

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
Физический факультет



НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ

Секция физики

Апрель 2016 года

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
Физический факультет

НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ

ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ

Секция физики

18–27 апреля 2016 года

СБОРНИК ТЕЗИСОВ ДОКЛАДОВ

Москва
Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова
2016 г.

ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ – 2016. СЕКЦИЯ ФИЗИКИ.

Сборник тезисов докладов. — М., Физический факультет МГУ, 2016 г. 200 с.

Шестнадцатый год издаётся на физическом факультете сборник тезисов докладов конференции «Ломоносовские чтения».

В этом году в программу конференции включено шестьдесят пять докладов, которые будут сделаны на заседаниях десяти подсекций секции «Физика». Соавторами этих докладов являются около ста восьмидесяти сотрудников, аспирантов и студентов нашего факультета. В связи с образованием на физическом факультете нового отделения — Отделения прикладной математики — были созданы новые подсекции: теоретической физики, математической физики и прикладной математики и математического моделирования, на заседаниях которых будут сделаны восемнадцать докладов ведущих сотрудников этого отделения.

Как и в прошлые годы, наиболее глубокие по научному содержанию доклады будут представлены на университетские премии имени М.В. Ломоносова и имени И.И. Шувалова.

В программу конференции также включены доклады, подготовленные на основе недавно защищенных или готовых к защите докторских диссертаций, что позволяет слушателям конференции ознакомиться с самыми актуальными научными исследованиями, проводимыми в стенах физического факультета.

Руководство факультета с признательностью встретит любые пожелания по улучшению организации конференции «Ломоносовские чтения».

Сборник составлен научным отделом физического факультета МГУ.

Профессор *Н.Н.Сысоев*

Подсекция:
ОПТИКА И ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

Сопредседатели
профессор В. А. Макаров, профессор П. В. Короленко,
профессор А. В. Андреев

О ПРОБЛЕМЕ ВОССТАНОВЛЕНИЯ АМПЛИТУДНО-ФАЗОВОГО ПРОФИЛЯ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА В ТУРБУЛЕНТНОЙ СРЕДЕ

С.н.с. *Зотов А. М.*, проф. *Короленко П. В.*, с.н.с. *Рыжикова Ю. В.*

Выполнен краткий ретроспективный анализ результатов исследований изменений структуры лазерных пучков в турбулентной среде. Показано, что, несмотря на большое количество работ (см., например, монографии [1–2]), выполненных по данной теме, нуждаются в совершенствовании методы измерений характеристик лазерного излучения, а также способы восстановления распределений интенсивности и фазы из интерферометрических измерений при сильной и слабой турбулентности. Недостаточно изученным является вопрос о скейлинговых свойствах флуктуаций световых пучков.

Рассмотрен новый подход к обработке экспериментальных данных о структуре волнового фронта, получаемых с помощью интерферометра поперечного сдвига [3]. Он основан на процедуре поэтапной пространственной фильтрации изображения интерферограммы и последовательного решения обратной задачи. В тех случаях, когда интерферограмма характеризуется ветвлением интерференционных полос из-за появления на волновом фронте винтовых дислокаций изменяющих топологию волнового фронта, использовалось представление светового поля, в виде реальной и мнимой частей комплексной амплитуды. Специально разработанная пошаговая схема позволяла восстановить реальные и мнимые компоненты амплитуды в виде непрерывных плавных распределений и по ним восстановить фазу.

Тестирование разработанного метода восстановления амплитуды и фазы проводилось на основе численного моделирования пучков с различными типами возмущения волнового фронта и их сдвиговых интерферограмм. Результаты тестирования приведены на рис. 1. На нем белыми линиями показаны нулевые линии реальной и мнимой частей амплитуды (в точках винтовых дислокаций они пересекаются). Рис. 1 иллюстрирует качество восстановления амплитудно-фазового распределения. В качестве тестовых полей используется ТЕМ-пучок с винтовой дислокацией на оси (рис. 1, *а*) и фрагмент спекл-поля (рис. 1, *д*). Восстановленные распределения амплитуды и фазы (рис. 1, *в*, *ж*) путем обработки сдвиговых интерферограмм (рис. 1, *б*, *е*), несмотря на присутствие некоторых искажений, удовлетворительно описывают исходные поля.

В ходе численного моделирования в качестве дополнительной задачи был выполнен сравнительный анализ характеристик восстанавливаемых полей в условиях слабых и сильных флуктуаций излучения. Особое внимание было обращено на не достаточно проработанный в литературе вопрос о корреляции изменений интенсивности и фазы. Расчеты показали, что изменение коэффициента корреляции, как для слабых, так и для силь-

ных флуктуаций происходит более медленно по сравнению с изменением уровня флуктуаций интенсивности и фазы. Для этого определялись статистические характеристики флуктуаций излучения при его прохождении через случайные фазовые экраны. При этом максимальное значение коэффициента корреляции плавно снижалось с увеличением интенсивности турбулентности.

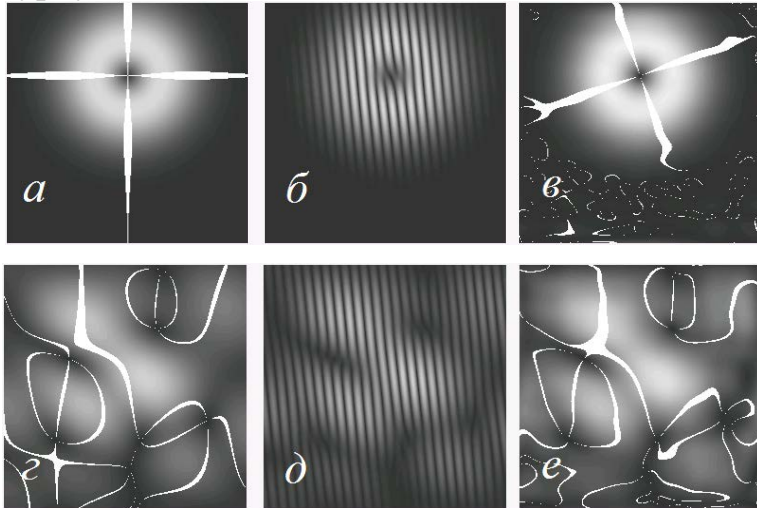


Рис. 1. Результаты восстановления амплитудно-фазового распределения по сдвиговой интерферограмме. *а, г* — структура изначальных полей, *б, д* — интерферограммы сдвига, *в, е* — структура восстановленных полей.

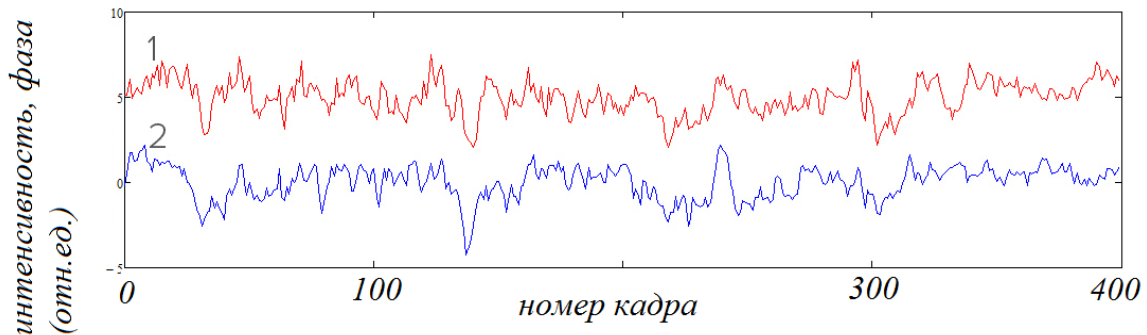


Рис. 2. Локальные временные флуктуации интенсивности (1) и фазы (2), в случае двух проходов.

Был рассмотрен случай, когда фазовый экран имел фрактальную структуру. Его генерация с использованием свойств функции Вейерштрасса. После прохождения такого экрана фрактальные признаки оказывались присущими пространственно временным флуктуациям фазы и интенсивности.

Параллельно с теоретическими расчетами проводились экспериментальные исследования особенностей флуктуационной структуры излучения. Эксперименты проводились на стенде, основным элементом которого была многоходовая кювета с турбулентной средой. Через кювету распространялся коллимированный лазерный пучок. После прохождения кюветы пучок направлялся в интерферометр сдвига, в роли которого выступала пластина с малым углом наклона граней. Структура интерферограмм фиксировалась с помощью скоростной видеокамеры, сигнал с которой пода-

вался в компьютер для последующей обработки. На рис. 2 приведены в качестве примера кривые, характеризующие локальные флуктуации фазы и интенсивности в центре пучка для двух проходов через кювету.

Даже при визуальном рассмотрении кривых видно, что они характеризуются высокой степенью скоррелированности. При увеличении числа проходов и повышении интенсивности турбулентности коэффициент взаимной корреляции интенсивности и фазы заметным образом снижался. Выполненные теоретические расчеты с использованием метода фазовых экранов [4] подтвердили указанную тенденцию (см. таблицу).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 16–32–00386 мол_а, 14–02–00461 а).

Таблица. Сопоставление результатов численного расчета с экспериментальными данными.

Количество проходов через кювету	Численные расчеты коэффициента корреляции	Экспериментальные данные коэффициента корреляции
2	0,54	0,58±0,02
4	0,39	0,49±0,02
6	0,38	0,42±0,02

Литература

1. Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. – М.: Наука, 1976, 278 с.
2. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 2. Многократное рассеяние, турбулентность, шероховатые поверхности и дистанционное зондирование. Пер. с англ. – М.: Мир, 1981, 317 с.
3. Малакары Д. Оптический производственный контроль. Пер. с англ. – М.: Машино-строение, 1985, 400 с.
4. Лукин И.П и др. Модель фазового экрана для численного моделирования распространения лазерного пучка в дожде. Квантовая Электроника, Т. 39, N 9, 2009. с. 863.

ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫХ И ФИОЛЕТОВЫХ СВЕТОДИОДОВ ИЗ ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ НИТРИДА ГАЛЛИЯ

Проф. Л.П. Авакянц, А.Э. Асланян, доц. П.Ю. Боков, В.В. Волков, И.С. Матешев, А.Н. Туркин, ст. н.с. А.В. Червяков, проф. А.Э. Юнович
e-mail: andrey@turkin.su

Исследованы спектры электролюминесценции (ЭЛ) светодиодов (СД) повышенной мощности ультрафиолетового (УФ) и фиолетового спектрального диапазона [1, 2], сконструированные из кристаллов на основе р-

n-гетероструктур типа InGaN/AlGaIn/GaN с размерами $1,07 \times 1,07 \text{ мм}^2$, размеры p-n-гетеропереходов составляют $0,97 \times 0,97 \text{ мм}^2$. Кристалл монтировался в корпус с большим диаметром основания для эффективного отвода тепла от p-n перехода и предотвращения перегрева активной области.

Для измерений спектров ЭЛ СД была автоматизирована установка на основе монохроматора МДР-12, и разработана компьютерная программа, позволяющая быстро измерять спектральные и электрические свойства.

Спектры излучения СД в диапазоне токов от $10 \div 350 \text{ мА}$ имели основную полосу с максимумами в области длин волн λ от 380 (УФ диоды, $\hbar\omega = 3,18 \text{ эВ}$) до 411 нм (фиолетовые, $\hbar\omega = 3,02 \text{ эВ}$). Форма спектральных полос проанализирована на основе модели двумерных структур с «хвостами» плотности состояний [3]. Анализ позволил оценить нагрев активной области структур при больших токах, который составил $\Delta T \sim 35 \text{ }^\circ\text{C}$.

В спектрах наблюдалось изменение положения максимума с увеличением тока, составившее для УФ СД от 3,13 мэВ до 8,12 мэВ, а для фиолетовых СД — 13,7 мэВ. Это объясняется как изменением эффективной ширины запрещенной зоны с увеличением T , так и изменением положения квазиуровней Ферми в активной области.

Были обнаружены дополнительные спектральные полосы в видимой области, от $\hbar\omega = 2,22 \text{ эВ}$ до 2,15 эВ, положение максимума которых изменялось в соответствии с максимумом основной полосы. Интенсивность этих полос увеличивалась при продвижении в УФ область. Возможной причиной данной полосы может быть излучательная рекомбинация на глубоких уровнях в p-AlGaIn области.

Проведен анализ вольтамперных характеристик (ВАХ), мощности излучения и эффективности преобразования энергии в СД. На ВАХ УФ СД наблюдается область преждевременного включения в области средних токов. У фиолетовых СД этого не наблюдается. Это можно объяснить большим количеством дефектов в УФ структурах, наличие которых приводит к шунтированию p-n перехода и возникновению туннельных токов.

Разработка полупроводниковых источников излучения в УФ и фиолетовой области спектра связана с их применениями в фотолитографии, средствах обнаружения токсичных веществ, устройствах хранения данных в оптическом диапазоне, биомедицинских исследованиях, очистке и стерилизации воды и воздуха и т.д. [4].

Литература

1. Н.А. Гальчина, Л.М. Коган, Н.П. Социн, С.С. Широков, А.Э. Юнович, ФТП, 41, № 9, 1143–1148. (2007).
2. Л.М. Коган, А.А. Колесников, А.Н. Туркин. Светотехника (2016) в печати.
3. М.Л. Бадгутдинов, А.Э. Юнович. ФТП, 42, № 4, 438–446. (2008).
4. М.Л. Бадгутдинов, Н.И. Каргин, В.С. Пашков, А.Э. Юнович. 3-я Научно-практическая конф. по наногетероструктурной СВЧ – электронике; МИФИ, тез. докл., 62–64. (2013).

Подсекция:
РАДИОФИЗИКА,
ФИЗИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОНИКА
И АКУСТИКА

Сопредседатели
профессор А. Ф. Александров, доцент А. Ф. Королев,
профессор А. И. Коробов

О ГРУППИРОВКЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В НЕОДНОРОДНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Доц. Саввин В.Л., асп. Михеев Д.А.

В современных клистронах для формирования электронных сгустков с нужными характеристиками используются многолучевые системы и сложные многорезонаторные группирователи, позволившие реализовать высокие значения коэффициента усиления и эффективности. Однако при их разработке приходится учитывать фундаментальные ограничения, связанные с нарастающим действием расталкивающих сил пространственного заряда при образовании более плотных электронных сгустков.

