L},$$

$$\sigma = \frac{h_0}{d_2 \varepsilon} g - \text{ускорение свободного падения.}$$

Рассмотрение этой задачи является важным с точки зрения сопоставления явления океанического среднемасштабного циклогенеза, при котором препятствие обтекается градиентным потоком, с результатами лабораторных экспериментов по моделированию этого явления, в которых относительное движение достигается за счёт движения препятствия в жидкости. Такое сопоставление проводится в работе путём сравнения уравнений, полученных при решении сформулированной задачи, с уравнениями, представленными в работе Мак Картни (1975), где рассматривалась задача об обтекании подводного препятствия градиентным потоком. В результате сравнения этих уравнений было показано, что для лабораторных экспериментов, в которых обтекание препятствия моделируется движением самого препятствия, давление в жидкости должно сопоставляться с возмущением поля давления, если моделируется ситуация обтекания возмущения рельефа дна градиентным потоком. Вместе с тем возмущение границы раздела слоёв в том и в другом случае описывается одним и тем же уравнением

$$: \Delta\eta - \omega^2 \eta = -\sigma h,$$

где $\omega^2 = \frac{\alpha_1^2}{\lambda_1 \lambda_2}$, h – функция, описывающая форму препятствия, $\lambda_1 \lambda_2$ – относительные толщины верхнего и нижнего слоёв ($\lambda_i = d_i/H$), η – возмущение границы раздела слоев.

В результате решения этого уравнения было получено аналитическое выражение для функции смещения пикноклина над осесимметричным

подводным препятствием $\eta(r) = \sigma \int_0^\infty k \left(k^2 + \omega^2 \right)^{-1} \theta_0(kr) \tilde{h}(k) dk$,

где $\tilde{h}(k) = \int_0^\infty r \theta_0(kr) h(r) dr$, $\theta_0(x)$ – функция Бесселя нулевого порядка.

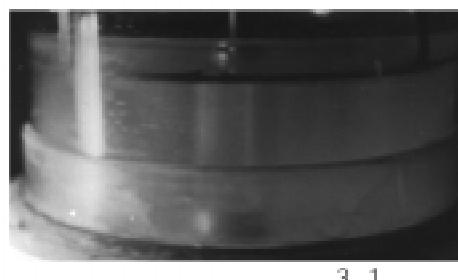
С помощью полученного выражения были исследованы зависимости смещения пикноклина от относительной толщины верхнего слоя и перепада плотности в нём. В результате анализа уравнений показано, что в нижнем слое интенсивность антициклонической завихренности над вершиной препятствия всегда больше, чем в верхнем слое.

На основании проведённых исследований можно сделать следующие выводы:

1. Впервые в лабораторных условиях обнаружена ветровая уединённая волна. Показано, что эта волна удовлетворяет основным требованиям, предъявляемым к солитонам. Следовательно, обнаруженная уединённая волна является ветровым солитоном.
2. Выявлен механизм взаимодействия двух ветровых солитонов, в результате которого формируется единственный солитон. Показано, что при близких значениях амплитуды взаимодействующих волн, они проявляют свои частицеподобные свойства. При большой разнице этих значений у солитонов проявляются волновые свойства, при которых солитоны проходят друг через друга.
3. Обнаружено, что наличие поверхностно активных веществ (ПАВ) приводит к существенному увеличению времени формирования ветрового солитона и реализации, так называемого, “длинноволнового” механизма генерации ветрового солитона. На начальном этапе, несмотря на действие ветра поверхность жидкости оставалась гладкой. Одновременно формировались “длинные волны”. При возрастании их амплитуды до определённой величины возникало несколько уединённых волн, взаимодействие которых приводило к появлению одного солитона. Считается, что в этом случае (из-за наличия ПАВ) нормальная составляющая ветра превосходила тангенциальное напряжение ветра.
4. Установлено, что наличие флотации замедляет процесс формирования ветрового солитона, уменьшает его высоту и увеличивает длину. При определённой скорости ветра и глубине жидкости увеличение массы флотации приводит, сначала к замедлению процесса формирования солитона, а затем – солитон, вообще, не образуется. Этот факт является важным для диагностики появления ветровых уединённых волн на шельфе Северных морей, покрытых битым льдом.
5. Показано, что в морских условиях над подводными препятствиями в виде банок, обтекаемых течением, формируются уединённые вихри, приводящие к усилению вертикального обмена, способствующего повышению биологической активности.
6. В лабораторных условиях обнаружен уединённый вихрь, который формируется над движущимся по дну препятствием во врачающемся цилиндрическом резервуаре, заполненном однородной жидкостью. При определенных условиях вихрь (часть его) периодически может “отрываться” от препятствия и дрейфовать вместе с жидкостью. В этом случае над препятствием вновь формируется вихрь. Полученные результаты могут быть полезны при исследовании вихрей над топографически неоднородностями морского дна.



Рисунок 1

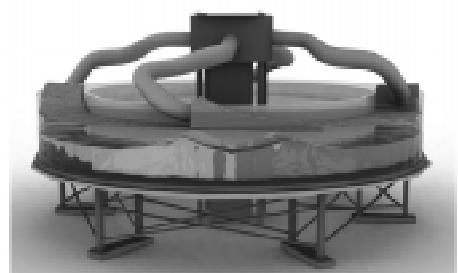


3.1



3.2

Рисунок 3



Кольцевой аэроидрофонтан

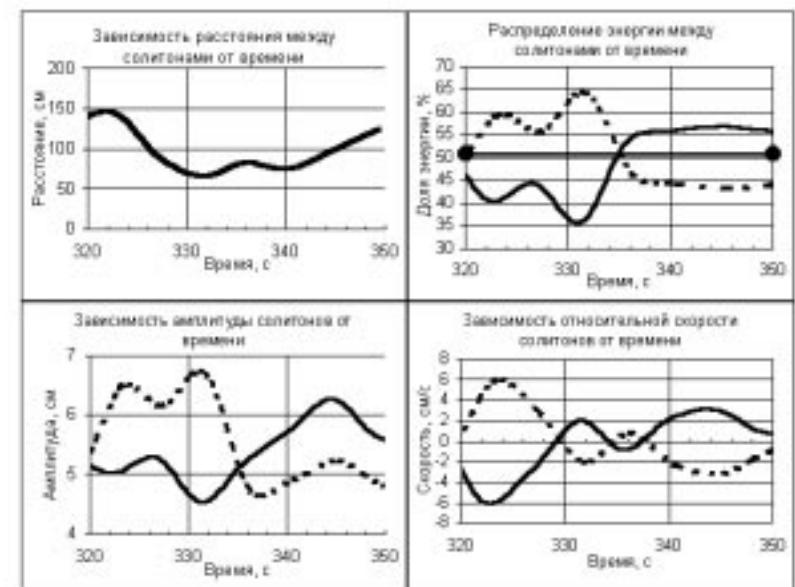


Рисунок 2

Литература

- Пелиновский Е.Н. Гидродинамика волн цунами. Нижний Новгород. 1996
- Russell J.S. "Report on waves" // Rep. 14th Meeting of the British Association for the Advencemrnt of Science. Jhon Murray. London. 1844. P.311—390.
- Буллаф Р., Кодри Ф. Солитоны. НФМИ, 1999
- Zabusky N.J., Kruskal M.D. "interaction of “solitons” in a collisionless plasma and the recurrence of initial states". Phys Rev. Lett. 1965. V. 15, P.240—243.
- Шулейкин В.В. Физика моря. М., Наука, 1968
- Петвиашвили В.И., Прохоров О.А. Уединённые волны в плазме и атмосфере. Энергоатомиздат, 1989
- Тихонов М.Б., Шелковников Н.К., О деформации пикноклина при топографическом циклогенезисе в двухслойной жидкости. Издательство АН СССР, ФАО, №6, 1987

8. Тимонов М.Б., Шелковников Н.К. Об особенностях термической и динамической структуры деятельного слоя океана в районах банок. Вестник МГУ, серия 3, Физика, астрономия. Т. 25, №6, 1984
9. Козлов В.Ф. Влияние рельефа дна на глубинные течения в океане. Владивосток, 1980
10. Шелковников Н.К. Ветровые уединённые волны в кольцевом аэрогидроканале. М., МГУ, 2002, 9с., Деп. в ВИНИТИ 27.12.2002, №2283 - В2002.

В заключение, выражаю благодарность всем студентам, аспирантам и научным сотрудникам, принимавшим участие в работе на разных этапах её выполнения.

ВЛИЯНИЕ КАТИОННОГО СОСТАВА НА ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ГАЛИЕВЫХ ГРАНАТОВ

Профессор Петрунин Г.И., с.н.с. Попов В.Г.,

Последние годы в лаборатории геотермии физического факультета МГУ активно ведутся исследования влияния химического состава на теплофизические свойства породообразующих минералов. Так, подробно изучено влияние компонентного состава в твердых растворах группы полевых шпатов (плагиоклазов) на интенсивность в них решеточной теплопередачи, выявлена физическая природа этого влияния, получены важные данные о влиянии катионного состава на температуропроводность (a) и теплопроводность (λ) кристаллической решетки карбонатов и серии искусственных гранатов, выращенных в ИОФ РАН из расплавов по методу Чохральского на ориентированных по кристаллографическим осям затравкам [1-7]. Полученные результаты позволили сделать ряд важных выводов об особенностях механизма теплопередачи и структуре теплосопротивления сложных многокомпонентных минеральных соединений.

Одним из важных выводов, касающихся влияния катионного состава в изоморфных сериях минералов, был сделан вывод о практическом линейном убывании фононной теплопроводности и температуропроводности синтетических гранатов с увеличением среднего атомного веса \bar{M} , контролируемого в таких сериях массу крупного катиона, находящегося в дodeкаэдральной позиции [1, 2, 5]. Ранее, Хораи [8] получил сходную зависимость для теплопроводности некоторых природных минералов и объяснил ее качественно тем, что в изоморфных сериях минералов при замещении

легких катионов на более тяжелые увеличивается эффективность рассеивания на них фононов. Комплексное исследование тепловых свойств искусственных гранатов дало возможность более детально исследовать этот вопрос, опираясь на данные по температуропроводности. Действительно, как показал эксперимент, объемная теплоемкость ($C_p \cdot \rho$) гранатов оказалась приблизительно одинаковой и наибольшее отклонение ее среднего значения едва превышает 3%. Этот факт, физическая природа которого объяснена нами в [2], значительно упрощает анализ влияния \bar{M} на теплопереносные свойства синтетических гранатов, так как, согласно формуле Дебая, позволяет проводить сравнение их теплопроводностей или теплосопротивлений в рамках прямых измерений температуропроводности, что, несомненно, точнее и удобнее. Характер зависимостей $a(\bar{M})$ и $\lambda(\bar{M})$ – одинаков и все выводы относительно физической природы этой зависимости для температуропроводности $a = 1/3 \bar{V} \cdot \bar{l}$, где \bar{V} – средняя скорость фононов между актами рассеяния, а \bar{l} – средняя длина свободного пробега фононов, автоматически распространяется и на теплопроводность. Согласно этому соотношению, влияние увеличения массы крупного катиона, контролируемое средним атомным весом \bar{M} соединения, может осуществляться двумя механизмами, отличающимися по своей природе: уменьшением средней скорости фононов \bar{V} и уменьшением средней длины свободного пробега \bar{l} , характеризующей частоту актов температурного фонон – фононного рассеяния и рассеяния фононов на флюктуациях массы в гранатах, которые находятся в прямой зависимости от массы крупного катиона или среднего атомного веса соединения. Однако, отсутствие экспериментальных данных по скорости звука в гранатах не позволило оценить вклад каждого из механизмов, хотя и отмечалось, что роль уменьшения скорости фононов с ростом \bar{M} может быть едва ли не основным механизмом уменьшения a и λ в изоструктурных сериях.