Во многом снять эти ограничения, на наш взгляд, поможет отказ от одномерного движения электронов и использование нового 3D принципа образования электронных сгущений в неоднородном магнитном поле без предварительной модуляции продольной скорости электронов.

В результате проведенных исследований выявлена пространственная 3D группировка электронного потока с циклотронным вращением в неоднородных магнитных полях без начальной модуляции продольных скоростей электронов.

В случае аксиально-симметричных магнитных полей пространственная 3D группировка электронного потока возникает в условиях несоосности между магнитным полем и осью циклотронного вращения электронов. В плоско-симметричных магнитных полях в случае, когда ось вращения потока лежит в плоскости симметрии магнитного поля, в потоке возбуждаются только четные гармоники плотности тока.

Принципиальное отличие рассмотренной 3D группировки электронного потока от группировки при одномерном движении электронов, заключается в том, что, и это представляется наиболее важным, сгущения электронов при 3D группировке могут не сопровождаться увеличением плотности пространственного заряда. Из-за того, что траектории электронов трехмерны и не совпадают с осью группирователя, сгущения электронов будут распределены по площади поперечного сечения группирователя, а не сосредоточены вблизи оси, как при «классической» одномерной группировке. В результате силы пространственного заряда могут существенно слабее влиять на процесс группировки.

ИНФОРМАЦИОННО-ПОИСКОВАЯ СИСТЕМА «АКУСТИКА» КАК ЭЛЕМЕНТ НАВИГАЦИИ ПО РУССКОЯЗЫЧНОЙ ФИЗИКЕ: АНАЛИЗ НАПОЛНЕНИЯ

Ст. н.с. В.Г. Шамаев (физ. фак. МГУ), н. с.А.Б. Горшков (ГАИШ МГУ)

Из-за обвального падения тиражей научных журналов в последние 25 лет научные сотрудники нашей страны всё более и более теряли возможность знакомиться с работами своих коллег. Ведь научные журналы, если опустить конференции, были да, пожалуй, и остаются, единственными первичными источниками информации, не считая личных контактов.

Найденным выходом из такого положения является создание сетевых ресурсов и обеспечение недорогого, а лучше бесплатного доступа к ним. Поддержка научных исследований заключается ведь не только в их финансировании, которое тоже совсем недостаточное в настоящее время, но и в обмене информацией, для которой во многих случаях важна надёжность, полнота и оперативность её предоставления. Всё это обеспечивают научные журналы с их высококвалифицированными рецензентами и редколлегиями.

Естественно, что у стремления к открытому доступу к информации есть и противники, но именно они прямо или косвенно привели к упадку Реферативного журнала (РЖ) ВИНТИ РАН [1]. На примере выпуска РЖ «Физика» мы видим, что наполнение его за последние три десятка лет (рис. 1) никак не может удовлетворить даже оставшиеся по инерции несколько организаций-подписчиков этого журнала при умопомрачительной цене подписки.

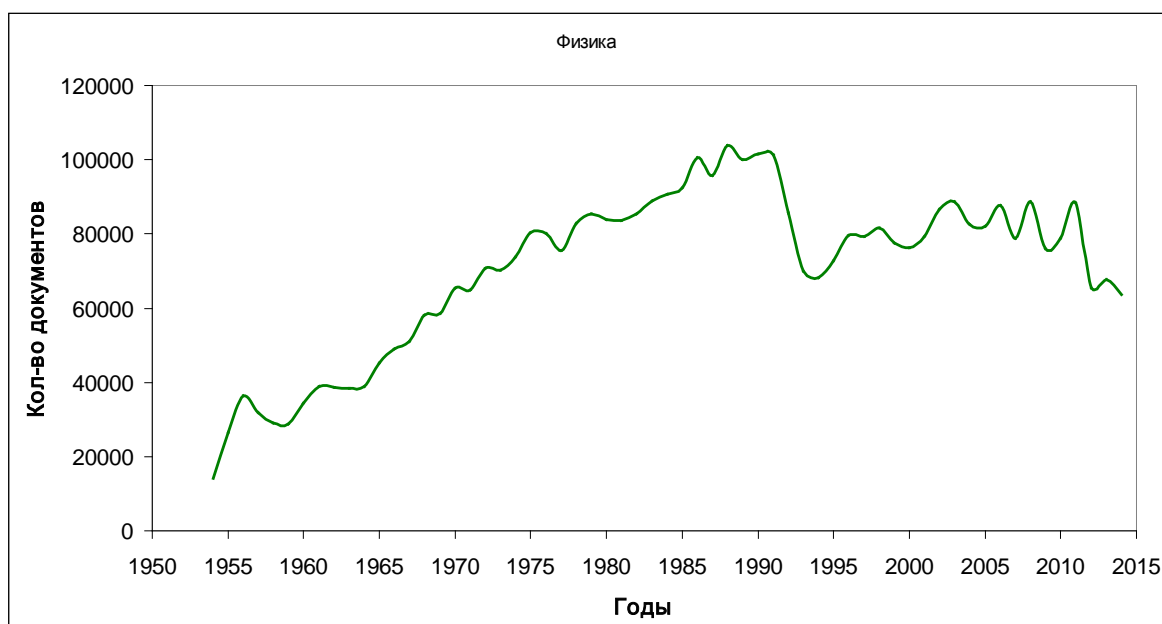


Рис. 1. Наполнение выпуска РЖ «Физика» за всё время его существования.

В работе анализируется наполнение нашего сетевого ресурса — информационного портала «Акустика» (<http://akdata.ru>). Это комплекс из одной информационно-поисковой и двух информационных систем, связанных между собой и обеспечивающих доступ как российских, так и зарубежных исследователей к русскоязычным источникам информации по акустике.

Русскоязычный информационный портал «Акустика» разработан в рамках гранта РФФИ № 12–07–00732–а и в настоящее время наполняется и развивается сотрудниками физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова на общественных началах и, конечно, нуждается в финансировании. Инициатива по созданию и реализации этой информационной системы принадлежит академику О. В. Руденко, В. Г. Шамаеву и А. Б. Горшкову при поддержке кафедры акустики физического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова и Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН.

Большинство научных журналов не посвящено одной узкой тематике как, например, «Акустический журнал» или «Астрономический журнал», а публикуют исследования по различным темам — как «Успехи физических наук», «Журнал экспериментальной и теоретической физики», и, в силу этого, интерес для конкретного читателя могут представлять только отдельные статьи. Так, акустическая тематика разбросана по более чем тремстам пятидесяти русскоязычным журналам и в два и более раз большему количеству зарубежных журналов. Не только прочесть, но и просмотреть их — практически неразрешимая задача для исследователя. На портале «Акустика» собирается информация со всех доступных источников, включая периодические издания, книги, труды конференций, семинаров и т. д. Она помещается как в виде архива «Акустического журнала», единственного российского академического журнала, целиком посвященного акустике, так и в виде «Сигнальной информации», дающей взгляд на сегодняшнее состояние акустических исследований в русскоязычном мире. И поэтому такой информационный портал с уникальной базой данных (БД), в которой содержится информация по публикациям акустической тематики как текущего, так и ретроспективного характера, является единственным в своем роде. Он полностью удовлетворяет цели нашей работы — дать информационный продукт по русскоязычным работам, который максимально полно может отобразить тематическую область и по своим свойствам соответствует требованиям специалистов (рис. 2).

На странице выдачи присутствует полное библиографическое описание документа с резюме или рефератом. Библиографическое описание в настоящее время поддерживается ГОСТом Р 7.0.5–2008, но «всё большее количество российских изданий перестаёт на него ориентироваться» [2]. В рамках нашего проекта мы пользуемся стандартом, принятым нами ранее в отделении физики и астрономии ВИНТИ, а именно – не используем

спецразделители, которые предназначены для автоматизированной обработки библиографических описаний. Место они занимают, а пользы никакой, т.к. наша информация уже занесена в базу данных, и такая выдача более естественна (рис. 3).

Рис. 2. Портал «Акустика» (<http://akdata.ru>).

В названиях статей и резюме поддерживаются математические и физические спецсимволы, греческий алфавит, диакритические знаки и т. п. В фамилиях авторов также используются диакритические знаки, что позволяет давать их правильное написание при выдаче без использования транслитерации. Все авторы, рубрики, а в случае «Акустического журнала» и некоторых других источников и названия статей снабжены гиперссылками, что позволяет переходить на страницы последних статей данного автора (до 100), либо на страницы последних статей в данной рубрике (также до 100), либо на полный текст статьи в pdf-формате при его наличии в системе.

На сегодняшний день в базе данных портала помещено около 40 тыс. документов (38791), охватывающих период с 1988 г., а по «Успехам физических наук», «Акустическому журналу» и некоторым другим в БД содержатся все статьи по акустической тематике за весь период их существования. Таким образом, пользователь получает все статьи по акустике из заданного издания, либо конкретного автора, либо статьи автора в конкретном источнике, либо статьи за заданные годы, занесенные в систему, либо статьи в конкретной рубрике и т.д. Так, например, по акустике в УФН за весь период его существования размещено 260 статей, по числу публикаций в

«Акустическом журнале» с оригинальными статьями на начало 2016 г. лидируют Лямшев Л.М. (112), Лапин А.Д. (110) и Руденко О.В. (105), а в первом номере этого журнала, т.е. 61 год назад, была помещена статья «Об общей связи между поглощением и дисперсией звуковых волн» В.Л. Гинзбурга, будущего главного редактора «Успехов физических наук». Всего же в системе сейчас находятся 39403 автора.



Результаты поиска в базе данных:

Количество найденных записей: 26.

Руденко О.В., «Нелинейный экран как элемент систем для звукопоглощения и преобразования частоты» *Акустический журнал*, **62**, № 1, 38-43 (2016)
Обсуждается модель экрана с диссипативными и нелинейными упругими свойствами, который можно использовать в акустических системах звукопоглощения и преобразования частоты. Изложены схемы расчетов и оценки, необходимые для понимания функциональных возможностей устройства. Приводятся примеры нелинейных элементов в экране и описание приложений, представляющихся перспективными.

Рубрики: [05.07](#) Отражение, дифракция, рефракция, рассеяние интенсивных волн; [10.07](#) Поглотители слабых и интенсивных акустических волн

Руденко О.В., Гусев В.А., «Автомодельные решения уравнения типа Бюргерса с квадратично-кубичной нелинейностью» *Доклады академии наук*, **466**, № 1, 1-5 (2016)

Найдены автомодельные решения квадратично-кубичного уравнения в частных производных второго порядка, управляющего поведением нелинейных волн в различных распределенных системах, например, в некоторых метаматериалах. Проведено сравнение с автомодельными решениями уравнения Бюргерса. Показано, что одно из них, описывающее одиночный однополярный импульс, справедливо для обоих уравнений. Другие автомодельные решения квадратично-кубичного уравнения ведут себя иначе, чем решения уравнения Бюргерса. Для их построения приходится использовать процедуру сшиваания положительной и отрицательной ветвей решения, требуя непрерывности как самой функции, так и ее первой производной. Одно из решений соответствует уединенной волне типа звукового удара, имеющей несимметричную N -образную форму. Найдены также автомодельные решения для квадратично-кубичного уравнения, описывающего распространение цилиндрически симметричных волн. DOI: 10.7868/S0869565216010072

Рубрика: [05.02](#) Теория нелинейных акустических волн

Гурбатов С.Н., Руденко О.В., «Об обратных задачах нелинейной акустики и акустической турбулентности» *Известия высших учебных заведений. Радиофизика*, **58**, № 7, 515-529 (2015)

Рассмотрена задача о восстановлении параметров излученного акустического сигнала по измеренному полю в некотором сечении нелинейной среды. На основе решения уравнения Бюргерса при нулевой и исчезающе малой вязкости обсуждаются условия возможности решения обратной задачи для регулярных и случайных сигналов.

Рубрики: [05.02](#) Теория нелинейных акустических волн; [12.04](#) Численное решение обратных задач

Гусев В.А., Руденко О.В., «Нелинейный звук в слое газонасыщенных осадков» *Акустический журнал*, **61**, № 2, 169-181 (2015)

Дан анализ волнового распространения звука в придонном слое, содержащем газовые пузырьки. Выведены эволюционные уравнения для интенсивных акустических волн и волновых пучков в среде с неоднородным распределением пузырьков. Рассчитано поле интенсивного пучка вдоль оси фокусирующего звукового канала. Вычислены коэффициенты отражения и прохождения звука из однородной среды в слой с пузырьками и обратно. Показано, что придонный слой может эффективно захватывать попадающие в него лучи и обеспечивать волноводный характер распространения. Наличие пузырьков увеличивает как интервал углов, под которыми волна проникает в слой, так и интервал углов, под которыми лучи испытывают полное внутреннее отражение и не выходят из слоя. Рассчитано акустическое поле в слое от точечного источника.

Рис. 3. Пример выдачи результата поиска по автору «Руденко О.В.» за 2013–2016 гг.

Портал «Акустика» имеет точки доступа к полнотекстовой версии «Акустического журнала», структура сайта которого описана нами в [3], и к «Сигнальной информации» (СИ) [4]. На сайте архива «Акустического журнала» кроме отсканированных изображений всех выпусков журнала помещено содержание каждого выпуска с резюме и выходными данными, каждая статья прорубрицирована и кроме раздела содержания помещена ещё и в соответствующую рубрику. Имеется авторский указатель, в котором также приводятся названия статей и их выходные данные. Всё это связано перекрестными гиперссылками, что облегчает поиск и переход к

нужной статье из любого указателя. Справа сверху имеются кнопки перехода на предыдущий или последующий номер журнала. Размещение архива журнала в Интернете, как мы и предполагали, значительно повысило число цитирований статей журнала и его импакт-фактор.

Интернет-архив «Акустического журнала» имеет поисковую систему не только на русском, но и на английском языке. Приведём трёхмерный график, дающий наполнение рубрик по годам издания на рис. 4. Из него видно, как изменяется со временем наполнение тематик (направлений). Приводимые данные можно использовать и для наукометрических исследований, и для прогнозирования развития различных областей акустики.

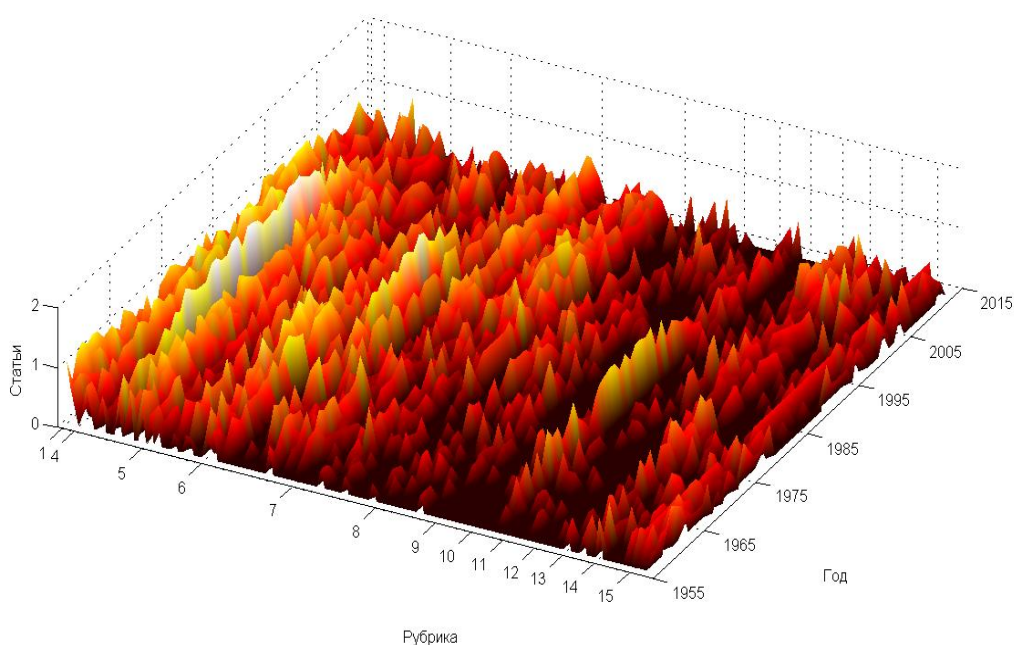


Рис. 4. График, связывающий количество документов (логарифмическая шкала) в каждой рубрике «Акустического журнала» по годам издания.

Проведенное нами исследование показывает, что довольно большое число русскоязычных журналов к настоящему моменту имеют сайты в Интернете. Как правило, эти сайты имеют раздел «архив», в котором помещены оглавления, а иногда и сразу полный выпуск или статьи журнала с ретроспективой около 10 лет, а по некоторым журналам и гораздо больше, как, например, у «Журнала экспериментальной и теоретической физики», архив которого в непрерывном виде достигает 1961 г., правда, с 1961 по 1993 гг. включительно он доступен только в переводе на английский язык. Думается, что для большинства физиков это не так важно, как для специалистов инженерно-технических дисциплин.

Возможность поиска информации на этих сайтах, как правило, не предоставляется или она минимальна, например, только по авторам, как в ЖЭТФ, и мы не можем их характеризовать как информационно-поисковые

системы, однако полезность таких сайтов несомненна, особенно, если приводятся резюме статей, не говоря уже о полных текстах.

Бесплатные версии научных интернет-ресурсов пользуются постоянным успехом. «Успехи физических наук», «Акустический журнал», «Журнал экспериментальной и теоретической физики», журналы Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе, Сибирского отделения РАН, Математический портал Math-Net.Ru, Научная электронная библиотека eLIBRARY.RU и некоторые другие провели огромную работу по удовлетворению потребностей научных работников.

Если в крупных научных библиотеках ещё можно найти печатные версии научных журналов, то подавляющему числу пользователей они недоступны. В то же время размещенные в Интернете их электронные версии доступны почти повсеместно. Поэтому мы считаем, что бесплатный и простой доступ к русскоязычным информационно-поисковым системам или даже просто к сайтам научных журналов способствует развитию научных исследований.

Количество научной информации настолько велико, что без применения современных информационных технологий даже принять эту информацию к сведению не представляется возможным. Поэтому наряду с традиционными теоретическими и экспериментальными методами исследования окружающего нас мира в качестве нового инструмента научного познания стали выступать и современные базы данных, которые являются составной частью информационно-поисковых систем. Всякие удачные попытки в постановке и решении научных задач с использованием современных БД позволяют говорить о появлении нового научного направления, заключающегося в разработке методов содержательного анализа больших массивов информации и получении на их основе нового знания об окружающем нас мире и его законах [5].

Литература

1. Гиляревский Р.С., Кириллова О.В., Леонтьева Т.М., Резер С.М., Цветкова В.А. Проблемы есть, и они решаются // Вестник Российской академии наук. 2011. Т. 81, № 11. С. 1038–1041.
2. Жижченко А.Б., Изаак А.Д. Информационная система Math-Net.ru. Применение современных технологий в научной работе математика // Успехи математических наук. 2007, т. 62, № 5. С. 107–132.
3. Шамаев В.Г., Горшков А.Б., Жаров А.В. «Архив „Акустического журнала“ в Интернете (www.akzh.ru)» // Акустический журнал. 2013, 59, № 2. С. 283–288.
4. Шамаев В.Г., Горшков А.Б., Шамаев Н.В. «Проект “Акустика. Сигнальная информация” (<http://akinfo.ru/>)» // Акустический журнал. 2014, 60, № 1. С. 109–114.

5. Шамаев В.Г., Горшков А.Б. «Проблемы информационного обеспечения научных исследований» // Успехи физических наук. 2015, т. 185, № 11. С. 1235–1240.

ГИСТЕРЕЗИСНЫЕ ПОТЕРИ ПРИ ПЕРЕМЕЩЕНИЯХ И НАКЛОНАХ ПЯТНА КОНТАКТА МАЯТНИКОВОГО ТРИБОМЕТРА

Вед. электроник *В.М. Шахпаронов*

E-mail: *shahp@phys.msu.ru*

Механические колебания маятникового трибометра сопровождаются качением его опор по плоской поверхности. Вследствие перемещения пятна контакта возникает диссипация энергии, по величине которой можно определить величину гистерезисных потерь. Процесс качения реализуется в самых различных механизмах, в том числе в транспортных средствах и приборах точной механики. Он позволяет значительно снизить затраты энергии при движении за счёт частичного замещения скольжения качением.

Маятниковый трибометр при малых амплитудах качаний позволяет определить физические параметры исследуемых материалов без разрушения их поверхности. Основное внимание уделяется измерению коэффициента гистерезисных потерь C и коэффициента трения качения f_c . Измерения следует проводить именно при малых амплитудах, когда затухание колебаний идёт по экспоненциальному закону. При этом не требуется размещать трибометр в вакуумной камере, поскольку вязким трением о воздух можно пренебречь.

Предполагается, что при малых амплитудах силы адгезии обеспечивают без разрыва адгезионных связей наклон пятна контакта до некоторого угла. При этом запасается упругая энергия. Если центр тяжести маятника совмещён с плоскостью образцов, потенциальная энергия не добавляется к упругой. При этом обеспечиваются наиболее благоприятные условия для измерения коэффициента гистерезисных потерь. Непосредственное измерение коэффициента трения качения следует исключить, поскольку исчезает взаимное перемещение контактирующих тел. Маятниковый трибометр превращается в упругую систему, в которой происходит взаимная деформация контактирующих тел. Поскольку шаровые опоры выполнены из твёрдой шарикоподшипниковой стали, основную сложную деформацию испытывают только исследуемые плоские образцы.

Использовался маятниковый прибор. Грузы маятника расположены внутри трубы, занимающей в равновесии горизонтальное положение. Маятник установлен на жёстком основании. Он опирается на испытываемые пло-

ские образцы либо двумя большими, либо двумя маленькими шариками. Его центр масс совмещался с плоскостью опоры шариков. Изменение радиуса шаровых опор маятника осуществлялось перемещением образцов. Тело маятника имело достаточно сложную форму, что затрудняло вычисление момента инерции. Кроме того, необходимо точно определить положение центра тяжести. Модель тела маятника с погрешностью не более 0.2% удалось построить с помощью программы Solid Works. При наличии в трубе маятника всех четырёх грузов при массе $M_1=1.354$ кг момент инерции $J_1=0.036148$ кг·м². При удалении двух грузов масса $M_2=0.902$ кг, а момент инерции $J_2=0.020419$ кг·м². При удалении всех грузов масса $M_3=0.542$ кг, а момент инерции $J_3=0.0048266$ кг·м². Периоды колебаний маятника на линейном участке кривой затухания составили 4.113, 3.787, 2.376 с. В пятне контакта на экспоненциальном участке периоды возрастают и приобретают другие значения. По периодам и моментам инерции вычисляется жёсткость системы на линейном и экспоненциальном участках кривой затухания. Кривая затухания позволяет определить добротность Q трибометра и период колебаний T . При совмещении центра масс маятника с плоскостью касания шаровых опор коэффициент гистерезисных потерь C определяется по формуле

$$C=\pi/Q.$$

Некоторые трудности возникают в определении добротности при качаниях на концевых мерах длины из стали ШХ15. Они возникают в связи с наличием на поверхности контактирующих тел загрязняющих образований, обладающих большими гистерезисными потерями. Загрязнения попадают на контактирующие поверхности главным образом из атмосферы. Протирание поверхностей обезжиривающими средствами не всегда приводит к полному их удалению. Наиболее достоверным следует считать тот результат, когда достигается максимальная добротность. Изменение массы маятника не сказывается заметно на добротности. При существенном уменьшении радиуса шаровых опор добротность снижается, поскольку появляется пластичность.

На остальных материалах измерение добротности особых проблем не представляет. Большие гистерезисные потери в испытуемых материалах измеряются с малой погрешностью, поскольку вклад загрязняющих образований становится несущественным. Тем не менее, перед началом измерений взаимодействующие поверхности протираются этиловым спиртом. Можно использовать также четырёххлористый углерод и ацетон.

Установка позволяла проводить измерения добротности и коэффициента гистерезисных потерь при различных нагрузках и радиусах шаровых опор. Изменение нагрузки осуществлялось удалением грузов из трубы. Уменьшение нагрузки обычно приводит к увеличению добротности и, соответственно, снижению гистерезисных потерь. Уменьшение радиуса опор

приводило к росту гистерезисных потерь и уменьшению радиуса пятна контакта a . При этом заметно увеличивался период колебаний. Исключение наблюдалось только на образцах из алюминия. При уменьшении радиуса опор период возрастал незначительно. Можно предположить, что вследствие плохих упругих свойств материала радиус пятна контакта уменьшался меньше, чем по расчёту. При этом жёсткость материала становилась больше вследствие уплотнения в пятне контакта. Алюминий имеет низкую сопротивляемость пластическому деформированию. Контакт с алюминием не является строго упругим даже при очень малых нагрузках.

Коэффициент трения качения на линейном участке кривой затухания определяли по формуле:

$$f_r = \rho(\cos\gamma_n - \cos\gamma_0) / [2nR(\gamma_0 + \gamma_n)],$$

где ρ — расстояние от центра тяжести колеблющегося тела маятника до оси вращения, проходящей по центрам опор радиуса R . γ_0 и γ_n амплитуды колебаний в начале и конце выбранного участка кривой затухания.

Максимальное давление в центре пятна контакта при качении шаров [1]

$$P_0 = \{3MgE^2 / [\pi^3 R^2 (1 - \nu^2)^2]\}^{1/3},$$

где M — масса колеблющегося тела, E , ν — модуль Юнга и коэффициент Пуассона материала образца.

Радиус пятна контакта при качении шаров по плоским образцам [1]

$$a = [(3/8)MgR(1 - \nu^2)/E]^{1/3}.$$

Работа упругой деформации при качении шаровых опор по плоской поверхности на пути S равна

$$W = 3MgaS / (16R).$$

Рассеиваемая вследствие гистерезиса энергия

$$W_1 = 3CMgaS / (16R).$$

Поскольку по определению

$$W_1 = Mgf_r S,$$

то коэффициент трения качения

$$f_r = 3aC / (16R).$$

Если разность потенциальных энергий, соответствующих амплитудам γ_0 и γ_n , объясняется только наличием гистерезисной составляющей трения качения, то по коэффициенту f_k определяется коэффициент гистерезисных потерь.

С увеличением пятна контакта жёсткость быстро возрастает. Она имеет размерность энергии. С учётом объёма деформированного при наклоне пятна контакта материала жёсткость [2]

$$k = \pi E a^3.$$

После подстановки величины a^3

$$k = (3\pi/8)MgR(1-v^2).$$

Маятниковый трибометр является одним из наиболее эффективных средств изучения процесса диссипации энергии на широком классе упругих материалов. Он позволяет исследовать практически все материалы, которые представлены в виде плоских образцов с хорошо обработанной гладкой поверхностью. Трибометр позволяет определить как коэффициент гистерезисных потерь, так и коэффициент трения качения. Хорошо освоен линейный участок кривой затухания амплитуд колебаний, поскольку проводится строгий расчёт энергии, затрачиваемой на перемещение пятна контакта. При малых амплитудах линейный закон затухания постепенно переходит в экспоненциальный. Он даже более удобен для определения коэффициента гистерезисных потерь материала образцов. Однако непосредственный расчёт коэффициента трения качения f_r в пятне контакта проводить не следует, поскольку взаимного перемещения тел фрикционной пары уже не происходит. При этом косвенный расчёт f_r проблем не вызывает и даёт достоверные результаты.

Измерения на малых амплитудах имеют свои преимущества, поскольку практически полностью исключается вязкое трение тела маятника о воздух и исключается адгезионное взаимодействие контактирующих тел. Поэтому размещать маятник в вакуумной камере нет смысла. При этом не повреждается поверхность испытуемого образца, поскольку происходит только незначительная упругая деформация в зоне пятна контакта. При наклоне пятна на малый угол адгезионные связи не рвутся. При дальнейшем увеличении наклона происходит сначала частичный, а затем и полный разрыв адгезионных связей. Экспоненциальный закон постепенно преобразуется в линейный. Проводить измерения при частичном разрыве связей не следует. Он сопровождается самым сложным законом затухания амплитуд колебаний маятника. Сопоставление коэффициентов гистерезисных потерь при качении, крутильных, струнных и продольных колебаниях наглядно демонстрирует закон о единстве механизма диссипации энергии при различных видах деформирования упругих тел [3].