Настоящее сообщение и посвящено прояснению этого вопроса, которое оказалось возможным после измерения скоростей V_p и V_s в изученных галлиевых гранатах и оценке средней скорости \bar{V} по формуле:

$$\bar{V}^3 = 3 \frac{V_p^3 \cdot V_s^3}{V_s^3 + 2V_p^3}$$

В таблице 1, наряду с \bar{V} , \bar{M} и измеренными ранее температуропроводностью a и объемной теплоемкостью $C_p \cdot \rho$, приведены также рассчитанные по этим данным средние длины свободного пробега \bar{l} и их обратные величины, которые равны числу актов рассеяния фононов на единицу длины в кристаллическом пространстве при $T = 300\text{K}$. Из таблицы нетрудно видеть, что с ростом \bar{M} уменьшается как \bar{V} , так и \bar{l} , так, что работают оба механизма. Количественная оценка влияния увеличения среднего атомного веса \bar{M} на изменение средней скорости фононов и увеличения числа актов их

рассеяния, выполненная: для крайних членов серии ($\text{Y}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ – $\text{YbGa}_5\text{O}_{12}$) дает следующие результаты:

- относительное изменение температуропроводности для этих гранатов при увеличении \bar{M} от 40.35 до 53.00 составляет $\Delta a/a \approx 34\%$;
- в первом приближении, за счет изменения скорости $\Delta \bar{V}/\bar{V}$ температуропроводность, а следовательно, и теплопроводность изменяется примерно на 13%;
- на долю механизма рассеяния остается $\sim 21\%$, а приблизительный расчет дает $\sim 24\%$.

Таблица 1. Термальные свойства и параметры процесса решеточной теплопередачи галлиевых гранатов при $T = 300\text{K}$.

Формула	\bar{V} , км/с	\bar{M}	$a, 10^{-7}$ $\text{м}^2/\text{с}$	$C_p \cdot \rho, 10^6$ Дж/м· $^\circ\text{C}$	$\lambda, \text{Вт}/\text{м}\cdot\text{К}$	$l, 10^{-10}$ м	$1/l, 10^7$ м^{-1}
$\text{Y}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$	4.45	40.35	37.1	2.67	9.9	25.1	40.0
$\text{Nd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$	4.12	48.65	30.6	2.68	8.2	22.28	44.9
$\text{Sm}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$	3.99	49.55	29.0	2.67	7.7	21.80	45.9
$\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$	3.96	50.62	26.2	2.75	7.2	21.15	47.3
$\text{Yb}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$	3.88	53.00	24.5	2.76	6.7	18.94	52.8

Более того, сравнение температурных кривых для числа актов рассеяния фононов на единицу длины, которые мы здесь не приводим в связи с ограниченностью объема публикации, позволяет разделить вклад механизма рассеяния на «дефектную» часть, связанную с рассеянием фононов на крупных катионах Y^{3+} , Yb^{3+} , не зависящую от температуры, и на дополнительную часть собственно температурного фонон – фононного рассеяния, связанного с увеличением ангармоничности кристалла, вызванной увеличением флюктуаций атомной массы и приводящей к изменению фононного спектра. Температурные кривые $1/l = 1/l(T)$ представляют собой в изученном диапазоне температур (300 – 600К) линейные зависимости как и требует теория теплопроводности кристаллического диэлектрика, однако тангенс угла наклона их меняется при изменении \bar{M} . Экстраполяция этих зависимостей на $T = 0$ и дает возможность выделить «дефектную» часть рассеяния, а сравнение «дефектной» части с общим числом актов рассеяния при изученных температурах для кристаллов с различным \bar{M} позволяет оценить вклад температурного фонон – фононного рассеяния, связанного с изменением фононного спектра. При $T = 300\text{K}$ этот вклад составляет $\sim 50\%$ от прироста актов рассеяния в иттербий – галлиевом гранате относительно иттрий – галлиевого, то есть $\sim 12\%$.

Таким образом, на примере простых галлиевых гранатов показано, что в изоморфных рядах простых кристаллов, не содержащих твердых растворов,

ров, уменьшение a и λ , и, соответственно, возрастание теплосопротивления с увеличением среднего атомного веса \bar{M} , обеспечивается, практически в равной степени тремя механизмами: уменьшением эффективной скорости распространения фононов, рассеянием фононов на дефектах структуры (крупных металлических катионах) и приросте фонон – фононного температурного рассеяния, связанного с увеличением флюктуаций массы, а следовательно ангармонизма колебаний атомов в кристалле.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 02-05-64496

ЛИТЕРАТУРА

1. Петрунин Г.И., Попов В.Г., Ильин И.А., Ладыгин В.М. Влияние катионного состава на теплофизические свойства карбонатов. Вестник МГУ, серия 3. Физика, астрономия. №4, 1998, с 34 – 37.
2. Осико В.В. Петрунин Г.И., Попов В.Г., Тимошечкин М.И. Влияние химического состава на теплофизические характеристики галлиевых гранатов. ДАН СССР, т. 309, №1., 1989, с. 92-96.
3. Петрунин Г.И., Попов В.Г., Тимошечкин М.И. Влияние примесей и промежуточного состава на решеточную теплопроводность искусственных гранатов. ФТТ, т. 31, вып. 7., 1989, с. 139-143.
4. Петрунин Г.И., Попов В.Г., Тимошечкин М.И. Температурные зависимости теплоемкости, температуропроводности и теплопроводности галлиевых гранатов (300-700К). ТВТ, т. 27, № 6., 1989, с. 1097-1102
5. Петрунин Г.И. Попов В.Г., Ильин И.А Теоретическое обоснование поведения решеточной теплопроводности изоморфной серии минералов на примере галлиевых гранатов. Научная конференция: Ломоносовские чтения. Секция физики. Апрель 2001. Сб. расширенных тезисов докладов. М. МГУ. с. 138 – 141.
6. Петрунин Г.И., Попов В.Г. Влияние химического состава и степени позиционной упорядоченности на теплопереносные характеристики полевых шпатов. Международная конференция «Новые идеи в науках о Земле». Материалы Конференции ABSTRACTS. Vol. 3, Section XX. Москва 2003, с. 209
7. Петрунин Г.И., Попов В.Г Особенности фононного теплопереноса в минералах группы полевых шпатов. Научная конф. «Ломоносовские чтения», Секция физики. Апрель 2003, Сб. расширенных тезисов. Москва, Физический факультет. с. 97 - 102
8. Ki-it Horai. Thermal conductivity of rock-forming minerals. J. Geophys. Res., 76, No 10, 1971, p.1278-1308.

ВЫДЕЛЕНИЕ ОБЛАСТЕЙ НАИБОЛЕЕ СИЛЬНЫХ АФТЕРШОКОВ ПОСЛЕ СИЛЬНЫХ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ СДВИГОВОГО ТИПА.

Доцент Воронина Е.В.

Когда происходит сильное землетрясение, одним из наиболее актуальных вопросов является вопрос, будут ли повторные толчки (афтершоки) и где ожидаются наиболее сильные из них? Долгое время считалось, что эпицентры афтершоков оконтуривают области очага землетрясения и по ним определялись размеры очага. Во многих случаях, эти определения давали завышенные оценки.

Наблюдения в эпицентральных зонах землетрясений показало, что разрушение связано не со всей протяженностью разлома, а только с его концами, где имеет место высокая концентрация напряжений. Причем, развитие разрушения среды в форме афтершоков, происходит в стороне от плоскости основного разрыва. Если сброс напряжений на разломе не меняется со временем, то после реализации главного разрыва, моделируемого в виде сдвиговой трещины, возможно последующее скольжение либо в асейсмическом режиме, либо - в режиме афтершоков.

Настоящая работа посвящена изучению связи локализации ранних, наиболее сильных афтершоков с перераспределением напряжений в области очага в процессе вспарывания, в зависимость от параметров самого вспарывания. Распределение напряжений в очаговой области определяется функцией направленности излучения и зависит от скорости вспарывания.

На основе анализа эпицентральных областей в зонах нескольких сильнейших землетрясений 2003 года, (в том числе: алтайского 27 сентября с магнитудой 7.3, иранского 26 декабря с магнитудой 6.8, сильнейшего землетрясения в районе острова Хоккайдо с магнитудой 8.3 и других) показано, что ранние афтершоки близповерхностных землетрясений локализуются, главным образом, в областях растяжения. С физической точки зрения, этот результат представляется очевидным, так как сопротивление среды разрушению в условиях растяжения меньше, чем в условиях сжатия. Области растяжения определяются по функциям направленности излучения объемных волн, рассчитанным для заданных угловых параметров механизма очага основного события. Угловыми параметрами являются азимутальный угол направления простирации плоскости подвижки, угол падения плоскости подвижки и ориентация подвижки в плоскости вспаривания.

Несимметричность локализации афтершоков в зонах сильных землетрясений связана с направлением вспарывания в очаге. Большинство событий происходит в направлении, противоположном направлению распространения фронта разрушения. Наблюдается зависимость числа афтершо-

ков от скорости распространения фронта разрушения, а именно, чем выше скорость вспарывания, тем большее число афтершоков регистрируется в области, близкой к очагу.

Все рассмотренные землетрясения происходили вблизи поверхности Земли и имеют непосредственную связь с ориентацией тектонических структур. Предполагается, что землетрясения на Алтае и в Иране являются следствием подвига Тихоокеанской плиты под Евразию, связанного с активизацией очаговой зоны наиболее сильного землетрясения года, в районе Хоккайдо.

ОБ ОЦЕНКЕ ВКЛАДА РАЗЛИЧНЫХ ПРОЦЕССОВ В НАБЛЮДАЕМУЮ ИЗМЕНЧИВОСТЬ ПРИЗЕМНОГО ОЗОНА НАД ЕВРОПОЙ

Науч. сотр. Тарасова О.А., доцент Кузнецов Г.И., доцент Захаров И.С.

Последнее десятилетие развитие атмосферной науки неразрывно связано с проблемами, касающимися изменений газового состава приземного слоя воздуха. Наибольший интерес представляют изменения концентраций загрязнителей, рост которых связан с антропогенной деятельностью.

Среди наиболее опасных для человека газов нельзя недооценивать роль приземного озона, рост концентрации которого может негативно отразиться на состоянии здоровья человека. Несмотря на уменьшение пиковых концентраций в последнее десятилетие [2, 4], до сих пор не до конца выяснена роль отдельных, в частности динамических процессов, в наблюдаемую изменчивость приземного озона.

Различными исследователями было выполнено множество работ, целью которых было проанализировать вклад отдельных процессов в изменчивость приземного озона различного масштаба, начиная с анализа высоких положительных аномалий [5, 6] и заканчивая влиянием локальных метеорологических условий в высокогорных [1] и удаленных [3] регионах. Однако, систематизации влияния отдельных процессов в Европе, где хорошо развита ознометрическая сеть, до сих пор не проводилось.