Литература

1. Bowden F. P., Tabor D. The friction and lubrication of solids. – Oxford university press, 2001. – V. 1. – 424. P.
2. Izmailov V.P., Karagioz O.V. and Shakhparonov V.M. Hysteresis losses in oscillatory systems. IJNM. – 2015. – 77. 307–311.
3. Силин А.А., Карагиоз О.В., Маркачѐв В.В., Измайлов В.П. О единстве механизма диссипации энергии при трении качения и других видах упругого деформирования твѐрдых тел. // Трение и износ. – Минск. – Наука и техника. –1980.– 1.– 6.– 957–964.

ЛОКАЛЬНЫЙ ПОЛЕВОЙ ЗОНД НА ОСНОВЕ КРЕМНИЕВОГО НАНОПРОВОДА

ст. науч. сотр. *Крупенин В.А.*, асп. *Божьев И.В.*,
ст. науч. сотр. *Трифонов А.С.*, ст. науч. сотр. *Преснов Д.Е.*

Последнее десятилетие внимание исследователей в микроэлектронике, физике, химии, биологии и медицине приковано к наноразмерным или наноструктурированным объектам. В ряде случаев создание и изучение наноразмерных систем требуют проведения высокочувствительного, бездеструктивного анализа профиля потенциала поверхностей и отдельных объектов с нанометровым пространственным разрешением.

Решение многих задач станет возможным, если в руках исследователей появится высокочувствительный локальный (с нанометровым пространственным разрешением) полевой зонд, работающий при комнатной температуре. Например, станет возможным исследование характеристик самых различных мезоскопических структур (квантовых точек, твердотельных кубитов), исследование диэлектриков на наличие зарядовых ловушек, контроль качества полупроводниковых структур, а также исследование нанoeлектронных устройств в динамике, что важно для современной микро- и наноэлектроники.

Нами разработан, изготовлен и исследуется локальный полевой зонд с чувствительным элементом в виде полевого транзистора с каналом в виде V-образного нанопровода, расположенного на минимальном расстоянии от края подложки. Такая конфигурация позволяет максимально приблизить чувствительный элемент — полупроводниковый нанопровод — к исследуемому объекту. Объединение такого сенсора с зондовым микроскопом, использующим режим камертона (tuning fork), дает возможность создания диагностического устройства для измерения потенциального профиля поверхности с нанометровым пространственным разрешением и высокой чувствительностью [1, 2] при минимальном влиянии на исследуемую поверхность.

Разработана оригинальная методика воспроизводимого изготовления чувствительного элемента такого зонда на расстояниях менее 50 нм от угла подложки.

Получены первые результаты сканирования тестовой поверхности зондом на основе полевого транзистора, продемонстрирована его чувствительность к изменению профиля потенциала исследуемой поверхности.

Разработанный инструмент позволяет исследовать распределение электрического поля на поверхности объекта с высокой чувствительностью и нанометровым пространственным разрешением.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 14–07–00828 А

Литература

1. Presnov, D. E., Amitonov, S. V., & Krupenin, V. A. (2012). Silicon nanowire field effect transistor made of silicon-on-insulator. *Russian Microelectronics*, 41(5), 310–313.
2. Salfi, J., Savelyev, I. G., Blumin, M., Nair, S. V., & Ruda, H. E. (2010). Direct observation of single-charge-detection capability of nanowire field-effect transistors. *Nature nanotechnology*, 5(10), 737–741.

ДОРОГА К ОТКРЫТИЮ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

Член-корр. РАН, гл. н. с. **В. Б. Брагинский**,
проф. *И.А. Биленко*, проф. *С.П. Вятчанин*, проф. *М.Л. Городецкий*,
проф. *В.П. Митрофанов*, асс. *Л.Г. Прохоров*,
доц. *С.Е. Стрыгин* и проф. *Ф.Я. Халили*

THE WAY TO DISCOVERY OF GRAVITATIONAL WAVES

V.B. Braginsky, *I.A. Bilenko*, *S.P. Vyatchanin*, *M.L. Gorodetsky*,
V.P. Mitrofanov, *L.G. Prokhorov*, *S.E. Strygin*, and *F.Ya. Khalili*

В 2015 году международным проектом LIGO (Laser Interferometric Gravitational Observatory) были впервые непосредственно зарегистрированы гравитационные волны от слияния двух черных дыр. Научная группа под руководством В.Б. Брагинского участвует в проекте LIGO с момента его основания в 1992 году. За это время выполнены уникальные экспериментальные и теоретические исследования.

Для достижения предельной чувствительности измерения смещении пробных масс гравитационных антенн следует использовать высокодобротные механические системы (в соответствии с флуктуационно-диссипативной теоремой). Нами были проведены уникальные измерения потерь в резонаторах из плавленного кварца, сапфира и кремния в широком диапазоне температур и разработаны методы достижения максимальной добротности в различных механических колебательных системах. В част-

ности, для маятника из плавленого кварца, созданного на физическом факультете, было достигнуто рекордное время затухания 5 лет. Полученные нами результаты были использованы при разработке монокристаллических кварцевых подвесов лазерных антенн второго поколения, работающих в настоящее время.

Заряды, всегда присутствующие на кварцевых пробных массах, взаимодействуют с окружающими пробную массу телами и электрическими полями, создавая дополнительные флуктуационные силы. Исследования накопления и миграции электрических зарядов на поверхности плавленого кварца позволили оптимизировать работу электростатических актюаторов, используемых для позиционирования пробных масс. В настоящее время проводятся экспериментальные исследования, направленные на возможность использования в детекторах следующего поколения кремниевых пробных масс, охлаждаемых до низких температур.

В напряженных нитях подвесов пробных масс гравитационно-волновых антенн возможно возникновение акустической эмиссии (избыточных шумов). Нами были экспериментально обнаружены избыточные шумы в прототипах подвесов зеркал детекторов первого поколения и показано что монокристаллические кварцевые подвесы не являются источником таких шумов.

Поверхность пробных масс испытывает малые случайные колебания из-за термодинамических флуктуаций в самих пробных массах и отражающих покрытиях на них. Нами были проведены теоретические исследования механизмов возникновения таких флуктуаций различного происхождения. В частности, впервые было указано на решающую роль термоупругих и терморелаксационных шумов, источником которых являются термодинамические флуктуации температуры. Были сформулированы условия взаимной компенсации термоупругих и терморелаксационных шумов.

В лазерной гравитационной антенне должна циркулировать огромная мощность (около 0.8 МВт), что может привести к нелинейным эффектам. Нами было предсказан нежелательный эффект параметрической неустойчивости, при котором начинается перекачка энергии из основной моды в оптическом резонаторе гравитационной антенны в паразитную стоксову моду и моду упругих колебаний зеркала. Были сформулированы способы подавления параметрической неустойчивости.

В лазерной гравитационной антенне второго поколения (типа Advanced LIGO) планируется достичь чувствительности, определяемой стандартным квантовым пределом (СКП — сформулирован В.Б. Брагинским в 1968 г.). Он возникает из-за квантовых ограничений вследствие соотношения неопределенностей Гейзенберга. Нами были разработаны новые подходы к реализации квантовых измерений, предложены новые способы преодоления СКП, в частности, стробоскопические квантовые измерения и вариационные квантовые измерения, квантовый измеритель скорости. Было предложено и экспериментально продемонстрировано использование оп-

тической жесткости. Предложены топологии лазерных гравитационных антенн будущих поколений.

По тематике лазерных гравитационных антенн на каждого члена группы опубликовано приблизительно по 133 статьи в реферируемых научных журналах, средний индекс Хирша группы — 43 (по данным Web of Science).

ИНВАРИАНТЫ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ПОВЕДЕНИЯ ПЬЕЗОКВАРЦЕВОГО РЕЗОНАТОРА, ПОГРУЖЕННОГО В ЖИДКОСТЬ

Доц. *Алешин Ю.К.*, асп. *Сивков М.А.*

Практика применения пьезокварцевого резонатора в жидких средах показала, что диэлектрическая проницаемость среды, окружающей пьезокварцевый резонатор, сильно влияют на изменение базовой частоты. Нами проведены исследования (эксперимент и теоретический расчет) влияния геометрических параметров резонатора и диэлектрической проницаемости, окружающей среды на уход резонансной частоты пьезокварца. Экспериментально определено влияние емкости датчика при различных геометрических размерах конденсатора и изменении коэффициента диэлектрической проницаемости окружающей среды. Тот факт, что на изменение резонансной частоты наибольшее влияние оказывает именно диэлектрическая проницаемость, а не другие физические характеристики рассматриваемой жидкости, можно показать, взяв вещества с близкими значениями вязкости, плотности и т.д., но значительно отличающимися диэлектрическими проницаемостями [1, 2]. А так как непосредственно между электродами вещество не меняется, то можно заключить, что окружающая среда влияет на емкость именно посредством изменения характеристики краевого поля.

Для резонатора, полностью погруженного в жидкость,

$$C = C_0(1 + \beta \varepsilon_{\text{ж}} \Delta C), \quad (3.2)$$

где $\varepsilon_{\text{ж}}$ — диэлектрическая проницаемость окружающей жидкости, а β — безразмерный инвариантный коэффициент, учитывающий степень влияния окружающей среды. Введение этого коэффициента обусловлено следующими соображениями: величина ΔC составляет, как будет показано далее, 5–10 % от емкости C_0 , а величина диэлектрической проницаемости воды порядка 81, значит, произведение $\varepsilon_{\text{ж}} \Delta C$ будет в 4–8 раз больше емкости C_0 . Таким образом, согласно эквивалентной схеме [3], для резонансных частот ПКР при прочих равных условиях можно записать

$$\frac{f_1^2}{f_2^2} = \frac{C_2}{C_1} = \frac{1 + \beta \varepsilon_{\text{ж}} \Delta C}{1 + \Delta C}, \quad (3.4)$$

Здесь f_1 — значение резонансной частоты ПКР в воздухе, f_2 — частота резонатора, полностью погруженного в жидкость, а C_1 и C_2 — соответствую-

щие значения емкостей. Для отношения частот резонатора, погруженного в жидкость только с одной стороны

$$\frac{f_1^2}{f_2^2} = \frac{C_2}{C_1} = \frac{1 + \frac{1}{2} \Delta C (\beta \varepsilon_{\text{ж}} + 1)}{1 + \Delta C} \quad (3.5)$$

Из этих соотношений находим коэффициент β .

$$\beta = \frac{\frac{f_1^2}{f_2^2} (1 + \Delta C) - 1}{\varepsilon_{\text{ж}} \Delta C} \quad (3.6)$$

Экспериментальные измерения частоты проводились четыре раза для каждой жидкости. После каждого вещества датчик отмывался и высушивался. Производились измерения ухода частоты ПКР-датчиков разных радиусов при погружении в воду одного электрода и обоих электродов. Данные и полученные из них значения β и ΔC приведены в таблице 1.

Таблица 1.

Радиус a , м	ΔC	Вид измерения	f генерации, МГц	Δf , кГц	β
$1,78 \cdot 10^{-3}$	0,254	На воздухе	9,97952	–	–
$1,78 \cdot 10^{-3}$	–	1 электрод в воде	9,97311	6,41	0.01272405
$1,78 \cdot 10^{-3}$	–	2 электрода в воде	9,961945	17,575	0.0127761
$3,34 \cdot 10^{-3}$	0,318	На воздухе	9,976324	–	–
$3,34 \cdot 10^{-3}$	–	1 электрод в воде	9,968634	7,69	0.01272465
$3,34 \cdot 10^{-3}$	–	2 электрода в воде	9.957906	18,418	0.0127691

Как видно из таблицы, при изменении значения ΔC на 25 %, коэффициент β изменился менее чем на 0,15 %.

Таким образом, можно сделать вывод, что его значение мало зависит от величины электродов, и является инвариантом для данного метода измерения.

Литература

1. М.А. Сивков, Ю.К. Алешин, «Комплексный анализ базового элемента емкостных датчиков», Сборник трудов XV Всероссийской школы-семинара "Физика и применение микроволн", 2015, С. 27.
2. Ю.К. Алешин, М.А. Сивков, М.А. Чоба, «Измерение и расчет емкости базового элемента пьезокварцевого датчика», Труды XXVII Симпозиума "Современная химическая физика", 2015, С. 64.
3. Ю.Я. Иоссель, Э.С. Кочанов, «Расчет электрической емкости», Ленинград, Энергоиздат, 1981.

Подсекция:
ФИЗИКА
КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

Сопредседатели
чл.-корр. Д. Р. Хохлов,
профессор В. А. Кульбачинский, профессор О. В. Снигирев

ОСОБЕННОСТИ ИНДУЦИРОВАННОЙ ВОДОРОДОМ ЭВОЛЮЦИИ СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ ПАЛЛАДИЯ

Доц. *Авдюхина В.М.*, н.с. *Акимова О.В.*, физик *Левин И.С.*

Взаимодействие водорода с металлами и сплавами является определяющим процессом в контексте практических задач двух типов. С одной стороны — при производстве радиационностойких конструкционных материалов, при использовании систем металл-водород для создания фильтров получения чистого (и особо чистого) водорода и разделения его изотопов, при аккумуляции и хранении водорода в металлах и сплавах, при разработке и использовании экологически чистой водородной энергетики и т.д. С другой стороны — с деструктивным воздействием водорода на свойства водородсодержащих материалов, к которым в первую очередь относятся водородное охрупчивание. Негативное воздействие водорода особенно может проявить себя в материалах, применяемых в атомной и ядерной энергетике.

В связи с повышенным интересом к водородсодержащим материалам необходимо иметь информацию о характере изменения структурно-фазовых характеристик в процессе их использования, поскольку именно они в первую очередь определяют надежность и долговечность таких систем. Однако из-за неполноты теории заранее это сделать не представляется возможным, поэтому данный аспект исследований достаточно актуален в настоящее время.

Ясно, что корректные исследования воздействия водорода на свойства металлических систем должны проводиться только на особо чистых материалах, которые хорошо поглощают водород. К ним в первую очередь относятся палладий и сплавы на его основе [1]. Именно они являются хорошими модельными системами для изучения водородсодержащих материалов. Поэтому представленный цикл работ выполнен именно для таких систем, и его цель — установление характерных черт и природы структурно-фазовой эволюции в сплавах на основе палладия, содержащих водород.

В работе прецизионными рентгенодифракционными методами были определены структурные характеристики и фазовый состав следующих систем: Pd, Pd–Sm, Pd–Er, Pd–W, Pd–Mo, Pd–Hf, Pd–Er–Fe, Pd–Cu, Pd–Ni, Pd–Y, Pd–In–Ru, Pd–Ru и др. после их гидрогенизации электролитическим методом при различных режимах и временах насыщения в процессе длительной релаксации (дегазации), в том числе и после неоднократного гидрирования. Исследованные образцы были как в отожженном, так и в деформированном состоянии. Исследовались как массивные образцы, так и фольги, которые находят свое применение в качестве мембран для получения высокочистого водорода и разделения его изотопов [2–3].

Для гидрированных систем в процессе их релаксации экспериментально было установлено:

- стохастические изменения количества сосуществующих фаз, происходящие, в том числе, и тогда, когда в системе практически не остается водорода [4–6];
- определяющая роль вакансий, поступивших в матрицу сплава при гидрировании, в эволюции структурно-фазовых превращений [7–8];
- образование фаз, содержащих аномально высокую концентрацию вакансий [8–9];
- существование устойчивых дефектных комплексов, содержащих водород, вакансии и атомы примеси, изменяющие свою мощность за счет немонотонного процесса обмена компонентами с матрицей сплава [6–7, 10–11];
- немонотонное перераспределение концентрации атомов примеси по объему матрицы сплавов [12–13];
- дискретный (прыжковый) характер немонотонной структурной эволюция в 2θ -пространстве и стохастический – во времени [14–15];
- существование многодолинной структуры термодинамического потенциала еще в исходном состоянии системы и ее корректировка после гидрогенизации и в процессе последующей релаксации [16];
- скоррелированные изменение периода решетки и величины упругих напряжений на стадиях релаксации, когда в матрице сплава остается мало водорода [7, 17];
- возможность существования разных знаков упругих напряжений для сосуществующих фаз в матрице сплава [18–19].

Результаты проведенного исследования позволили заключить, что:

- ❖ после закачки водорода система теряет свою устойчивость, в том числе за счет индуцирования в ней большого числа вакансий и формирования новой дефектной структуры;
- ❖ такая система характеризуется существованием в ней многодолинной структуры термодинамического потенциала в обратном пространстве [14–16], для которой энергетически выгодным после гидрогенизации оказывается многофазный распад;
- ❖ многодолинная структура термодинамического потенциала содержит счетное множество локальных минимумов, разделенных барьерами, и этим минимумам отвечают долгоживущие состояния системы, между которыми вследствие миграции водорода, вакансий и атомов примеси происходит «перепрыгивание» фаз от одной группы к другой;

- ❖ сложность характера структурно-фазовых превращений связана с тем, что скорости таких процессов, как выход водорода или вакансий (из твердого раствора и/или из дефектных комплексов) различны, и именно это обстоятельство определяет различный характер трансформирования составляющих дефектной структуры;
- ❖ колебательный характер рассматриваемых процессов обусловлен разнесенностью во времени максимумов неустойчивости областей матрицы и дефектных областей (комплексов);
- ❖ приобретение в процессе эволюции дифракционными максимумами «многопикового» характера связано с тем, что в процессе эволюции система за счет миграции вакансий, водорода и атомов примеси каждый раз (в различные времена) быстро переходит от одной группы долгоживущих состояний к другой;
- ❖ нерегулярность (стохастичность) указанного выше процесса релаксации определяется тем, что он обусловлен более чем тремя факторами (концентрацией водорода, вакансий и дефектных комплексов), определяющими этот процесс.

Литература

1. Г. Алефельд, И. Фелкль // Водород в металлах. М., Мир, т. 1–2, 430 с. (1981).
2. Г.С. Бурханов, Н.Б. Горина, Н.Б. Кольчугина и др. // Труды II Международного симпозиума по водородной энергетике, М.: Из-во МЭИ, 2007, с. 120–124 (2007).

ВЛИЯНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ СТРУКТУРЫ ВАКУУМНЫХ АЛМАЗОПОДОБНЫХ ПОКРЫТИЙ, ЛЕГИРОВАННЫХ МЕТАЛЛАМИ VIA ГРУППЫ, НА ИХ СВОЙСТВА

Физик *Левин И.С.*, в.н.с. *Хрущов М. М.*, доц. *Авдюхина В. М.*, магистрант *Шальнов С.А.*, в.н.с. *Марченко Е.А.*, в.н.с. *Петржик М.И.*

В настоящее время вопрос создания технологий получения функциональных покрытий для машиностроения, обладающих высокой работоспособностью, сопротивлением усталости, коррозионной стойкостью и не оказывающих отрицательного воздействия на окружающую среду является весьма актуальным. Вакуумная ионно-плазменная технология напыления в полной мере отвечает сформулированным выше требованиям и является одной из наиболее перспективных методик, используемых для поверхностного упрочнения конструкционных материалов.

Алмазоподобные покрытия (АПП) на основе аморфного углерода (а-С) характеризуются высокой износостойкостью и низким коэффициентом трения, но из-за особенностей технологии их нанесения в большинстве случаев имеют небольшую толщину, что не гарантирует их длительную работоспособность при трении в условиях тяжело нагруженного контакта. В настоящее время ведутся активные работы по повышению износостойкости подобных покрытий за счет их легирования металлическими и металлоидными компонентами и создания на этой основе алмазоподобных нанокompозитных структур. В этой связи в данной работе изучались структуры полученных по различной технологии алмазоподобных покрытий, легированных хромом, молибденом и вольфрамом, и их физико-механические и трибологические характеристики при трении в условиях больших контактных давлений.

Были проведены исследования атомно-кристаллической структуры, фазового состава и трибологических свойств алмазоподобных углеродных покрытий, полученных методами плазмохимического осаждения в присутствии газообразных кремнийорганических прекурсоров (а-С:Н:Мо:Si), магнетронного реактивного распыления в атмосферах различного состава (а-С:Н:Cr) [1] и магнетронного ионного распыления «мозаичной» мишени (а-С:Н:W).

Образцы АПП и исходные заготовки исследовались с помощью рентгеновского дифрактометра Thermo ARL X'TRA с вертикальным гониометром и энергодисперсионным детектором Пельтье на медном K_{α} -излучении. С использованием растрового электронного микроскопа TESCAN MYRA с приставкой для энергодисперсионного микроанализа INCA определялся элементный состав исследованных покрытий. Трибологические испытания полученных покрытий проводились при помощи шарикового трибометра в условиях сухого трения при нагрузках от 0,02 до 0,2Н по схеме шарик-плоскость. В качестве контртела использовался нитрид кремния. Состояние углерода в покрытиях изучалось методом спектроскопии комбинационного рассеяния [2].

Дифрактограммы обрабатывались по методике, описанной в [3], позволяющей получать дифракционную картину только от покрытий.

В работе использовалась база дифракционных данных PDF-2 и программы «Match!», с помощью которых находили фазовый состав покрытий, результаты определения которых представлены в табл. 1.

Для покрытий а-С:Н:Si:Мо было обнаружено образование ультрадисперсных включений, содержащих смесь карбидных или силицидных фаз молибдена. В покрытиях, легированных вольфрамом, формируется нанокompозитная структура на основе вольфрама и его карбидных фаз. В покрытиях а-С:Н:Cr при напылении в смеси ацетилен-азот установлено образование сложной структуры на основе наноразмерных (~ 10 нм) включений хрома, а также различных карбидных и нитридных фаз.

Таблица 1.

Тип покрытия	Химический состав, ат. %								Фазовый состав
	C	N	O	Ar	Si	Mo	W	Cr	
a-C:H:Si:Mo	40,4	–	8,1	–	35,6	15,8	–	–	Mo ₅ Si ₃ + Mo ₃ Si + MoC + Mo ₂ C + Mo
a-C:H:W	75,3	–	2,0	0,9	–	–	17,2	–	W+WC+W ₂ C
a-C:H:Cr (100% ацетилена)	80,4	4,3	–	–	–	–	–	15,0	Cr ₂₃ C ₆ + Cr
a-C:H:Cr (40 % ацетилена/60% азота)	27,4	29,3	–	–	–	–	–	42,8	Cr ₃ C ₂ + Cr ₂ N+Cr
a-C:H:Cr (20 % ацетилена/80 % воздуха)	–	12,4	42,5	–	–	–	–	44,8	CrO + CrN

Было установлено, что покрытие a-C:H:Si:Mo имеет высокий коэффициент трения и низкую фрикционно-усталостную долговечность. Легирование АПП вольфрамом дало возможность существенно улучшить работоспособность, однако, как было установлено, величина коэффициента трения при этом сохранялась на достаточно высоких значениях ($f \sim 0,2 \div 0,4$).

Результаты измерений коэффициента трения, полученные на одношапковом трибометре в геометрии "диск-сфера", представлены на рис. 1.

Проведенный анализ показал, что наиболее высокими трибологическими характеристиками из всех исследованных обладали покрытия, легированные хромом, нанесенные в атмосфере, не содержащей кислород. Было установлено, что у покрытий, легированных хромом, нанесенных в атмосфере чистого ацетилена, коэффициент трения оставался высоким ($f = 0,2 \div 0,35$), а добавление в атмосферу напыления азота (например, 40 об.% C₂H₂ + 60 об.% N₂) приводило к его существенному уменьшению (до величины $f = 0,1$ и ниже).

В [4] было высказано предположение, что дополнительное легирование покрытий a-C:H:Cr кислородом может способствовать улучшению их трибологических свойств за счет образования наноструктурированных оксидных фаз хрома. Проведенное нами исследование показало, что замена в составе активной атмосферы азота на воздух приводила к обезуглероживанию покрытий, в которых в этом случае образовывались ультрадисперсные фазы оксида и нитрида хрома. Этот эффект, вероятнее всего, может быть связан с ассоциацией атомов молекул кислорода и углеводорода в молекулы газообразного монооксида углерода, который в процессе напыления покрытий откачивается вакуумной системой.

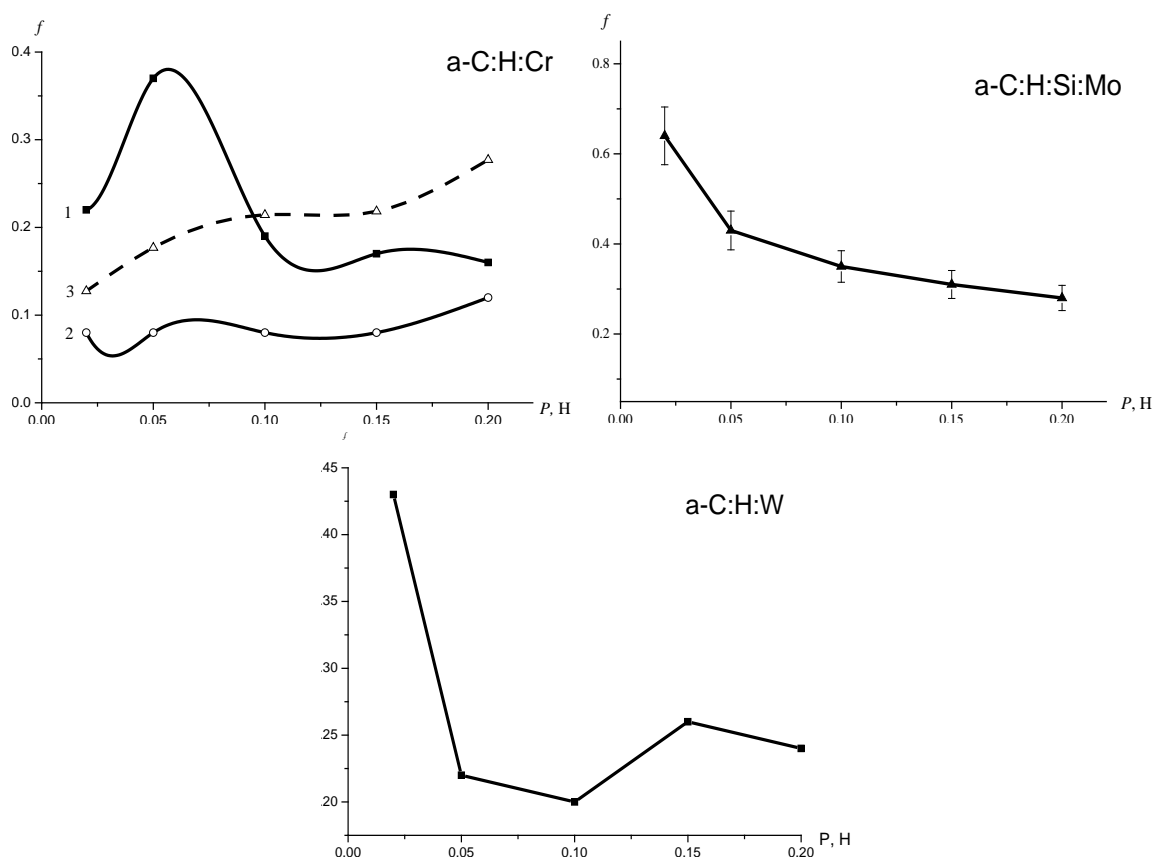


Рис. 1. Зависимость величины коэффициента трения от нагрузки для исследованных покрытий (для покрытий а-C:H:Cr указаны данные для разных составов активной атмосферы, при которой проводили напыление: 1 — в атмосфере 100 % C_2H_2 ; 2 — 40 % C_2H_2 +60 % N_2 ; 3 — 20 % C_2H_2 +80 % воздуха).

Высокие трибологические характеристики позволяют считать покрытия а-C:H:Cr, полученные в смеси ацетилен-азот, перспективными для использования их в условиях больших контактных нагрузок. При этом дополнительное легирование этих покрытий кислородом не оказывает положительного эффекта на их трибологические характеристики — значительно повышается коэффициент трения и снижается работоспособность.

Литература

1. Левин И.С., Хрущов М.М., Марченко Е.А., Авдюхина В.М. // Вестник Московского университета. 2016, Серия 3, № 2, с. 46.
2. Хрущов М.М., Марченко Е.А., Левин И.С. и др. // Вестник научно-технического развития. 2014, № 4, с. 24.
3. Хрущов М.М., Свешников С.В. // Наноинженерия. 2012, № 8, с. 37.
4. Хрущов М.М., Семенов А.П. // Трение и смазка в машинах и механизмах. 2014. № 7. с. 3; № 8. с. 13.