В данной работе сделана попытка оценить количественно вклад различных механизмов в наблюдаемую изменчивость приземного озона над Европой.

В работе использованы результаты наблюдений приземного озона на сети станций ЕМЕР в период 1990-2001 гг. (<http://www.nilu.no>). Программа ЕМЕР (Европейская совместная программа мониторинга и оценки переноса воздушных загрязнений на большие расстояния; адрес в Интернет:

<http://www.emep.int>) выполняется под эгидой Европейской экономической комиссии ООН и имеет целью получение геофизической и экологической информации, необходимой для разработки и контроля достигнутых международных соглашений по вопросам охраны окружающей среды. Среди всех станций сети выбирались те, ряд измерений на которых составлял 8 и более лет. Такое ограничение связано с особенностями применяемого для анализа метода спектральной фильтрации.

Среди наиболее важных периодов, определяющих внутригодовую изменчивость приземного озона, могут быть выделены следующие: 1-8 дней, 8-18 дней, 19-30 дней и 31-90 дней. Некоторые из указанных периодов были выявлены в рядах наблюдений приземного озона на ряде Европейских станций в рамках проекта TOR-2 [7].

Основными управляющими процессами в выбранных группах являются:

1) 90-31 день – определяются долгопериодными изменениями концентрации приземного озона, связанные с сезонной изменчивостью освещенности (далее – мезо-масштаб).

2) 19-30 дней представляют атмосферные процессы, связанные с динамикой планетарных волн (далее – волновые процессы).

3) 8-18 дней - представляющие вариации концентрации, обусловленные крупномасштабными синоптическими процессами (барические системы в тропосфере, стратосферные вторжения и др.) – далее – крупномасштабная синоптика.

4) 1-5 дней, характеризующие короткопериодные, локальные процессы, которые обуславливаются характером геофизических условий наблюдения и синоптическими условиями (далее – локальная синоптика).

Анализ данных проводился в несколько этапов.

Для всех станций, длительность измерений концентрации приземного озона на которых превышает 8 лет, рассчитывался модельный средний год, для того, чтобы полученные спектральные оценки были несмещеными. По среднему году для 70 станций были рассчитаны спектры вариаций с помощью коррелограммного метода (БПФ).

Полученные спектры были свернуты с соответствующими окнами и подвергнуты обратному Фурье преобразованию. Полученные модельные ряды были подвергнуты дальнейшему анализу с оценкой дисперсии в соответствующем диапазоне периодов.

Как мера изменчивости концентрации была выбрана величина трех стандартных отклонений, которая адекватно описывает среднюю изменчивость за 10 лет. Полученные пространственные картины общей изменчивости и изменчивости, определяемой выбранными процессами, представлены на рисунках.

Пространственное распределение полной изменчивости представлено на рис. 1. Как видно из рисунка, амплитуда полной изменчивости имеет выраженный широтный градиент с севера на юг и в глубь континента. В Альпийском регионе эта изменчивость приблизительно на 30% меньше наблюдаемой на той же широте в континентальных районах. Эта особенность выражена, хотя и в меньшей мере, в других диапазонах периодов.

Среди исследованных диапазонов периодов максимальная изменчивость (до $15 \mu\text{g}/\text{m}^3$) связана с крупномасштабными синоптическими процессами, в то время как минимальным является изменчивость, определяемая волновыми процессами.

Широтный градиент в мезо-масштабной изменчивости менее выражен, по сравнению с общей наблюдаемой изменчивостью (рис.2). Как видно из рисунка, наибольшие вариации этого масштаба наблюдаются в наиболее загрязненных регионах Европы («горячая точка» над Германией). В среднем, изменчивость мезо-масштаба не превышает $10 \mu\text{g}/\text{m}^3$. Следует помнить, что выбранный диапазон является лишь отголоском более мощных вариаций (сезонных), амплитуда которых может достигать в выбранных мерах $70 \mu\text{g}/\text{m}^3$.

По сравнению с мезо-масштабными вариациями, вклад волновых процессов (рис. 3) не имеет выраженного широтного градиента, да и сама изменчивость существенно меньше (от 2.5 до $6 \mu\text{g}/\text{m}^3$). Можно отметить, что пространственная структура вклада волновой изменчивости не совсем согласуется с общими представлениями о динамике атмосферных процессов в зоне разрыва тропопауз и будет далее исследована более подробно. В области волновой изменчивости максимум также попадает на самые загрязненные районы Европы.

Принционально по-другому выглядит пространственная картина вкладов крупномасштабных синоптических процессов (рис.4). По сравнению с остальными исследованными процессами, ее влияние является максимальным (до $14 \mu\text{g}/\text{m}^3$). Важно отметить, что кроме выраженного широтного градиента максимальное влияние этой группы процессов наблюдается в приморских районах (вдоль пролива Ла-Манш и побережья Черного моря). Аналогичные вариации, но меньшей амплитуды, наблюдаются в группе локальных синоптических процессов (рис.5). Кроме того, очевидно меньшее влияние локальных процессов и в Альпийском регионе.

Проведенный анализ позволяет заключить, что вклад различных процессов в наблюдаемую изменчивость приземного озона довольно неоднороден. Влияние синоптических процессов максимально оказывается на приморских станциях. Вклад большинства выбранных процессов имеет широтный градиент. В Альпийском регионе вариации во всех диапазонах на 10-15% меньше наблюдаемых на равнинных территориях.

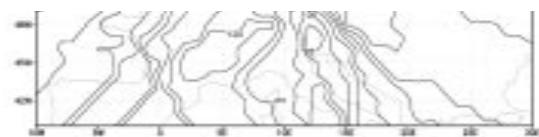


Рис.1. Полная наблюдаемая изменчивость приземного озона над Европой.

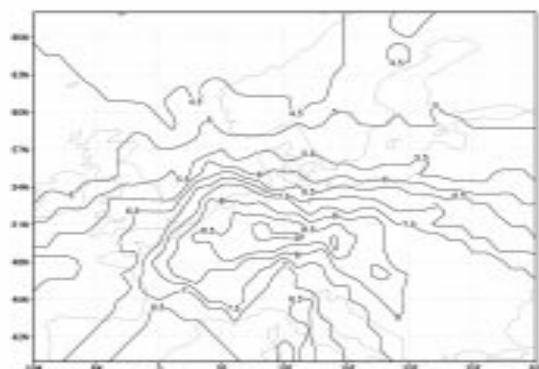


Рис.2. Мезо-масштабная изменчивость приземного озона над Европой

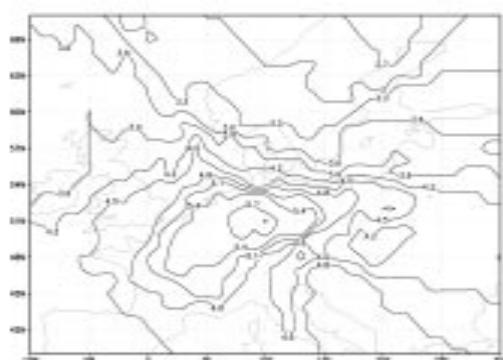


Рис.3. Волновая изменчивость приземного озона над Европой

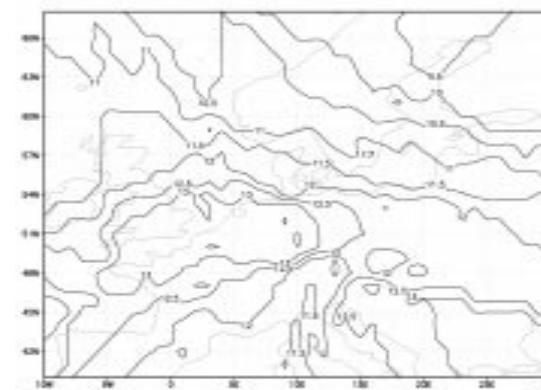


Рис.4. Вклад крупномасштабных синоптических процессов в изменчивость приземного озона над Европой

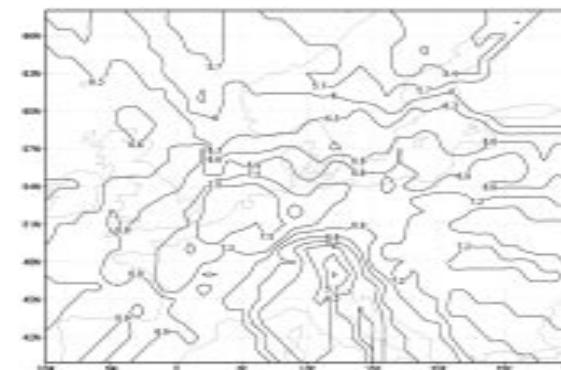


Рис.5. Вклад локальных процессов в изменчивость приземного озона над Европой

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №03-05-64712 и INTAS 01-0016.

Литература

1. Kuznetsova I.N., Elansky N.F., Senik I.A. Measurements of the tropospheric ozone concentration over the Kislovodsk High Altitude Station: Synoptic scale meteorological processes as a cause of ozone variations // Izvestiya RAS, Atmospheric and Oceanic Physics. 2001. V. 37. Suppl. 1. P. 2.120-130 Solberg S., Bergstroem R., Langner J., Laurila T., Sjoeborg K. and Lindskog A. Changes in ozone episodes due to emission reductions: A Nordic

- study // Norwegian Institute for Air Research: Kjeller. EMEP/CCC-Report 10/2002. 74 p. (<http://www.nilu.no>).
3. Tarasova O.A. and A. Yu. Karpetchko Accounting for local meteorological effects in the ozone time - series of Lovozero (Kola Peninsula) //Atmos. Chem. Phys., 2003. v. 3. P. 941–949.
 4. TOR-2 (Tropospheric Ozone Research), Final Report. International Scientific Secretariat (ISS), GSF, Munich, Germany, 2003. 168p.
 5. Звягинцев А.М., Крученицкий Г.М. О пространственно-временных связях приземной концентрации озона в Европе. - Известия РАН. Физика атмосферы и океана, 1997, т. 33, № 1, с. 104-113.
 6. Звягинцев А.М., Кузнецова И.Н. Изменчивость приземного озона в окрестностях Москвы: результаты десятилетних регулярных наблюдений. - Известия АН. Физика атмосферы и океана, 2002, т. 38, № 4, с. 486-495.
 7. Cvitas, T., et al. Spectral analysis of boundary layer ozone data from the EUROTRAC TOR network, J. Geophys. Res., 109, D02302, 2004, doi:10.1029/2003JD003727.

О БАЗИСЕ ОРТОГОНАЛЬНЫХ ФУНКЦИЙ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ. Ст. научно сотр. Юшков В.П.

Для описания случайных метеорологических полей в атмосфере предлагается система ортогональных собственных функций (ОСФ), построенных как решение задачи Штурма-Лиувилля с гравитационным потенциалом. Анализируется семейство решений уравнения Шредингера вне сферы ($r \geq R_0$) в зависимости от двух параметров φ и λ , первый из которых связывает внутреннюю энергию с оператором Лапласа, а второй выражает граничное условие на поверхности.

Использование ортогональных собственных функций (ОСФ) в качестве базиса разложения случайных полей в геофизике является широко употребительным и список таких исследований насчитывает уже не одну сотню работ (см. например библиографию в [1,3,4]). Так например, в глобальных спектральных моделях базисными являются сферические функции, которые входят в частные решения уравнений Лапласа и Гельмгольца в сферических координатах, что позволяет использовать их в численных схемах прогноза погоды и климата. После работ А.М. Обухова о случайных полях, в том числе случайных полях на сфере (см. в [2]), большое распространение получили эмпирические ортогональные собственные функции (ЭОСФ).

Гораздо меньше подобных работ можно видеть об ортогональных собственных функциях по вертикальной координате, хотя их применение в синоптических и климатических моделях неоднократно обсуждалось. Такое состояние объясняется, по-видимому, отсутствием обоснованного выбора такой системы ОФ, разложение по которой основных синоптических характеристик (температуры, давления, скорости и направления ветра или функции тока и вихря) приводило бы к достаточно быстрой сходимости коэффициентов разложения, с тем, чтобы относительно небольшое их число описывало основные закономерности распределения этих характеристик и их естественной изменчивости.

Главной сложностью построения ОСФ в атмосфере по вертикали является отсутствие четкого критерия выбора этих функций. Ведь выбор произвольной системы ОФ, например классических полиномов Лагерра приведет к тому, что разложение реальных метеорологических полей не будет сходиться быстро. Это затем приведет также и к тому, что вычисление ЭОСФ потребует большого числа таких функций, а точность вычисления коэффициентов будет невелика.

В данной работе предлагается такая система ОСФ, по которой можно провести разложение поля плотности атмосферы, а такие характеристики как температура (внутренняя энергия) и скорость ветра при разложении по этой же системе СФ представляются собственными значениями (средними для каждой моды разложения плотности). Такой подход позволяет использовать законы сохранения массы, энергии, импульса и момента импульса всей атмосферы, так как каждая мода является глобальной (трехмерной) СФ.

Основным отличием предлагаемого подхода (описанного в [3]) является выбор такого метеорологического поля, которое, во-первых, характеризуется малой изменчивостью, а во-вторых, входит во все законы сохранения. Понятно, что другие метеорологические поля, например поле вихря или поле аномалий температуры, не обязательно будут быстро сходиться при разложении по предлагаемой системе СФ, так как их спектр может иметь характер «широкополосного шума». Однако если такое поле входит в законы сохранения, то распределение плотности является весом этого поля и их совместное разложение, например разложение поля $T\sqrt{\rho_a}$ будет сходиться достаточно быстро.

В первом приближении рассматривается идеализация поверхности Земли в форме сферы постоянного радиуса R_0 , а гравитационный потенциал рассматривается в форме $1/r$. В этом приближении не рассматривается влияние силы Кориолиса на распределение плотности воздуха, а влияние центробежного ускорения, как обычно, учитывается через геопотенциал, зависящий только от высоты. Такая идеализация не представляется все-

же чрезмерной, поскольку сформированные в такой постановке СФ могут служить аналитической основой для нахождения более точных приближений методами теории возмущений или ЭОСФ, например по методу Галеркина.

Постановка задачи. Нам необходимо найти систему СФ, ортогональных вне сферы: $r \geq R_0$, действительных, убывающих на «бесконечности» и квадратично интегрируемых. Первая или несколько первых СФ должны иметь вертикальный масштаб имеющий тот же порядок, что и наблюдаемое распределение плотности. При этом приведенная высота атмосферы $H_0 \ll R_0$

Уравнением, связывающим плотность распределения одинаковых слабосвязанных частиц и энергию этого распределения через набор собственных функций, является задача Штурма-Лиувилля с самосопряженным линейным оператором энергии для центрального поля - хорошо известное уравнение Шредингера:

$$-\frac{\chi^2}{2m_a} \Delta \psi - \frac{GM_3 m_a}{r} \psi = E\psi$$

здесь χ - постоянная, связывающая распределение плотности через оператор Лапласа с внутренней энергией этого распределения, m_a - масса атмосферы, а M_3 - Земли, $-\frac{GM_3 m_a}{r}$ - гравитационный потенциал, E - полная энергия распределения. Наконец, ψ - «форма распределения» или «волновая функция». Распределение плотности вероятности, выражаемое через «волновую функцию» должно проявляться в среднем распределении плотности в атмосфере (квадрат волновой функции дает среднее по статистическому ансамблю распределение плотности).

Параметр χ определяет масштаб всех СФ и спектр СЗ, поэтому его нужно «подобрать» таким образом, чтобы наблюдаемое среднее распределение плотности атмосферы по вертикали описывалось первой СФ, точнее нулевой, характеризующей невозмущенное состояние. Его можно выразить через среднюю температуру T_a (скорость внутреннего движения), массу атмосферы - m_a и приведенную высоту H_0 .

Поскольку распределение плотности с высотой в изотермической или близкой к нейтрально стратифицированной атмосфере должно быть экспоненциальным, чтобы эти СФ описывали и равновесное распределение плотности, граничным условием на поверхности может быть только условие 3 рода:

$$\left. \frac{\partial \psi}{\partial r} \right|_{r=R_0} = -\lambda \psi$$

Использование второго момента для определения параметров и коэффициентов разложения. Хорошо известно, что ЭОСФ могут быть найдены как СФ второго момента случайного поля $B(\vec{r}, \vec{r}')$. Этот второй момент может использоваться и для определения коэффициентов разложения плотности по заданной системе СФ. Пусть $\{\chi_i\}$ - эмпирические ОСФ, а $\{\psi_i\}$ - теоретические ОСФ, тогда $B(\vec{r}, \vec{r}') = \sum_i C_i^2 \chi_i^*(\vec{r}) \chi_i(\vec{r}')$, поэтому, находя СФ и СЗ второго момента $B(\vec{r}, \vec{r}')$, мы получаем коэффициенты разложения средней плотности атмосферы C_i , так что $\chi = \sum_i C_i \chi_i$, а $\rho = m_a \chi^2 = B_\rho(\vec{r}, \vec{r}')$.

При использовании метода Галеркина, коэффициенты разложения ЭОСФ по заданной системе теоретических ортогональных функций (ТОФ) являются собственными векторами матрицы $B_{kl} = \int \psi_k(\vec{r}) B(\vec{r}, \vec{r}') \psi_l^*(\vec{r}') d^3r d^3r'$ и если ТОФ совпадают с ЭОСФ, то эта матрица будет диагональной.

Если рассмотреть «вертикальный разрез» второго момента: среднее по времени и угловым координатам:

$$B(z, z') = \frac{R_0^2}{\tau \cdot m_a} \int \sqrt{\rho(z, \theta, \phi)} \cdot \sqrt{\rho(z', \theta, \phi)} \sin \theta d\theta d\phi dt$$

здесь за знак интеграла выведено R_0^2 , так как интегрирование реально проводится по области наблюдений до высот $z \ll R_0$, а τ - интервал интегрирования по времени (длина архива наблюдений), то λ можно определить по характеристике $\vartheta = \ln \frac{\psi_0(z)}{\psi_0(0)} = \frac{1}{2} \ln \frac{B(z, z)}{B(0, 0)}$, поскольку $\left. \frac{\partial \vartheta}{\partial z} \right|_{z=0} = -\lambda$.

Для проверки предложенного подхода и разложения поля плотности использовался климатический архив национального климатического центра (США) «GGUAS». Были построены различные разрезы второго момента и определены главные характеристики атмосферы. По данным этого архива $\lambda = 0.0599 \text{ км}^{-1}$, $H_0 = 8.354 \text{ км}$ и $2\lambda R_0 = 763.25$.

Литература.

- Галин, М.Б. Исследование динамики сверхдлинных волн с помощью временных эмпирических ортогональных функций. Изв. РАН. Сер. ФАО., 2002, **38**, №1, с.34-46
- Обухов А.М. Турбулентность и динамика атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1988.

3. Юшков В.П. Статистические характеристики планетарного климатического поля плотности атмосферы // Метеорология и гидрология, 2001 , №6. С.43-54
4. Kim, K-Y, G. R. North, and S. S. Shen. Optimal Estimation of Spherical Harmonic Components from a Sample with Spatially Nonuniform Covariance Statistics. //J. Climate, 1995, 9, 635-645

ВОЗМУЩЕНИЯ АТМОСФЕРЫ ПРИРОДНЫМИ И АНТРОПОГЕННЫМИ ИСТОЧНИКАМИ

Аспирант Ахмедов Р.Р.*, профессор Куныцын В.Е.

Известно, что атмосфера и ионосфера сильно подвержены влиянию разного рода природных и антропогенных источников. Эти источники – тропосферные циклоны, фронтальные системы, струйные течения, солнечный терминатор, метеоры, ураганы, грозы, ядерные испытания, землетрясения, извержения вулканов, сверхзвуковые полеты ракет, полярная и экваториальная токовые системы, связанные с магнитными бурями и т.д. Основной механизм распространения возмущения от таких источников в атмосферу является – акустико-гравитационные волны. Из-за спадания плотности атмосферы, эти волны по мере распространения вверх усиливаются и приводят заметным движениям в верхней атмосфере. Возмущения ионосферы могут быть зарегистрированы с помощью известных радиофизических средств.

В данной работе, была разработана численная модель распространения акустико-гравитационных волн в двумерной сжимаемой атмосфере, учитывающая стратификацию атмосферы, зональный ветер, диссипативные эффекты и нелинейность. На основе модели были промоделированы генерация акустико-гравитационных волн от землетрясений, взрывов, длиннопериодных колебаний земной атмосферы, сверхзвукового полета ракет. Были вычислены временные и пространственные распределения возмущений электронной плотности в ионосфере, генерированные во время распространения волн от этих источников. Рассчитаны интегральные вариации электронной концентрации в разных направлениях для сопоставления с экспериментальными данными. Результаты показывают, что разработанная численная модель достаточно хорошо предсказывает наблюдаемые возмущения в ионосфере от рассматриваемых источников. Кроме того, полученные результаты могут быть использованы для выделения и идентификации отклика в ионосфере от слабых длиннопериодных колебаний земной поверхности, наблюдавшихся в некоторых случаях перед земле-

трясениями, зарегистрировать которые трудно традиционными сейсмическими методами. Можно утверждать, что предлагаемый подход к решению данной проблемы является эффективным методом расчета различных характеристик атмосферных и ионосферных возмущений, свойств акустико-гравитационных волн и т.д.

ГЛУБИННОЕ РАДИОЗОНДИРОВАНИЕ МАРСИАНСКИХ ПОЛЯРНЫХ ЛЬДОВ С КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА И КОРРЕКЦИЯ ФАЗОВЫХ ИСКАЖЕНИЙ СИГНАЛА

Ассистент Илюшин Я.А., профессор Куныцын В.Е.

Слоистая структура полярных щитов Марса несёт в себе важную информацию об истории Марсианского климата. Исследование их структуры в перспективе способно дать уникальные сведения по геологической истории планеты и её водном балансе. Одним из способов исследования структуры является глубинное радиозондирование с помощью радара на орбитальном космическом аппарате. В докладе представлены результаты численного моделирования распространения сверхширокополосных (СШП) радиоимпульсов с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ) в толще полярных щитов Марса.