ВЛИЯНИЕ ГИБРИДИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ НА ВЫСОКОЧАСТОТНУЮ ПРОВОДИМОСТЬ НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Доц. Ормонт М.А., проф. Звягин И.П.

Как известно, исследования диэлектрических потерь (в частности, измерения частотной зависимости проводимости $\sigma(\omega) = \sigma_1(\omega) + i\sigma_2(\omega)$) позволяют получить информацию о структурных особенностях материала и об особенностях явлений переноса носителей заряда в среде. Для многих неупорядоченных материалов (аморфные и легированные полупроводники, полупроводниковые стекла, проводящие полимеры, гранулированные проводники и т.п.) частотная зависимость вещественной части проводимости имеет степенной вид

$$\sigma_1(\omega) = C\omega^s, \quad (1)$$

где C , s — постоянные. Универсальность зависимости (1) затрудняет получение информации о конкретных особенностях механизма переноса в неупорядоченных материалах. По этой причине исследования отклонений от универсальности и нахождение их связи со структурными особенностями материала и с особенностями переноса играют важную роль. Как правило, в низкочастотной области имеем $0 < s < 1$ [1], а с ростом частоты наблюдается переход от сублинейного ($s < 1$) к квадратичному ($s \approx 2$) поведению $\sigma_1(\omega)$, причем изменение характера частотной зависимости проводимости происходит в два этапа: сначала, с ростом частоты на кривых зависимости $\ln \sigma_1$ от $\ln \omega$ наблюдается плавный переход от области с $s < 1$ к области с $s \gtrsim 1$; затем — достаточно резкий переход (“излом”) от почти линейной частотной зависимости проводимости ($s \gtrsim 1$) к зависимости, близкой к квадратичной ($s \approx 2$).

Степенная частотная зависимость (1) указывает на прыжковый характер транспорта, причем такая зависимость обычно связывается в теории с прыжками электронов по локализованным состояниям с участием фононов (релаксационная проводимость) [2]. Частотная зависимость вещественной части проводимости, близкая к линейной, получается при низких частотах и в теории низкотемпературной бесфононной (резонансной) прыжковой проводимости при учете кулоновских корреляций [3]. Теория бесфононной проводимости предсказывает переход (кроссовер) от линейной частотной зависимости ($s \approx 1$) к зависимости, близкой к квадратичной в области частот порядка ω_{cr} , при которых $\hbar\omega$ становится порядка энергии кулоновского взаимодействия между электронами внутри резонансных пар; при более низких частотах вещественная часть проводимости определяется фононным механизмом, а с ростом частоты бесфононная проводимость начинает

преобладать над релаксационной. Низкотемпературные измерения ($T \sim 1\text{ К}$) частотной зависимости вещественной части проводимости $\sigma_1(\omega)$ в легированном кремнии (Si:P) на изоляторной стороне перехода металл – диэлектрик показали, что переход от линейной к квадратичной частотной зависимости происходит при $\omega_{cr} \sim 1\text{ ТГц}$ [4–6].

Проведенное в работе [7] рассмотрение показало, что частотная зависимость $\sigma_1(\omega)$ может быть немонотонной из-за частотной зависимости оптимальной длины прыжка r_ω , причем вплоть до частоты ω_m , отвечающей максимуму $\sigma_1(\omega)$, кулоновское взаимодействие между электронами “активных” пар играет основную роль и частотная зависимость $\sigma_1(\omega)$ остается близкой к линейной. Однако предсказываемая теорией немонотонность частотной зависимости бесфононной проводимости экспериментально не была обнаружена [4–6].

Сублинейность ($s < 1$) частотной зависимости $\sigma_1(\omega)$ в области $\omega < \omega_{cr}$ может быть обусловлена частотной зависимостью характерной длины прыжка r_ω [7]. В работах [5,6], однако, была обнаружена суперлинейность ($s > 1$) в широкой области частот $\omega < \omega_{cr}$ при низких температурах; это не согласуется с предсказываемой теорией сублинейностью ($s < 1$) (релаксационной [1] и резонансной [3] компонент) в области промежуточных частот. В работах [5, 6] суперлинейность частотной зависимости низкотемпературной проводимости неупорядоченных полупроводников в области частот $\omega < \omega_{cr}$ интерпретировалась как непосредственное проявление кулоновской щели, возникающей в одночастичной плотности состояний, описывающей распределение самосогласованных энергий взаимодействующих локализованных носителей заряда в основном состоянии системы [8]. В работах [9,10] отмечалось, однако, что суперлинейность и монотонность экспериментально измеренных частотных зависимостей проводимости $\sigma_1(\omega)$ в переходной области частот может быть обусловлена не кулоновской щелью в одночастичной плотности состояний, а постоянной (не зависящей от частоты) оптимальной длиной прыжка и определяющей ролью резонансного механизма проводимости. Оптимальная длина прыжка при этом отвечает переходам вне кулоновской щели.

Следует отметить, что частотная зависимость характерной длины прыжка r_ω (в режиме резонансной проводимости) связана с гибридизацией электронных состояний [3]; при этом расхождения между экспериментальными данными по частотной зависимости проводимости в переходной области и результатами теории могут быть обусловлены именно эффектами гибридизации [9, 10]. Далее мы рассмотрим особенности учета гибридизации при расчете высокочастотной комплексной проводимости, в частности, при расчете резонансного интеграла и интеграла неортогональности.

Как известно, для мелких уровней, создаваемых заряженными примесями, потенциальная энергия взаимодействия электрона с атомным остовом донора (дырки с заряженным акцептором) равна $-e^2/\kappa|\vec{r}-\vec{r}_\lambda|$, где κ — диэлектрическая проницаемость материала, а \vec{r}_λ — положение примесного центра. При слабом легировании $a < N_d^{-1/3}$ (N_d — концентрация примесных центров) характерная энергия разброса уровней меньше боровской энергии в кристалле $|E_B| = e^2/2\kappa a > e^2 N_d^{1/3}/\kappa$; это позволяет представить потенциальную энергию локализованного электрона в виде $\hat{U}_\lambda = -e^2/\kappa|\vec{r}-\vec{r}_\lambda| + e\phi(\vec{r}_\lambda)$.

При низких температурах в кремнии, легированном примесями III и V групп, в области частот $\nu \sim 1\text{GHz} \div 1\text{THz}$ электронный прыжковый транспорт по локализованным состояниям примесной зоны определяется основными состояниями примеси. Компенсация приводит к частичному заполнению примесной зоны полупроводника и обуславливает возможность прыжкового механизма переноса электронов по локализованным состояниям примесной зоны.

Согласно теории резонансной проводимости [3], из-за гибридизации волновых функций изолированной пары центров и соответствующего ей отталкивания уровней, наибольший вклад в бесфононную проводимость вносят пары центров с близкими энергиями $\varepsilon_\lambda^0 \approx \varepsilon_{\lambda'}^0$, для которых межцентровое расстояние r_{if} удовлетворяет неравенствам $r_\omega \leq r_{if} \leq r_\omega + a$; при $r_{if} < r_\omega$ отталкивание уровней становится большим $\hbar\omega$, так что переходы невозможны. Характерная длина прыжка $r_\omega = a \ln(\omega_c/\omega)$ определяется тем, что область возможных значений разности энергий гибридизованных состояний $\varepsilon_{\lambda,\lambda'}^+ - \varepsilon_{\lambda,\lambda'}^-$ ограничена снизу величиной удвоенного резонансного интеграла $I_{\lambda,\lambda'} = I_0 \exp(-r_{\lambda,\lambda'}/a)$, где $\omega_c = 2I_0/\hbar$, $I_0 \sim e^2/ka$ порядка энергии ионизации примеси (энергии Ридберга). Ограничение существенно, когда разность затравочных энергий $\varepsilon_{\lambda'}^0 - \varepsilon_\lambda^0$ по абсолютной величине меньше $2I_{\lambda,\lambda'}$.

В случае сильной локализации волновых функций примесных состояний для вычисления спектра можно применять подход, аналогичный методу сильной связи. Слабое перекрытие волновых функций позволяет при расчете распределения электрических полей вообще пренебречь неортогональностью исходного базиса собственных волновых функций (основных состояний примесей) ψ_λ , вычисленных в приближении изолированных примесей. Кроме того, ограничиваясь экспоненциальной точностью, при вычислении энергий гибридизованных состояний и соответствующих им волновых функций можно пренебречь интегралом неортогональности $s_{\lambda,\lambda'} = \langle \psi_{\lambda'} | \psi_\lambda \rangle \ll 1$.

Вследствие большого разброса энергий уровней, гибридизацию волновых функций локализованных электронных состояний можно учесть в парном приближении, считая пару центров λ, λ' изолированной, т.е. пренебречь перекрытием волновых функций с другими центрами, не принадлежащими рассматриваемой паре. Действительно, в случае большого разброса уровней, т.е. если разность энергий уровней больше резонансного интеграла $|\varepsilon_\lambda^0 - \varepsilon_{\lambda'}^0| \gg 2|I_{\lambda, \lambda'}|$, то состояния оказываются локализованными, соответственно, около центров λ и λ' , и переход электрона между двумя состояниями соответствует переходу носителя заряда с одного центра локализации на другой. Соответственно, в случае достаточно большого разброса энергий уровней, при условии $|\varepsilon_{\lambda''}^0 - \varepsilon_\lambda^0| \gg |I_{\lambda, \lambda''}|$, $|\varepsilon_{\lambda''}^0 - \varepsilon_{\lambda'}^0| \gg |I_{\lambda', \lambda''}|$ пары центров λ, λ' с близкими энергиями $\varepsilon_\lambda^0 \approx \varepsilon_{\lambda'}^0$ можно считать изолированными; при учете гибридизации локализованных электронных состояний в таких парах перекрытием волновых функций центров λ, λ' с другими центрами λ'' можно пренебречь. Для пары центров λ, λ' с близкими энергиями $\varepsilon_\lambda^0 \approx \varepsilon_{\lambda'}^0$ при условии $|\varepsilon_\lambda^0 - \varepsilon_{\lambda'}^0| \ll 2|I_{\lambda, \lambda'}|$ электрон обобществляется и с равной вероятностью может находиться в окрестности каждого из двух центров локализации λ, λ' вне зависимости от межцентрового расстояния. В этом случае пара центров λ, λ' , по сути, представляет собой молекулярный ион.

Следует отметить, что в случае слабого легирования $a < N_d^{-1/3}$, имеем $|E_B| = e^2 / 2\kappa a > e^2 N_d^{1/3} / \kappa \sim |e\varphi(\vec{r}_\lambda)|$, и резонансный интеграл:

$$I_{\lambda, \lambda'} = \langle \psi_\lambda | U_\lambda | \psi_{\lambda'} \rangle = -\langle \psi_\lambda | e^2 / \kappa |\vec{r} - \vec{r}_\lambda| | \psi_{\lambda'} \rangle + e\varphi(\vec{r}_\lambda) s_{\lambda, \lambda'}$$

равен $I_{\lambda, \lambda'} = -\langle \psi_\lambda | e^2 / \kappa |\vec{r} - \vec{r}_\lambda| | \psi_{\lambda'} \rangle$. Соответственно, при рассмотрении задачи о гибридизации состояний можно считать

$$I_{\lambda, \lambda'} = \langle \psi_\lambda | U_\lambda | \psi_{\lambda'} \rangle \approx \langle \psi_{\lambda'} | U_{\lambda'} | \psi_\lambda \rangle = I_{\lambda', \lambda};$$

так можно делать при $|\langle \psi_\lambda | \frac{e^2}{\kappa |\vec{r} - \vec{r}_\lambda|} | \psi_{\lambda'} \rangle| > |e\varphi(\vec{r}_\lambda) s_{\lambda, \lambda'}|$. Найдем диапазон межцентровых расстояний $r_{\lambda, \lambda'}$, для которых можно считать $I_{\lambda, \lambda'} \approx I_{\lambda', \lambda}$.

В случае, когда расстояние между центрами в паре больше радиуса локализации, т.е. $r_{\lambda, \lambda'} > a$, величины матричных элементов переноса можно непосредственно оценить в приближении сферически симметричного закона дисперсии

$$s_{\lambda, \lambda'} \approx (r_{\lambda, \lambda'} / a)^2 \exp(-r_{\lambda, \lambda'} / a), \quad (2)$$

$$I_{\lambda,\lambda'} \approx (e^2 / ka) (r_{\lambda,\lambda'} / a) \exp(-r_{\lambda,\lambda'} / a), \quad (3)$$

где $I_{\lambda,\lambda'} \approx -\langle \psi_\lambda | e^2 / k |\vec{r} - \vec{r}_\lambda| \psi_{\lambda'} \rangle$, $\psi_\lambda = (1/\sqrt{\pi a^3}) \exp(-|\vec{r} - \vec{r}_\lambda|/a)$. Из выражений (2), (3) видно, что предэкспоненциальные множители резонансного интеграла и интеграла неортогональности в случае водородоподобных центров, вообще говоря, зависят от расстояния между центрами степенным образом. В теории прыжковой проводимости часто используют менее точные оценки резонансного интеграла $I_{\lambda,\lambda'} \sim I_0 \exp(-r_{\lambda,\lambda'} / a)$ и интеграла неортогональности $s_{\lambda,\lambda'} \sim \exp(-r_{\lambda,\lambda'} / a)$, не учитывающие степенных зависимостей предэкспоненциальных множителей от расстояния между центрами в паре.