В работе показано, что распространение радиоволн в толще Марсианских полярных щитов определяется двумя группами факторов. В первую очередь, физико-химический состав пород, слагающих полярные щиты, определяет их электрические свойства, в частности, скорость распространения радиоволн и их затухание с глубиной. С другой стороны, геометрические параметры слоистой структуры среды определяют дисперсию волн в ней. Электрические свойства и геометрические параметры слоистых отложений определялись на основе известных результатов исследований.

Результаты численного моделирования показывают, что на частотах выше 1МГц дисперсия радиоволн в толще полярных отложений обуславливает значительные искажения СШП ЛЧМ сигналов, в связи с чем радиозондирование целесообразно проводить на частотах, не превышающих 1 МГц. Влияние рельефа поверхности также исследовано.

В докладе рассмотрена также проблема фазовых искажений СШП ЛЧМ сигнала в результате прохождения сигнала через ионосферу планеты. Предлагаются несколько альтернативных алгоритмов, предназначенных для коррекции указанных искажений. Проанализированы возможности

учета дополнительной информации, в том числе данных о солнечном зенитном угле и критической частоте ионосферы. Предложенные алгоритмы позволяют добиться качества компенсации искажений, достаточного для исследования структуры недр планеты на глубину сотен метров – единиц километров. Разработанные алгоритмы коррекции искажений могут применяться также для исследования недр других планет и их спутников. В частности, одной из перспективных задач такого рода является обнаружение океана под слоем льда на Европе[2].

Литература

1. Picardi, G., et al. Martian Advanced Radar for Subsurface and Ionospheric Sounding (MARSIS): Models and System Analysis. Tech.Rep. MRS-001/005/99 V.2.0 21/05/1999.
2. Chyba, C.F., et al. Radar detectability of a subsurface ocean on Europa. Icarus 134, 292-302(1998)

**ОПЫТ ПРОВЕДЕНИЯ
МОСКОВСКОЙ РЕГИОНАЛЬНОЙ ОЛИМПИАДЫ ШКОЛЬНИКОВ ПО
ФИЗИКЕ**

Доцент Семенов М.В., ассистент Старокуров Ю.В.,
ассистент Якута А.А.

Предметные олимпиады школьников по физике, проводимые в нашей стране, имеют свою историю. Первая физическая олимпиада состоялась в 1938 г. на физическом факультете Московского университета. Это было самое начало олимпиадного движения в нашей стране, которое развивалось и расширялось, и в 1940/41 учебном году состоялась первая Всероссийская (Республиканская) олимпиада юных физиков. Ее организаторами выступили МГУ им. М.В. Ломоносова, ФИАН им. П.Н. Лебедева и другие учреждения. Война прервала становление олимпиадного движения, но уже весной 1946 г. МГУ провел среди московских школьников математическую и физическую олимпиады. Все послевоенное время вплоть до начала 60-х годов мехмат, физфак и химфак МГУ регулярно проводили московские олимпиады по математике, физике и химии соответственно. Благодаря этому были созданы организационные и методические основы олимпиадного движения в СССР, что позволило выявить и привлечь в науку много талантливой молодежи, составившей впоследствии цвет московской профессуры.

В период с 1960 г. до 1970 г. олимпиады стали ежегодно проходить на территории всего бывшего СССР. В этот период в организации олимпиад стили участвовать не только ведущие вузы нашей страны, но и государственные органы управления образованием. Была также образована единая система Всесоюзных школьных предметных олимпиад, которые состояли уже из четырех этапов: школьного, районного (городского), областного (краевого) и заключительного всесоюзного. Московские и ленинградские олимпиады уже тогда приравнивались к областному этапу.

В 1974 г. был добавлен дополнительный этап – зональный. Этот этап проходил одновременно в четырех зонах: Северо-западной, Юго-западной, Центральной и Сибирской, тогда же московские и ленинградские олимпиады получили статус зональных. Дальнейший период до начала 90-х гг. характеризовался стабильным ростом уровня организации олимпиад, качества заданий и численности участников. Тогда же победители и призеры всесоюзного этапа получили право поступать в любые профильные вузы без экзаменов, а победители и призеры зонального этапа получили возможность поступать без экзаменов в профильные вузы, находящиеся той же зоне.

После распада СССР олимпиада вновь стала всероссийской, вобрав в себя накопленный ранее опыт. Но победители и призеры олимпиады в 1993 г. утратили большую часть имевшихся у них льгот. В дальнейшем система льгот много раз пересматривалась, и к настоящему моменту Правилами приема в вузы установлено, что победители и призеры заключительного этапа Всероссийской олимпиады школьников и члены сборных команд Российской Федерации принимаются без вступительных испытаний в высшие учебные заведения для обучения по направлениям подготовки (специальностям), соответствующим профилю олимпиады. В качестве результатов вступительных испытаний по предметам вуз также может зачтывать для победителей результаты региональных олимпиад, проводимых органами управления образованием субъектов Федерации или советами ректоров по согласованию с ними. Кроме того, по Положению о Московской региональной олимпиаде школьников, для государственных вузов, находящихся на территории г. Москвы, по решению Ученого совета вуза победители и призеры городского этапа Олимпиады принимаются в вуз без экзаменов или результаты их выступления зачитываются в качестве соответствующего экзамена.

В 2004 году Московская городская олимпиада школьников по физике проходила в 65-й раз. В настоящее время Олимпиада включает в себя 3 этапа: школьный этап, окружной (теоретический) этап и городской этап, состоящий из трех туров – двух теоретических и одного экспериментального. Последний фактически является отборочным для формирования команды г. Москвы для участия во Всероссийской олимпиаде. Окружные этапы проходят в административных округах и вузах г. Москвы, городские теоретические туры проводятся на физическом факультете МГУ им. М.В. Ломоносова (8 – 11 классы) и в Московском государственном педагогическом университете (7 класс), а экспериментальный тур для 9 – 11 классов – в Московском институте открытого образования.

До 1998 года для участия в олимпиаде приглашались ученики 9 – 11 классов, а затем было решено провести олимпиаду и для восьмиклассников. Опыт оказался успешным. Начиная с 1999 года, олимпиада проводится также и для учеников 7 класса. Таким образом, в настоящее время московские школьники имеют возможность участвовать в физических олимпиадах, начиная с первого года изучения физики в школе. Имея в виду возрастные особенности, жюри посчитало целесообразным проводить для семиклассников только окружной и один городской тур, а для восьмиклассников – окружной и два городских теоретических тура.

В состав оргкомитета, методической комиссии и жюри Олимпиады традиционно входят сотрудники физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова, МПГУ и лаборатории физики МИОО. Методическая комиссия ежегодно работает с ноября по март, и за это время ею составля-

ется свыше 50 оригинальных задач. На окружном этапе всем участникам предлагается решить по 4–5 задач. На городских теоретических турах одиннадцати- и десятиклассники решают по 5 задач, девятиклассники – по 4 задачи, восьмиклассники – по 3 задачи. Семиклассники на городском теоретическом туре в разные годы решали от 4 до 6 задач. На экспериментальном туре участникам предлагается выполнить по два задания, предполагающих наличие умения творчески применять свои знания для измерения различных физических величин с использованием минимального набора оборудования.

Приглашение школьников на олимпиаду проводится несколькими путями: 1) оповещение школ окружными методическими центрами департамента образования г. Москвы о сроках и местах проведения различных этапов олимпиады; 2) рассылка участникам олимпиады прошлых лет и по школам информационных писем о сроках проведения городской олимпиады и информации о физическом факультете МГУ; 3) персональные приглашения победителей предыдущего года сразу на второй тур городского этапа олимпиады.

Участие во всех этапах олимпиады по ныне действующему Положению является открытым. Полное число участников окружного этапа в последние годы лежит в пределах 8 – 10 тысяч человек. Количество школьников, включая приезжих из Московской области и других регионов, принялших участие в I-м теоретическом туре городского этапа Олимпиады в разные годы, приведено в таблице.

Год	7 класс	8 класс	9 класс	10 класс	11 класс	Всего
1995	не было	не было	148	190	138	476
1996	не было	не было	206	262	346	814
1997	не было	не было	204	411	479	1094
1998	не было	97	168	311	310	886
1999	109	198	253	345	372	1277
2000	218	230	372	335	474	1629
2001	231	233	383	403	551	1801
2002	88	269	426	466	539	1788
2003	138	275	318	453	381	1565
2004	109	256	337	529	505	1736

Анализ работ участников за последние пять лет показал, что на всех турах в каждом классе находилось хотя бы несколько человек, которые

правильно решали все задачи. Это свидетельствует о том, что комплекты задач были подобраны в целом удачно. Наиболее сложными традиционно были задачи второго городского теоретического тура для 10 и 11 классов. Это объясняется тем, что из числа победителей в этих классах по итогам Всероссийской олимпиады набирается команда для участия в Международной олимпиаде по физике нынешнего и следующего годов, что заставляет предъявлять в рамках школьной программы более жесткие требования к уровню знаний учащихся. Условия и решения задач городских теоретических туров регулярно и полностью публикуются в газете «Первое сентября» (приложение «Физика») и частично – в журнале «Квант». Задачи прошлых лет (с 1968 по 1985 г.) были опубликованы в Библиотечке «Квант» (выпуск 60, 1988 г.), а в настоящее время авторами данных тезисов готовится к изданию задачник, охватывающий период с 1986 по 2004 г.

При подготовке олимпиад последних двух лет возникла следующая трудность. Выяснилось, что значительное число школ г. Москвы (по примерным оценкам – до 30%) в настоящее время работают по так называемой программе изучения физики «3+2». Программа обучения школьников при работе по этой программе сильно отличается от программы Всероссийской олимпиады по физике для учеников 9 класса, которой должны соответствовать задачи городского этапа. В связи с этим возникла угроза того, что большое количество школьников-девятиклассников не сможет успешно выступить на городской олимпиаде. При организации олимпиад данный вопрос решался следующим образом: задачи окружного этапа и 1-го теоретического тура городского этапа были подобраны таким образом, что их могли решить все школьники, а задачи 2-го городского теоретического тура – так, что для их решения требовались знания, соответствующие программе Всероссийской олимпиады. Следует отметить, что поскольку в настоящее время в г. Москве идет постепенный переход на обучение по новой программе «3+2», указанная проблема с каждым годом будет проявляться все острее, и прежде всего – в 9 и 10 классах. Уже сейчас, как показывают результаты последних олимпиад, современные десятиклассники по уровню подготовки по физике сильно отстают от десятиклассников прошлых лет.

При подведении итогов городских этапов олимпиад последних лет жюри ежегодно присуждало школьникам около 150 дипломов различной степени и поощрительных грамот. Обращает на себя внимание тот факт, что из года в год наблюдается большое количество победителей, обучающихся в лицее «Вторая школа» и в школе № 57 г. Москвы, а также в СУНЦ МГУ. Кроме того, многие победители учатся в Подмосковье – в физико-математическом лицее г. Сергиева Посада, в лицее «Дубна» и в лицее НИП г. Королева. Победители из Подмосковья не могут быть направлены на

Всероссийскую олимпиаду от г. Москвы, но пользуются льготами при поступлении в МГУ.

Необходимо отметить, что уровень сложности задач городской олимпиады значительно превосходит уровень тех задач, которые обычно предлагаются на олимпиаде «Абитуриент МГУ» и на вступительных экзаменах на факультет. Ввиду наметившейся тенденции к сокращению возможностей поступления абитуриентов в высшую школу через систему вузовских олимпиад, выездных и устных вступительных экзаменов, а также ввиду возможного перехода к приему на основе результатов ЕГЭ, региональные олимпиады могут остаться фактически единственным каналом привлечения талантливой молодежи в вузы. При этом, естественно, льготы для победителей этих олимпиад должны использоваться в максимальной мере, то есть победителям окружного этапа необходимо, по-видимому, зачитывать их результаты в качестве соответствующего вступительного испытания (в данном случае – по физике), а победителей городского этапа нужно зачислять в профильные вузы вообще без вступительных экзаменов, что в настоящее время разрешено. В число победителей и призеров олимпиады в 11 классе, с учетом трудности предлагаемых заданий, видимо, целесообразно включать возможно большее (в пределах имеющихся квот) число участников, решивших на втором теоретическом туре хотя бы две задачи из пяти. Для повышения уровня проведения олимпиады к работе в методической комиссии по составлению задач, а также к проверке работ участников олимпиады необходимо привлекать наиболее опытных преподавателей факультета, имеющих опыт работы со школьниками. В настоящее время такая работа уже начата.

Литература.

1. О Всероссийской физико-математической олимпиаде школьников. – Физика в школе. №3, 1976. – С. 110-112.
2. Савин А.П., Брук Ю.М., Влошин М.Б., Зильберман А.Р., Семенчинский С.Г., Сендеров В.А. Физико-математические олимпиады. Сборник. – М.: Знание, 1977. – 160 с.
3. Слободецкий И.Ш. Орлов В.А. Всесоюзные олимпиады по физике. Пособие для учащихся 8-10 классов средней школы. – М.: Просвещение, 1982. – 256 с.
4. Карлов Н.В., Кудрявцев Н.Н. Много званых, но мало избранных... – Вестник российской академии наук. Т. 71, № 1, 2001. – С. 45-54.
5. Буздин А.И., Ильин В.А., Кривченков И.В., Свешников Н.А. Задачи Московских физических олимпиад. Библиотечка «Квант», выпуск 60. – М.: Наука, 1988. – 192 с

СОВРЕМЕННЫЕ АВТОМАТИЗИРОВАННЫЕ ЛЕКЦИОННЫЕ ДЕМОНСТРАЦИИ ПО РАЗДЕЛУ «МЕХАНИКА» КУРСА ОБЩЕЙ ФИЗИКИ

Доцент Семенов М.В., ассистент Якута А.А., студент Нагорский Н.М.

В связи с широким распространением современной вычислительной техники, в последнее время компьютеры интенсивно внедряются в учебный процесс, в том числе и в преподавание курса общей физики. Компьютер предоставляет преподавателю и обучающемуся массу новых возможностей. К числу наиболее часто реализуемых для нужд учебного процесса возможностей, в частности, относятся: автоматизация экспериментальных учебных установок (как лабораторных, так и демонстрационных); численное моделирование различных процессов и эффектов; создание и использование для нужд учебного процесса различных баз данных; использование различных мультимедиа-технологий (работа со справочниками, обучающими и тестирующими программами, и т.п.); доступ к информационным ресурсам всемирной сети Internet (в том числе – пользование справочными ресурсами, тестирующими модулями, системами удаленного доступа к эксперименту).

Особый интерес для использования в практике преподавания курса общей физики представляет автоматизация экспериментальных учебных установок, которая позволяет изучать реальные физические явления, а не их модели. При этом следует различать автоматизацию установок в лабораторном практикуме и автоматизацию демонстрационного (или, как его часто называют, лекционного) эксперимента.

Автоматизация эксперимента в лабораторном практикуме имеет много общего с аналогичной задачей, которую приходится решать в научных лабораториях при автоматизации исследовательского эксперимента. Такие установки обычно стационарны, то есть собираются и разбираются достаточно редко. Кроме того, учащиеся, работающие на этих установках, обычно имеют некоторый запас времени как для проведения эксперимента, так и для его повторения. Наконец, результаты этих экспериментов в большинстве случаев могут быть обработаны не непосредственно по окончании измерений, а в течение некоторого срока после проведения эксперимента.

Несколько иначе обстоит дело с автоматизацией демонстрационного эксперимента. Основная трудность здесь состоит в том, что такие эксперименты демонстрируются непосредственно во время чтения лекции. В связи с этим эксперимент должен быть наглядным и легко объяснимым, должен проходить быстро (в течение нескольких минут), сразу после его окончания должны в удобном для восприятия виде выводиться результаты

эксперимента. Кроме того, установка для проведения эксперимента должна достаточно просто собираться и разбираться и легко сопрягаться с компьютером. По этим причинам разработка и внедрение в учебный процесс автоматизированных демонстрационных экспериментов представляет собой достаточно сложную задачу, требующую для своего решения новых методических подходов, отличных от используемых при автоматизации лабораторного эксперимента.

Кроме того, задача автоматизации лекционного эксперимента является весьма актуальной по следующим причинам. До сих пор подавляющее большинство из показываемых на лекциях по физике демонстрационных экспериментов имеет «качественный» характер, то есть они демонстрируют само физическое явление без каких либо числовых результатов. Автоматизация же дает возможность проводить количественные эксперименты, то есть непосредственно на лекциях получать, обрабатывать и представлять данные, оценивать их точность. Таким образом, автоматизация позволяет создавать новый класс демонстрационных установок – установки для проведения количественного демонстрационного эксперимента. Использование при чтении лекций таких установок наряду с классическими опытами позволяет значительно осовременить процесс преподавания курса общей физики, продемонстрировать обучающимся методы, применяемые в научных лабораториях для экспериментальных исследований, ознакомить обучающихся с возможностями современной вычислительной техники, а также расширить круг демонстрируемых явлений за счет эффектов, проявления которых недоступны непосредственному визуальному наблюдению и требуют точного количественного анализа.

Создание автоматизированной демонстрационной установки – достаточно трудоемкий процесс. Поэтому желательно, чтобы такая установка, будучи созданной, позволяла демонстрировать не один эксперимент, а целый круг физических явлений, что в перспективе должно привести к постепенной замене многих морально устаревших демонстрационных приборов на современные автоматизированные установки. Кроме того, желательно, чтобы предназначеннная для лекционных демонстраций установка в случае необходимости после несущественных изменений и доработок могла бы применяться в лабораторном практикуме для нужд учебного эксперимента.

Авторами доклада разработан и создан ряд удовлетворяющих перечисленным требованиям автоматизированных установок, предназначенных для использования при чтении лекций по разделу «Механика» курса общей физики. Эти установки позволяют показывать количественные лекционные демонстрации практически по всем темам данного раздела (см. таблицу).

Тема	Новые лекционные демонстрации
Механика материальной точки	Проверка второго закона Ньютона при действии переменной силы (случаи «абсолютно упругого», частично упругого и абсолютно неупругого соударения тел); измерение значения ускорения свободного падения для вакуума баллистическим методом.
Механика вращательного движения	Изучение кинематики вращательного движения; проверка основного уравнения динамики вращательного движения при постоянном моменте инерции и при постоянном моменте внешней силы; измерение главных центральных осевых моментов инерции набора симметричных тел; проверка теоремы Гюйгенса–Штейнера.
Механические колебания	Изучение кинематики колебательного движения (в т.ч. построение фазовых портретов); изучение затухающих механических колебаний при наличии различных сил трения (линейного и квадратичного по скорости и сухого); изучение связанных колебаний; наблюдение мод колебаний; спектральный анализ колебательных процессов; изучение нелинейных механических колебаний и наблюдение высших гармоник; наблюдение комбинационных частот; изучение неизохронности физического маятника и получение зависимости частоты его колебаний от амплитуды.
Механика сплошных сред	Измерение коэффициентов лобового сопротивления у тел различной формы.
Акустика	Демонстрация получаемых в реальном времени спектров и осцилограмм звуков различной высоты для всевозможных музыкальных инструментов (более 100); наблюдение осцилограмм различных звуков и их частотный анализ (в т.ч. человеческой речи и других звуков, получаемых с микрофона); демонстрация нечувствительности человеческого уха к фазовому составу звука; бинауральный эффект; синтез звука при сложении гармоник с эквидистантными частотами (принцип синхронизации мод лазера); получение и наблюдение фигур Лиссажу (для компонент стереозвука и гармонических сигналов, получаемых при измерении звукового поля в пространстве).

Показ каждой из перечисленных демонстраций занимает ~2-5 минут. При этом получаются количественные результаты. Часть демонстраций также может быть использована в качестве модельных при преподавании раздела «Оптика» курса общей физики и при чтении курса теории колебаний для студентов старших курсов.

В заключение отметим, что разработки в области создания современных автоматизированных установок для количественных лекционных демонстраций успешно ведутся в ряде высших учебных заведений России. Особые успехи в этом направлении достигнуты при создании демонстрационных установок для раздела «Оптика» курса общей физики.

Литература

1. Бегун А.Ю., Семенов М.В., Якута А.А. Измерение импульса силы при соударениях. –Физическое образование в ВУЗах. Т. 3, №4, 1997. – С. 30-40.
2. Бегун А.Ю., Виноградов М.П., Семенов М.В., Якута А.А. Использование датчика силы для изучения механических колебаний. –Физическое образование в ВУЗах. Т. 3, №4, 1997. – С. 41-49.
3. Бегун А.Ю., Виноградов М.П., Семенов М.В., Якута А.А. Датчик углового перемещения и автоматизированные демонстрационные эксперименты на его основе. –Физическое образование в ВУЗах. Т. 3, №4, 1997. – С. 50-58.
4. Дунин М.С., Семенов М.В., Якута А.А.. Новые автоматизированные лекционные эксперименты по теме «Механические колебания». – Физическое образование в вузах. Т. 5, №4, 1999. – С. 160-173.
5. Семенов М.В., Якута А.А. Измерение ускорения свободного падения баллистическим методом в рамках демонстрационного эксперимента. – Физическое образование в вузах. Т. 8, № 3, 2002. – С. 55-66.
6. Нагорский Н.М., Семенов М.В., Якута А.А. Получение и демонстрация осциллограмм и спектров звуковых сигналов с помощью звуковой карты и быстрого преобразования Фурье. – Физическое образование в вузах. Т. 8, № 4, 2002. – С. 127-133.
7. Семенов М.В., Якута А.А. Новая автоматизированная лекционная демонстрация «Измерение коэффициента лобового сопротивления у тел различной формы». –Физическое образование в вузах. Т. 8, № 4, 2002. – С. 134-142.
8. Скворцов А.И., Фишман А.И. Измерительный комплекс на базе компьютера в лекционных демонстрациях: I. Анализ механического движения с помощью видеокамеры. – Физическое образование в вузах. Т. 7, №2, 2001. – С. 85-92.
9. Скворцов А.И., Фишман А.И. Измерительный комплекс на базе компьютера в лекционных демонстрациях: II. Оптический спектрометр. – Физическое образование в вузах. Т. 7, №2, 2001. – С. 93-102.
10. Биченков Е.И., Климкин В.Ф., Клинков К.В. Лекционный эксперимент по волновой оптике с компьютерной поддержкой. – Известия высших учебных заведений. Физика. №6, 2001. – С. 48-55.