С учетом выражений (2), (3) мы имеем $I_{\lambda,\lambda'} \approx I_{\lambda',\lambda}$ при условии, что межцентровое расстояние в паре $r_{\lambda,\lambda'}$ меньше среднего расстояния между примесными центрами $N_d^{-1/3}$, т.е. $N_d^{-1/3} > r_{\lambda,\lambda'} > a$. Соответственно, приближение $I_{\lambda,\lambda'} \approx I_{\lambda',\lambda}$ [3] можно использовать лишь при частотах, для которых $r_\omega < N_d^{-1/3}$, т.е. использование приближения ограничено по частоте снизу областью перехода частотной зависимости проводимости $\sigma(\omega)$ от линейной к квадратичной. Отметим, что уточненный вид предэкспоненциального множителя не приводит к существенному изменению частотной зависимости резонансной проводимости $\sigma_1(\omega)$ в области частот, отвечающих $a < r_\omega < N_d^{-1/3}$, что с точки зрения частотной зависимости оправдывает использование упрощенного (не зависящего от расстояния между центрами) вида предэкспоненциального множителя резонансного интеграла I_0 в указанном интервале частот. Однако, как было отмечено в работах [9, 10], в высокочастотной области суперлинейность и монотонность экспериментально измеренных частотных зависимостей проводимости $\sigma_1(\omega)$ указывает на режим проводимости с постоянной (не зависящей от частоты) оптимальной длиной прыжка. С понижением частоты ниже частоты перехода ω_{cr} характерная длина прыжка растет, и при $r_\omega > N_d^{-1/3}$ приближение $I_{\lambda,\lambda'} = I_{\lambda',\lambda}$ становится неприменимым. В этой области частот сублинейность частотной зависимости проводимости $\sigma_1(\omega) = \sigma_1^{res}(\omega) + \sigma_1^{rel}(\omega)$ определяется не резонансной, а релаксационной составляющей, т.е. $\sigma_1(\omega) \approx \sigma_1^{rel}(\omega)$ [9,10].

Соответственно, в случае мелких примесных уровней (например, для Si:P, Si:B) эффекты гибридизация электронных состояний несущественны в диапазонах $\omega \ll \omega_{cr}$ и $\omega > \omega_{cr}$. В области частот $\omega \ll \omega_{cr}$ резонансный интеграл мал $I_{\lambda,\lambda'}(\bar{r}_\omega) < kT$ и $\bar{r}_\omega = (a/2) \ln(\omega_{ph} / \omega)$ – характерная длина прыжка при релаксационной проводимости, где $\omega_{ph} \sim 10^{12}$ рад/с. С ростом частоты

(т.е. с уменьшением характерной длины прыжка \bar{r}_ω, r_ω) резонансная проводимость начинает преобладать над релаксационной, т.е. $\sigma_1(\omega) \approx \sigma_1^{res}(\omega)$. При частоте $\omega > \omega_{cr}$, отвечающей $r_\omega < r_{opt} \approx 3a$ происходит подавление гибридизации и основной вклад в проводимость вносят переходы внутри пар центров с межцентровым расстоянием порядка r_{opt} , не зависящим от частоты [9, 10].

Учет степенной зависимости предэкспоненты резонансного интеграла $I_{\lambda,\lambda'}$ от межцентрового расстояния в паре приводит к тому, что с понижением частоты $\omega < \omega_{cr}$, т.е. с ростом характерной длины прыжка $r_\omega > N_d^{-1/3}$, за счет увеличения предэкспоненты резонансного интеграла происходит дополнительное увеличение характерной длины прыжка r_ω и, соответственно, уменьшение кулоновского вклада в резонансную компоненту комплексной проводимости. Это обуславливает более резкий переход от квадратичной частотной зависимости проводимости, определяемой резонансным механизмом проводимости с постоянной длиной прыжка r_{opt} ($s = 2$), к режиму проводимости, определяемому релаксационным механизмом переноса с переменной длиной прыжка \bar{r}_ω ($s < 1$), с понижением частоты.

Литература

1. I. P. Zvyagin, in: Charge Transport in Disordered Solids with Applications in Electronics, ed. S. Baranovski (John Wiley & Sons, Chichester, 2006), pp. 339.
2. M. Pollak, T.H. Geballe, Phys. Rev., 122, 1742. (1961).
3. Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос, ЖЭТФ, 81, 406. (1981).
4. E. Helgren, N.P. Armitage, G. Gruner, Phys. Rev. B, 69, 014201. (2004).
5. M. Hering, M. Scheffler, M. Dressel, H.V. Lohneysen, Phys. Rev. B, 75, 205203. (2007).
6. E. Ritz, M. Dressel, phys. stat. sol. (c), 5, 703. (2008).
7. И.П. Звягин, М.А. Ормонт, Вестник Моск. ун-та. Серия 3: Физ., Астрон., № 4, 44 (2008).
8. Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос, Электронные свойства легированных полупроводников, Наука, Москва, 1979.
9. М.А. Ормонт, И.П. Звягин, ФТП, 49, вып. 4, 449 (2015).
10. М.А. Ормонт, ФТП, 49, вып.10, 1314 (2015).

КЛАССИФИКАЦИЯ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ МЕТОДАМИ ЭКВИВАРИАНТНОЙ ТЕОРИИ КАТАСТРОФ: МОДЕЛИ С $L=C_{NV}$ ($N = 3, 4, 6$)

Доц. А.А. Лукьянова, студент С.В. Павлов

E-mail: swcusp@mail.ru

Феноменологические модели фазовых переходов должны удовлетворять, по крайней мере, двум условиям: 1. Глобальная минимальность. 2. Структурная устойчивость. Первое условие выполняется, если члены старших степеней в разложении термодинамического потенциала имеют четные степени. Второе условие при простом разложении в ряд по степеням параметра порядка (ПП) до $2n$ -ной степени всегда выполняется для одного однокомпонентного ПП. В случае нескольких взаимодействующих ПП или многокомпонентных ПП структурную устойчивость обеспечить удастся далеко не всегда. Только применение методов теории катастроф (теории особенностей) [1, 2] обеспечивает структурную устойчивость феноменологической модели. В этом случае исходными данными для построения феноменологической модели являются симметрия ПП, определяющая целый рациональный базис инвариантов и число параметров, варьируемых в эксперименте (температура, давление, химпотенциалы примесей и т.д.). При такой постановке задачи можно провести классификацию моделей по числу управляющих (варьируемых) параметров.

Следует отметить, что при таком подходе коэффициенты разложения делятся на два класса: коэффициенты, зависящие от внешних условий (управляющие параметры) и не зависящие от них, называемые модулями. Варьирование модулей в феноменологической теории фазовых переходов недопустимо, так как приводит к возможности принятия ими выделенных значений. Соответствующие им нормальные формы относятся уже к другому типу.

В табл. 1 приведены результаты такой классификации феноменологических моделей с двухкомпонентным ПП, симметрия которого описывается группой $L=C_{3v}$.

Таблица 1. Феноменологические модели с $L=C_{3v}$

c	f_0	F	m	μ
1	J_2	Нет модели		
2	J_1^2	$a_1 J_1 + a_2 J_2 + J_1^2 + b_1 J_2^2$	1	4
3	$J_1 J_2$	$a_1 J_1 + a_2 J_2 + a_3 J_1^2 + J_1 J_2 + b_1 J_2^2 + J_1^3$	1	5
4	$J_1^3 + J_2^2$	$a_1 J_1 + a_2 J_2 + a_3 J_1^2 + a_4 J_1 J_2 + J_1^3 + J_2^2 + J_1 J_2^2 + b_1 J_1^4$	1	6
5	J_2^2	$a_1 J_1 + a_2 J_2 + a_3 J_1^2 + a_4 J_1 J_2 + a_5 J_1^3 + J_2^2 + b_1 J_1^4 + b_2 J_1^5$	2	8

В таблице F — феноменологическая модель, c — число управляющих параметров, варьируемых в эксперименте, a_i — управляющие параметры,

зависящие от внешних условий, b_i — модули, m — число модулей, μ — кратность, определяющая число невырожденных критических точек, на которые распадается вырожденная критическая точка. Другими словами кратность — это число особых точек на фазовой диаграмме модели. Базисные инварианты $J_1 = \eta_1^2 + \eta_2^2$, $J_2 = \eta_1^3 - 3\eta_1\eta_2^2$, η_1 и η_2 — компоненты ПП. Может показаться, что некоторые модели совпадают с отрезком ряда Тейлора в потенциале 2-ной степени. Однако, простое разложение не дает ответа, какие коэффициенты ряда являются управляющими параметрами, а какие являются модулями, не зависящими от параметров, (величин), варьируемых в эксперименте. В таблицах 2 и 3 приведены результаты классификации моделей с симметрией параметра порядка $L=C_{4v}$ и $L=C_{6v}$.

Таблица 2. Феноменологические модели с $L=C_{4v}$

c	f_0	F	m	μ
1	$J_1^2 + b_1 J_2$	$a_1 J_1 + J_1^2 + b_1 J_2$	1	3
2	J_1^2	$a_1 J_1 + a_2 J_2 + J_1^2 + b_1 J_2^2$	1	4
3	$J_1^3 + b_1 J_1 J_2$	$a_1 J_1 + a_2 J_2 + a_3 J_1^2 + b_1 J_1 J_2 + J_1^3 + b_2 J_2^2 + J_1^4$	2	6
4	J_1^3	$a_1 J_1 + a_2 J_2 + a_3 J_1^2 + a_4 J_1 J_2 + J_1^3 + b_1 J_2^2 + b_2 J_1 J_2^2$	2	7
5	$J_1^4 + b_1 J_1^2 J_2 + J_2^2$	$a_1 J_1 + a_2 J_2 + a_3 J_1^2 + a_4 J_1 J_2 + a_5 J_1^3 + J_2^2 + J_1^4 + b_1 J_1^2 J_2 + b_2 J_1^5 + b_3 J_1^6 + b_4 J_2^3$	4	10

В таблице 2 $J_1 = \eta_1^2 + \eta_2^2$, $J_2 = \eta_1^4 - 6\eta_1^2 \eta_2^2 + \eta_2^4$, таблице 3 $J_1 = \eta_1^2 + \eta_2^2$, $J_2 = 16\eta_1^6 + 48\eta_1^4 \eta_2^2 + 48\eta_1^2 \eta_2^4 + 16\eta_2^6$.

Остальные обозначения те же, что и в таблице 1.

Таблица 3. Феноменологические модели с $L=C_{6v}$

c	f_0	F	m	μ
1	J_1^2	$a_1 J_1 + J_1^2 + b_1 J_2$	1	3
2	$J_1^3 + b_1 J_2$	$a_1 J_1 + a_2 J_1^2 + J_1^3 + J_2 + b_1 J_1 J_2$	1	4
3	J_2	$a_1 J_1 + a_2 J_1^2 + a_3 J_1^3 + J_2 + b_1 J_1^4$	1	5
4	$J_1^4 + J_1 J_2$	$a_1 J_1 + a_2 J_1^2 + a_3 J_1^3 + a_4 J_2 + J_1^4 + J_1 J_2 + b_1 J_1^5 + b_2 J_1^6$	2	7
5	$J_1 J_2$	$a_1 J_1 + a_2 J_1^2 + a_3 J_1^3 + a_4 J_2 + a_5 J_1^4 + J_1 J_2 + b_1 J_1^5 + b_2 J_2^2$	2	8

Литература

1. Арнольд В.И., Варченко А.Н., Гусейн-Заде С.М. Особенности дифференцируемых отображений. Т. 1. Классификация критических точек, каустик и волновых фронтов. М., Наука, 1982.
2. Кутьин Е.И., Лорман В.Л., Павлов С.В. // УФН. 1991. **161**. № 6. С. 109.
3. Павлов С.В. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. 2016. № 2. С. 62.

ОПТИЧЕСКИЕ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА
КОМПОЗИТНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ НЕОРГАНИЧЕСКИХ
МАТРИЦ С КОЛЛОИДНЫМИ НАНОКРИСТАЛЛАМИ

К.А. Дроздов (Физ. фак. МГУ), *И.В. Крылов* (Физ. фак. МГУ),
А.С. Чижов (Фак. наук о материалах МГУ), *М.Н. Румянцева* (Хим. фак.
МГУ), *Р.Б. Васильев* (Хим. фак. МГУ, Фак. наук о материалах МГУ),
Д.Г. Филатова (Хим. фак. МГУ), *А.В. Марчевский* (Фак. наук о материалах
МГУ), *А.М. Абакумов* (Хим. фак. МГУ), *А.М. Гаськов* (Хим. фак. МГУ)

OPTICAL AND PHOTOELECTRIC PROPERTIES
OF COMPOSITE STRUCTURES, BASED ON INORGANIC MATRIX
WITH COLLOIDAL QUANTUM DOTS

K.A. Drozdov, I.V. Krylov, A.S. Chizhov, M.N. Rumyantseva, R.B. Vasiliev,
D.G. Filatova, A.V. Marchevsky, A.M. Abakumov, A.M. Gaskov

Композитные структуры на основе пористых полупроводниковых пленок являются перспективными материалами для создания солнечных батарей, фотодетекторов и газовых сенсоров [1]. Адсорбция молекул в пористых оксидах оказывает существенное влияние на электронные и оптические свойства всей системы. Принцип работы традиционного полупроводникового газового сенсора обусловлен существенной чувствительностью состояния поверхности к составу окружающей атмосферы. Адсорбированные на поверхность атомы и молекулы могут захватывать электроны проводимости из структуры, что приводит к уменьшению проводимости. Для практического применения необходимо обеспечить высокую скорость поверхностной адсорбции и десорбции атомов и молекул. Данные процессы могут быть стимулированы за счет генерации избыточных электрон-дырочных пар УФ засветкой или термическим разогревом. Оба этих способа существенно увеличивают энергопотребление структур и ограничивают минимальные размеры системы. Одним из возможных способов уменьшения энергозатрат является использование для засветки излучения в видимой области спектра. Материалы, традиционно используемые для создания газовых сенсоров, не обладают чувствительностью в данном спектральном диапазоне. В настоящей работе рассматриваются композитные структуры, представляющие собой пористую матрицу на основе ZnO, SnO₂, In₂O₃ с внедренными нанокристаллами CdSe.

Пористые матрицы ZnO, SnO₂, In₂O₃ были получены методом осаждения [2]. Характеризация матриц проводилась с помощью методов рентгеновской дифракции и сканирующей электронной микроскопии. Нанокристаллы CdSe размера 2–5 нм были синтезированы высокотемпературным коллоидным методом с использованием олеиновой кислоты в качестве стабилизатора [3]. Характеризация нанокристаллов производилась с по-

мощью рентгеновской дифракции и просвечивающей электронной микроскопии. Нанесение квантовых точек на поверхность матриц осуществлялось выдерживанием матриц в растворе соответствующих нанокристаллов CdSe в течение 24 часов, после чего полученные структуры промывались чистым гексаном и высушивались. Механическое внедрение нанокристаллов CdSe в матрицу подтверждено данными масс-спектрометрии, темнопольной микроскопии и энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии.