11. Селиверстов А.В., Дунин М.С. Использование устройств видеозахвата в лекционном эксперименте по физике. – Физическое образование в вузах. Т. 8, №3, 2002. – С. 97-102.

КОМПЬЮТЕРНОЕ СОПРОВОЖДЕНИЕ ЛЕКЦИЙ ПО ТЕМЕ "РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МОЛЕКУЛ ГАЗА ПО СКОРОСТЯМ"

Ст. преподаватель Рыжиков С.Б.

В настоящее время ощущается недостаток хороших лекционных демонстраций по теме "Статистические распределения" курса "Молекулярная физика". Классический опыт Штерна, подтвердивший справедливость максвелловского распределения по скоростям молекул невозможно продемонстрировать из-за громоздкости оборудования и ограниченности лекционного времени. Наиболее удачная демонстрация по этой теме - доска Эйхенвальда [1,2], где в качестве моделей молекул используются упругие шарики, которые приводятся в движение вибраторами, расположенными по периметру доски. Напряжение на вибраторах в этой демонстрации играет роль температуры системы.

Указанная модель позволяет продемонстрировать некоторые закономерности молекулярно-кинетической теории: зависимость скорости молекул от температуры, равномерное распределение газа по всему доступному объему и др. Но продемонстрировать максвелловское распределение молекул по скоростям и проекциям скорости не удается, поскольку невозможно на глаз определить скорости движущихся шариков.

В связи с этим представляется целесообразным создание серии компьютерных демонстраций для сопровождений лекций по этой теме.

В рамках работы по этой программе нами была создана компьютерная демонстрация по теме "Распределение молекул по скоростям", которая позволяет:

- продемонстрировать, что система, состоящая из большого числа упруго сталкивающихся шаров, действительно со временем приходит к равновесному состоянию с максвелловским распределением скоростей;
- оценить скорость установления такого равновесного состояния;
- оценить дисперсию распределения по скоростям и ее зависимость от числа частиц
- оценить величину давления газа на стенки сосуда, сравнить полученные значения с теоретическими [3-4].

В описанную демонстрацию было включено моделирование поведения броуновской частицы. Программа позволяет продемонстрировать, что движение броуновской частицы описывается формулой Эйнштейна.

Методы. Демонстрационная программа выполнена на языке *Visual Basic*. В основе ее работы лежит разностная схема Эйлера. При этом были сделаны следующие модельные предположения:

1. Система состоит из большого количества одинаковых молекул, заключенных в замкнутом объеме.

2. Взаимодействия между молекулами и стенками упругие.

3. Взаимодействие между молекулами проявляется только при соударениях (когда расстояния между ними становятся меньше заданного). Тройные соударения не рассматриваются.

4. При соударении двух молекул их скорости меняются случайным образом с учетом выполнения законов сохранения импульса и энергии.

5. Масса броуновской частицы много больше массы молекулы.

6. Столкновение с броуновской частицей - упругое. Считается, что броуновская частица движется только поступательно.

Программа способна рассчитывать распределения по скоростям и движение броуновской частицы для модели двумерного и трехмерного газа.

Программа работает следующим образом:

Вначале задаются параметры системы: размеры прямоугольной области, в которой находятся молекулы, количество молекул, их размеры и скорости, размеры и масса броуновской частицы, интервал времени для расчета состояния системы.

Затем происходит инициализация системы: всем молекулам присваиваются одинаковые значения скорости. Половине молекул с помощью генератора случайных чисел присваиваются произвольные направления скоростей, а второй половине молекул присваиваются такие же по значению, но противоположные по направлению скорости для обеспечения нулевого значения суммарного импульса системы.

После начала расчета эволюции системы программа рассчитывает координаты молекул, и проверяет наличие двух ситуаций: не произошло ли соударение молекул со стенками и друг с другом.

Если координата молекулы лежит вне заданного объема, то программа регистрирует соударение со стенкой, соответствующее значение проекции скорости молекулы меняется на противоположное (удар упругий), а молекула возвращается внутрь объема, зеркально отразившись от стенки. Стенка при этом приобретает импульс, равный $2mV_i$, где V_i - соответствующая проекция скорости молекулы. Программа рассчитывает импульс, приобретаемый стенкой за единицу времени, находит давление газа на каждую стенку и сравнивает результат с теоретическим.

Если две молекулы подошли на расстояние меньше заданного, то им присваиваются новые значения скоростей. Программа рассчитывает ско-

рости молекул в системе центра масс. В этой системе отсчета после соударения величины скоростей молекул не меняются, а новые направления скоростей задаются с помощью генератора случайных чисел.

По истечении определенного времени программа выводит на экран:

- число соударений молекул со стенками и друг с другом;
- импульс, сообщенный молекулами каждой стенке;
- гистограммы распределения молекул по скоростям и по проекциям скоростей;
- дисперсии этих распределений;
- смещение броуновской частицы (при выборе соответствующей опции).

При этом для сравнения на гистограммах отображается теоретическое распределение Максвелла по скоростям и проекциям скоростей.

Результаты. Было получено, что после того как молекулы сделают 8

- 10 соударений, распределение по скоростям становится максвелловским и далее не меняется. Указанное среднее число соударений не зависит от числа частиц в интервале от 500 до 30000 частиц. Дисперсия (отнесенная к числу молекул) уменьшается при увеличении числа молекул. Давление газа на стенки и движение броуновской частицы происходит в соответствии с теорией.

Программа имеет удобный интерфейс, проста, наглядна и может быть использована при изучении основных законов молекулярно - кинетической теории, как студентами, так и старшеклассниками.

Литература

1. Лекционные демонстрации по физике. п/ред. Ивероновой В.И. М. Наука. 1965
2. Рыжиков С.Б., Семенов М.В., Слепков А.И., Якута А.А. Избранные лекционные демонстрации по курсу "Молекулярная физика". М. Физический факультет МГУ. 2001
3. Матвеев А.Н. Молекулярная физика. М. Высшая школа. 1985
4. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Термодинамика и молекулярная физика. М. Высшая школа. 1980

СОВРЕМЕННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ И МЕТОДИКИ
ЛЕКЦИОННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ОПТИКЕ НА ФИЗИЧЕСКОМ
ФАКУЛЬТЕТЕ МГУ
Ассистент А.В. Селиверстов

Учебный эксперимент является одним из краеугольных камней физического образования. На лекциях по курсу общей физики эксперимент — не просто дополнение к основному материалу лекций, но ее неотъемлемая часть.

мая составная часть; не форма представления материала курса, а значительная часть его содержания [1]. Классические демонстрационные эксперименты являются основой, из которой выросли современные организационные формы научного и учебного эксперимента: например, первым научным физическим учреждением нынешней Российской Академии наук был Физический кабинет Императорской академии наук и художеств, появившийся одновременно с самой Академией в 1724 г.

Физический факультет МГУ располагает богатейшим кабинетом физических демонстраций. Его уникальная коллекция приборов для лекционного эксперимента начала собираться в 1755 году, а во времена проф. Н.А. Любимова и А.Г. Столетова (60–90 гг. XIX вв.) она фактически была создана заново. С разработкой демонстраций для курса физики в Московском университете связаны имена Н.А. Умова, П.Н. Лебедева, А.А. Эйхенвальда, И.Ф. Усагина, С.И. Вавилова, Г.С. Ландсберга, А.Б. Младзеевского, А.Н. Матвеева, С.А. Ахманова, Н.И. Коротеева и других известных ученых. Именно в МГУ были подготовлены ставшие классическими книги по лекционным демонстрациям под редакцией проф. В.И. Ивероновой [1] (издания 1965 и 1972 г.), описывающие более 500 экспериментов по курсу общей физики.

Однако демонстрационный эксперимент требует развивающейся и обновляемой материальной базы, использования современных технологий. С момента выхода [1] произошли существенные изменения в технической (развитие компьютерной, проекционной, видеотехники) и методической базе высшего образования, которые, в отличие от новых научных фактов [2, 3], недостаточно полно и систематично рассмотрены в литературе, посвященной физическим демонстрациям. Особенно это касается оптики, где демонстрационные установки даже нового поколения используют те же методики показа, что и век назад.

К существенным сдвигам в лекционном эксперименте следует отнести широкое **использование вычислительной техники**, начавшееся в 90-х годах XX в. и вызванное, прежде всего, необходимостью поиска и использования возможно менее затратных педагогических технологий. Это означало широкое использование **компьютерного моделирования** и, фактически, постепенную замену парка стареющего демонстрационного оборудования компьютерными программами. Однако, помимо очевидной опасности подмены наблюдения реального физического явления изучением поведения его модели, на этом пути развития есть немало «подводных камней».

Кроме очевидных методологических проблем, существуют и сугубо методические недостатки: например, для большинства демонстрационных программ по оптике характерна тенденция к схематизации получаемых модельных изображений. Такие «изображения» зачастую не соответствуют

картинам, наблюдаемым в реальных экспериментах, поэтому одним из важнейших методических требований, предъявляемых к современному модельному эксперименту, является требование реалистичности. Оно приводит к необходимости адекватного **отображения цвета** немонохроматического излучения и корректного **воспроизведения относительной яркости** различных участков изображения, причем изображения должны выглядеть реалистично при отображении на различных графических устройствах (ЭЛТ- и ЖК-мониторах, мультимедийных проекторах, плазменных панелях) [4].

Для решения этих задач в Кабинете физических демонстраций в последнее время создано более 20 моделирующих программ, позволяющих проиллюстрировать явления теплового излучения, интерференции и дифракции света различного спектрального состава, теорию формирования оптического изображения, принципы работы оптических приборов, спектральный анализ и синтез и т.д. Для этих программ была создана модель пользовательского интерфейса, облегчающая как восприятие информации слушателями лекции, так и управление программой лектором или демонстратором. Имеющиеся наработки позволяют разрабатывать новые компьютерные модельные демонстрации как для курса «Оптика», так и для других общих и специальных физических курсов.

Однако развитие за последнее десятилетие элементной базы современной компьютерной техники дает возможность развивать не только модельный, но и натурный эксперимент. За последние 10–15 лет массовому потребителю стали доступны вычислительные системы и периферийные устройства, сравнимые по мощности и сложности, например, с вычислительным обеспечением всей программы «Аполлон» или технологическими решениями профессиональной аудио- или видеостудии 80-х годов XX века. Стандартные периферийные устройства (например, манипуляторы «мышь» как датчики перемещения, звуковые устройства Sound Blaster для ввода/вывода сигнала переменного напряжения звуковой частоты, платы видеозахвата для оцифровки изображения) начинают с успехом заменять специализированные датчики [5, 6].

К достоинствам этого подхода следует отнести более простое, как правило, программирование. Такого рода устройства используют стандартные библиотеки операционной системы. Эти библиотеки имеют подробную техническую документацию, что позволяет относительно просто включать операции работы с периферийными устройствами в программы, разрабатываемые на языках высокого уровня. Использование этих устройств избавляет разработчиков от создания специального аппаратного (платы ввода–вывода информации) и программного (драйверы устройств) обеспечения, ориентированного на выполнение узкой задачи, и, как правило, приводит к созданию автоматизированной установки, имеющей не

очень высокую точность, но охватывающей широкий спектр задач. Кроме того, создаваемое программное обеспечение не зависит от конкретной аппаратной реализации — оно может работать с любым устройством, управляемым стандартными драйверами.

К сожалению, не всякий эксперимент допускает использование таких устройств. В ряде случаев характер регистрируемой физической величины таков, что не позволяет использовать стандартный входной преобразователь (например, выход частоты изменения электрического напряжения за границы корректной работы звукового устройства); иногда не хватает точности регистрации какой-либо величины. Необходимость же управления параметрами установки при автоматизации эксперимента часто (например, при использовании шаговых двигателей) требует применения специализированных интерфейсных устройств. Тем не менее, возможности применения стандартных устройств довольно широки.

Особый интерес представляют собой **натурные количественные демонстрации**, сочетающие наблюдение реального физического процесса или явления с применением различных способов обработки получаемой информации в режиме реального времени. Становится возможным как повторять на качественно новом уровне опыты, по праву считающиеся классическими, так и разрабатывать принципиально новые демонстрации. При этом относительная дешевизна используемых элементов ПЭВМ позволяет ориентироваться на их использование для развития лекционного эксперимента в широком круге учреждений высшего образования России. На сегодня в физкабинете реализовано 14 количественных демонстраций по оптике (исследование поляризованного света, явлений поглощения и рассеяния, интерференционные измерения и др.), а также использованию оптических методов в других разделах курса общей физики.

Современные технологические решения применимы и в классических демонстрациях — **натурном качественном эксперименте**. Одним из наиболее перспективных направлений является применение видеопроекционных систем, включающих в свой состав видеокамеры в сочетании с современными жидкокристаллическими проекционными устройствами (т.н. мультимедийными проекторами). Отметим основные направления их использования в лекционных демонстрациях по оптике:

Демонстрация физических явлений и установок в увеличенном масштабе позволяет не только повысить для большой аудитории наглядность некоторых экспериментов, использующих небольшие по размерам приборы и установки, но и применять на учебной лекции оборудование, которое ранее не могло использоваться для демонстраций из-за малых размеров или, например, невысокой яркости или контрастности изображения (например, разработанное для индивидуального использования в учебном или научном эксперименте). Малые размеры такого оборудования уже

не являются помехой для демонстрации их аудитории: с помощью **макросъемки** можно увеличить их изображение до размера проекционного экрана. Немаловажным обстоятельством является и то, что стоимость обычных приборов, как правило, существенно ниже стоимости их специально разрабатываемых и изготавливаемых демонстрационных аналогов.

Визуализация слабых мелкомасштабных световых полей, например, интерференционных или дифракционных картин, может проводиться как методом макросъемки, так и непосредственной проекцией демонстрируемого изображения на светочувствительный элемент камеры (ПЗС-матрицу). Зачастую этот способ дает возможность наблюдения таких изображений без необходимого в классической методике полного затемнения аудитории.

Сопряжение с оптическими приборами, такими как микроскоп, зрительная труба, спектроскоп, интерферометр и т.п., позволяет демонстрировать аудитории изображения, доступные лишь субъективному наблюдению. При использовании микроскопа в качестве оптического прибора (**микросъемке**) можно демонстрировать **микропроекцию**, масштаб которой ограничен лишь увеличением микроскопа и мощностью его осветителя.

Обработка получаемых изображений возможна при использовании, например, компьютера с устройством видеозахвата. Это позволяет не только фиксировать изображение в различные моменты времени (делать стоп-кадры или видеозапись), но и улучшать контраст изображения, выделять его изменения с течением времени, проводить пространственную и временную фильтрацию, распознавание элементов изображения и т.д.

Большое число разработанных в физкабинете демонстраций (в сочетании с уже имевшимися) позволяет развивать новое направление — разработку **композитных демонстраций**. Этот вид объединяет несколько экспериментов различного типа одной и той же тематики (например, натурный и модельный, или количественный и качественный), допускающих сравнение результатов и показываемых в комплексе, а также, возможно, иллюстративный материал. Этот подход дает возможность осуществить проблемное изложение темы, расширить круг рассматриваемых на лекции явлений, провести их дополнительное качественное рассмотрение при экономии временных затрат непосредственно на занятии.

Литература

1. Грабовский М.А., Младзеевский А.Б., Телеснин Р.В. и др. Лекционные демонстрации по физике. / Под ред. Ивероновой В.И. — М.: Наука, 1972.
2. Алешкевич В.А., Киселев Д.Ф., Корчажкин В.В. Лазеры в лекционном эксперименте. / Под ред. Л.В.Левшина — М.: Изд–во МГУ, 1985.

3. Перкальскис Б.Ш. Волновые явления и демонстрации по курсу физики. — Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1984.
4. Селиверстов А.В., Чурикова Ю.В., Якута А.А. Использование функций цветового соответствия при компьютерном моделировании оптических задач. // Съезд российских физиков-преподавателей «Физическое образование в XXI веке». Москва. 28–30 июня 2002 г. Тезисы докладов. — М.: Физический факультет МГУ, 2000. — С.243.
5. Дунин М.С., Семенов М.В., Якута А.А. Новые автоматизированные лекционные эксперименты по теме «Механические колебания». — Физическое образование в вузах. Т.5, №4, 1999. — С. 160–173.
6. Селиверстов А.В., Дунин М.С. Использование устройств видеозахвата в лекционном эксперименте по физике. — Физическое образование в вузах. Т.8, №3, 2002. — С.97–102.

**СОВРЕМЕННАЯ ЛАБОРАТОРИЯ ФИЗИЧЕСКОГО ПРАКТИКУМА:
ОТ АВТОМАТИЗАЦИИ К ДИСТАНЦИОННОМУ ОБУЧЕНИЮ**

Доцент Митин И.В

Стремительное развитие микроэлектронной и компьютерной техники привело к тому, что в настоящее время компьютер входит в состав практически любой экспериментальной научной установки. Область применения компьютера чрезвычайно широка: от непосредственного управления работой установки и регистрации результатов измерений (автоматизация эксперимента) до обработки накопленного экспериментального материала с последующим представлением информации на экране монитора и выводом на печатающее устройство. Поэтому очень важно, чтобы студенты уже на младших курсах приобретали опыт работы на автоматизированных экспериментальных установках.

На физическом факультете МГУ уже более пятнадцати лет ведутся работы по разработке автоматизированных систем для общего физического практикума [1]. В результате был создан микропроцессорный модуль – блок сопряжения компьютера с экспериментальной установкой. Он позволяет автоматизировать наиболее трудоемкие задачи практикума, в которых изучение физических явлений сопряжено с получением, систематизацией и последующей обработкой большого объема экспериментальных данных. Данный блок использует для связи стандартный последовательный интерфейс, что дает возможность его подключения практически к любому компьютеру.

В состав модуля входят:

- 8 - канальный 12 - разрядный АЦП (время преобразования около 20 мкс на канал);
- два 10 - разрядных ЦАП;
- 16 - разрядный счетчик;
- буферная память на 8 Кбайт;
- перестраиваемый в пределах 0 - 6 Кгц функциональный генератор напряжения;
- измеритель интервалов времени с точностью 1 мкс;
- усилитель с программно перестраиваемым коэффициентом усиления;
- схема управления шаговыми двигателями.

Микропроцессор имеет электрически перепрограммируемую память, что позволяет программировать необходимые функции, выполняемые модулем. Экспериментальная установка, интерфейсный модуль и компьютер представляют собой автоматизированную систему, управляемую программами высокого уровня, написанными под DOS или Windows.

В настоящий момент в практикуме функционируют следующие автоматизированные установки:

А. Раздел «Механика»

1. «Изучение свободных и вынужденных колебаний пружинного маятника».

Студенты получают амплитудно- и фазочастотную характеристики колебательной системы. Изучается явление резонанса в колебательной системе с затуханием.

Б. Раздел «Молекулярная физика»

2. «Изучение распределения термоэлектронов по скоростям».

Изучаются свойства статистического ансамбля частиц, подчиняющиеся распределению Максвелла по измерениям вольтамперных характеристик вакуумного диода при малых токах накала.

3. «Статистика фотоотсчетов ФЭУ».

Изучается статистика излучения (распределения Пуассона и Гаусса), регистрируемого ФЭУ, работающим в режиме счета фотонов.

В. Раздел «Электромагнетизм»

4. «Резонанс в RLC – цепях»;
5. «Переходные процессы в RLC – цепях»;
6. «Фазовые соотношения в RLC – цепях»;
7. «Связанные колебания в RLC – цепях».

Экспериментальные модули позволяют собирать различные схемы из RLC элементов. Студенты знакомятся с явлениями резонанса токов и напряжений, принципами работы интегрирующих и дифференцирующих схем, фазовращателя и Т-моста. В этих задачах разработанный блок со-

пряжения реализует функции двухканального запоминающего осциллографа.

- Г. Раздел «Оптика»
- 8. «Дифракция Фраунгофера»;
- 9. «Дифракция Френеля».

Регистрируется и обрабатывается распределение интенсивности при дифракции на одной и нескольких щелях, проволоке, отверстии, крае экрана. В компьютерной программе предусмотрена возможность моделирования изучаемых явлений.

10. «Основы спектрального анализа»

В состав установки входит автоматизированный монохроматор (МДР-23 или МДР-41), с помощью которого студенты измеряют спектр различных источников света (лампы накаливания, газонаполненных ламп) и определяют спектральные характеристики приборов.

В разделе «Электромагнетизм» автоматизированные установки позволили создать лабораторию для изучения явлений, происходящих в цепях переменного тока. Применение таких установок позволяет отказаться от приобретения многочисленного электротехнического оборудования (генераторов, осциллографов, вольтметров и т.д.). При этом важно отметить, что работа осуществляется с **реальными** электрическими сигналами, в отличие от многочисленных случаев использования чисто компьютерного моделирования явлений.

Применение компьютера позволяет придать установке также функцию учебного пособия: загружаемая программа позволяет в любой момент обратиться к тексту описания задачи, а также смоделировать изучаемые явления. В частности, в работах по дифракции света студент имеет возможность, изменения в режиме моделирования параметры «объектов», получить дифракционную картину, а затем сравнить его с результатами реального эксперимента. Кроме этого, компьютер позволяет «оживить» такие важные для понимания изучаемых явлений графические образы, как спирали Френеля и Корнио (в оптике), векторные диаграммы (в электромагнетизме).

Созданные компьютерные программы могут быть использованы и без экспериментального модуля – только в режиме моделирования. Так как большинство задач представлено в сети Интернет на сайте кафедры общей физики, то студент имеет возможность, «скачав» программы, использовать их при подготовке к выполнению работы практикума, а зачастую и для подготовки к семинарам, экзаменам и т.д. Эти программы доступны всем пользователям сети Интернет - студент любого вуза и даже школьник имеет возможность «выполнить» задачу практикума физического факультета МГУ. Естественно, речь идет о модельном выполнении задачи, доступа к реальной установке нет – по мнению автора, часто рекламируемое дистан-

ционное проведение экспериментов при обучении нецелесообразно – студенты должны самостоятельно устанавливать объекты, делать необходимые переключения и т.д.

Литература

Боков П.Ю., Иванцов А.А., Митин И.В., Нифанов А.С., Салецкий А.М., Червяков А.В. Автоматизация физического эксперимента. Сборник тезисов докладов VII учебно-методической конференции стран содружества «Современный Физический Практикум», г. Санкт-Петербург, 28-30 мая 2002, стр. 34