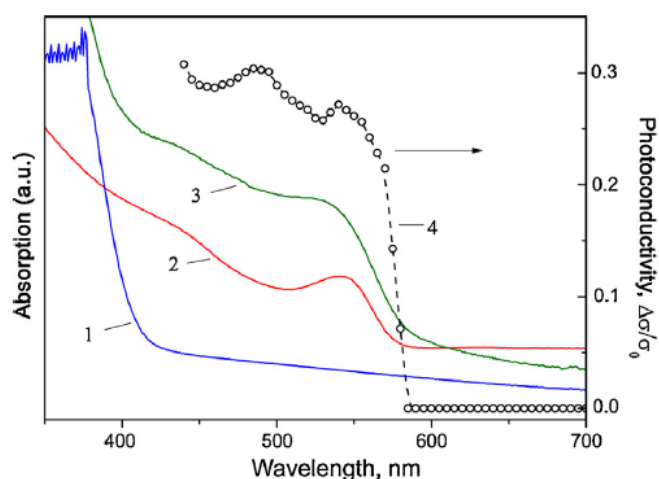


Рис. 1. Спектральные зависимости поглощения порошкообразного ZnO (1), раствора коллоидных нанокристаллов CdSe (2), порошка ZnO-CdSe (3) и фотопроводимости для композитных структур ZnO-CdSe (4).

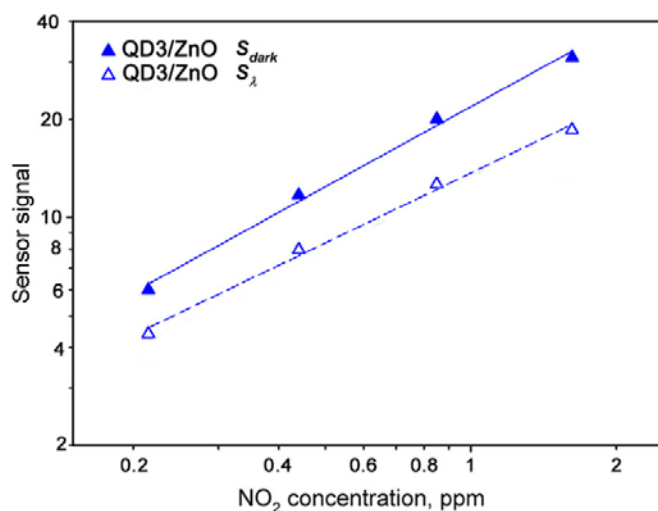


Рис. 2. Чувствительность газового сенсора на основе матрицы ZnO с нанокристаллами CdSe.

Температурные зависимости сопротивления матриц в диапазоне 300–77 К указывают на барьерный механизм проводимости с характерными значениями барьеров ~ 40 мэВ. Проводимость экспоненциально зависит от величины поверхностного заряда, обеспечивая высокую чувствительность структур к изменению концентрации носителей заряда. Спектральные зависимости фотопроводимости в диапазоне 400–750 нм для композитных структур (рис. 1) подтверждают наличие зарядового обмена между матрицей и нанокристаллом. Анализ временных зависимостей фотопроводимости указывает на то, что нанокристаллы CdSe выступают одновременно в роли инжекционных и рекомбинационных центров со сложным энергетическим спектром, обусловленным размерным квантованием. Внедрение нанокристаллов CdSe в матрицу приводит к смещению локальных максимумов в спектрах поглощения нанокристаллов. Было исследовано изменение амплитуды

этого смещения и его знака в зависимости от размера нанокристаллов. Полученная зависимость объясняется частичным окислением поверхности нанокристаллов и влиянием локального окружения на энергетический спектр квантовых точек.

Исследование сенсорных свойств матриц ZnO, SnO₂, In₂O₃ и композитных структур на их основе с внедренными нанокристаллами проводилось при концентрации NO₂ 0.2–1.6 ppm при засветке светодиодам с максимумом интенсивности на 535 нм. Также исследовалась чувствительности структур к O₂, поскольку NO₂ конкурирует с кислородом в адсорбции. Характерный вид чувствительность газового сенсора, определяемой как отношение сопротивления в атмосфере исследуемого газа к сопротивлению при его нулевой концентрации, представлена на рис. 2. Исследована зависимость от концентрации чувствительность сенсора, в совокупности с кинетикой проводимости при подсветке и при её отсутствии.

Полученные зависимости подтверждают возможность создание подсвечиваемого видимым светом детектора NO₂, работающего при комнатной температуре, на основе исследованных композитных структур ZnO, SnO₂, In₂O₃ с внедренными нанокристаллами CdSe. При этом сохраняется возможность работы структуры при стандартных методах УФ засветки или термического разогрева. В работе детально обсуждается принцип работы перспективного газового сенсора на основе оксидной матрицы с внедренными нанокристаллами.

Литература

1. D.V. Talapin et al. Chem. Rev., 110, 389 (2010).
2. N. Vorobyeva et al. Sens. Actuators B 182 555–564 (2013).
3. R. Vasiliev et al. J. Mater.Chem. C 1 1005–1010 (2013).

МАГНИТНЫЕ ПОТЕРИ ПРИ ЧАСТОТНОМ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИИ МАГНИТОПЛАСТОВ

С.н.с. Милов Е.В., с.н.с. Милов В.Н., проф. Андреевко А.С., асп. Сипин И.А.

Эффективность работы ряда технических устройств, в которых используется периодическое перемагничивание магнитомягких элементов конструкции, определяется величиной потерь энергии в магнитных материалах. Потери энергии при перемагничивании определяются двумя основными причинами: за счет магнитного гистерезиса и вследствие возникновения дополнительных токов (токов Фуко) в результате периодического перемагничивания. Обычно коэффициент полезного действия (КПД) стремятся повысить за счет использования материалов с минимальной величиной ко-

эрцитивной силы и уменьшения толщины набора перемангничиваемого устройства, что позволяет уменьшить токи Фуко. Альтернативным вариантом повышения КПД является использование высокотехнологичных магнитных материалов с хорошими магнитомягкими характеристиками и большим электросопротивлением для уменьшения токов Фуко, в частности, магнитоластов. Исследование потерь энергии при частотном перемангничивании магнитоластов проведено в настоящей работе.

Образцы прессованного магнитоласта имели форму вытянутых прямоугольных параллелепипедов, для уменьшения влияния размагничивающего фактора. Для исследования свободного порошка, не подвергнутого прессованию, изготавливались образцы, имеющие насыпную плотность. Для этого частицы металлического порошка склеивались эпоксидной смолой в форме дисков диаметром 3 мм и высотой 1 мм.

Образцы для измерения в замкнутой магнитной цепи создавались методом прессования, которое осуществлялось с помощью гидравлического пресса с использованием твердосплавной оснастки.

Давление прессования могло контролироваться и устанавливалось от 1 до 10 т/см². В табл. 1. представлены изготовленные образцы из 2-х видов железного порошка Fe № 1 и Fe № 2.

Таблица 1.

Магнитомягкий порошок	Количество полимерной связки, %	Давление прессования, т/см ²	Внутренний диаметр, мм	Внешний диаметр, мм
Fe №1	1.5	8	36.9	40.9
	2	1		
		3		
		4		
		5		
		6		
		8		
		10		
	2.5	8		
	3+10%TiO ₂			
Fe №2	0	8	36.9	40.9
	2			
Fe+6.5%Si+4.5%Cr	2	8	36.9	40.9

Оба порошка были получены методом газового распыления чистого железа. Средняя величина частиц обоих порошков составляла 100 мкм, максимальная величина частиц составляла 200 мкм. Частицы второго порошка после изготовления покрывались полимерным слоем в слабых растворах полиэфирных смол. Весовая доля этих смол в получившемся изолированном порошке не превышала 0.2 %. Кроме того, для изготовления образцов применялся промышленно выпускаемый порошок Fe+6.5 %Si+4.5 %Cr со средним размером частиц 142 мкм. Для улучшения механических характеристик порошки смешивались с полиэфирной связкой с весовым содержанием от 0 до 3 %. После прессования все образцы подвергались термической обработке при 200°C.

Все образцы имели форму тороидальных колец с одинаковым внешним и внутренним диаметрами.

Для исследования величины магнитных потерь в работе были проведены измерения статических петель гистерезиса при комнатной температуре в полях до 21 кЭ, процессов перемагничивания и определены магнитные потери, а также электросопротивление, для расчета Джоулева тепла за счет токов Фуко.

Для измерения магнитных свойств магнитомягких материалов использовался вибрационный магнитометр, позволяющий проводить измерения намагниченности в магнитных полях до 21 кЭ при комнатной температуре. Для исследования процессов перемагничивания и измерения магнитных потерь в магнитомягких материалах была разработана и создана установка, позволяющая измерять эти характеристики в замкнутой магнитной цепи. Электросопротивление кольцевых образцов определялось четырехконтактным методом, при этом токовые контакты подключались к диаметрально противоположным точкам кольца, а падение напряжения измерялось на двух 4-х сантиметровых отрезках хорд.

В результате проведенных исследований было установлено, что потери за счет гистерезиса определяются амплитудой внешнего магнитного поля, а потери в результате действия токов Фуко линейно увеличиваются с ростом частоты перемагничивания, и уменьшаются с увеличением электросопротивления магнитомягкого материала.

На рисунке 1 приведены зависимости удельной энергии потерь перемагничивания магнитопластов и образцов серийно выпускаемой электротехнической стали с толщиной листа 0,18 и 0,35 мм от частоты при амплитуде индукции магнитного поля 10 кГс, соответственно.

Из рисунка видно, что образцы электротехнической стали имеют существенно меньшие потери на исследуемых частотах до 1.5 кГц, за счет существенно меньших гистерезисных потерь. Что касается частотно зависимой части удельной энергии потерь перемагничивания, все магнитопласты имеют меньшую долю индукционных потерь, чем сталь с толщиной листа

0.35. Магнитоласт из порошкового железа № 2 без использования полимерной связки имеет значительно меньшие частотно-зависимые потери, чем представленный образец электротехнической стали с толщиной листа 0.18 мм.

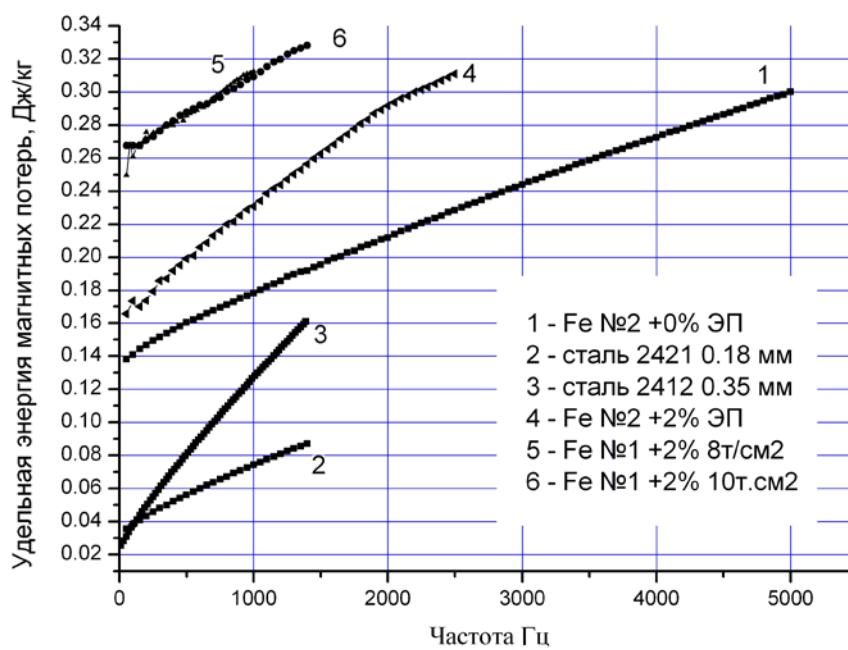


Рис. 1. Зависимость удельной энергии потерь перемагничивания за период от частоты, при амплитуде индукции 10 кГс.

Величина частотно зависимых потерь образцов магнитоластов не находится в очевидной корреляции с их удельным электросопротивлением. Так, образец из железа № 2 при отсутствии связующего компонента имеет на порядок более низкое сопротивление, чем такой же образец с 2 % связующего, однако он же обладает меньшими частотно-зависимыми потерями. Среди образцов, изготовленных из порошкового железа №1, также не выявляется очевидной зависимости между удельным сопротивлением и величиной энергии частотно-зависимых магнитных потерь. Объясняется это, по-видимому, тем, что тепловые потери, обусловленные протеканием по объему образца вихревых токов, намного меньше, чем тепловые потери на вихревые токи, протекающие в пределах каждой частицы порошка. В этом случае, дальнейшее увеличение среднего удельного электросопротивления образца уже не снижает частотно-зависимую часть энергии потерь на перемагничивание, а частицы порошка могут считаться абсолютно электроизолированными.

Следует отметить, что при экстраполяции кривой 3 на рисунке 1 в область высоких частот есть критическая частота перемагничивания, при которых удельные потери в электротехническом железе толщиной 0,35 мм становятся равными потерям в магнитоластах. При более высоких частотах

тах потери при перемагничивании в электротехническом железе начинают превышать потери в магнитопластах.

Таким образом, на основании выполненных исследований можно сделать заключение о перспективности использования магнитопластов в устройствах, использующих частотное перемагничивание, особенно при высоких частотах. В то же время, для уменьшения потерь при перемагничивании необходимо провести исследования по улучшению магнитных свойств магнитопластов, а также по технологии их изготовления, а именно, подбор оптимального размера порошка и методов компактирования.

Работа выполнена при поддержке гранта Минобрнауки РФ № 03–2015/218 от «27» июля 2015 г.

ПУТИ ПОИСКА НОВЫХ СПЛАВОВ С ЭФФЕКТОМ ПАМЯТИ ФОРМЫ

Проф. Хунджуга А.Г., доц. Бровкина Е.А., вед. прогр. Мельников М.М.

THE WAYS OF SEARCH FOR NEW ALLOYS WITH SHAPE MEMORY EFFECT

Khundjua A.G., Brovkina E.A., Melnikov M.M.

Создание металлических сплавов с эффектом памяти формы является одним из важнейших достижений физического металловедения. Однако, различных материалов с эффектом памяти формы не достаточно для их внедрения в широкий круг направлений современной техники. Поэтому создание новых материалов с эффектом памяти формы является актуальной задачей.

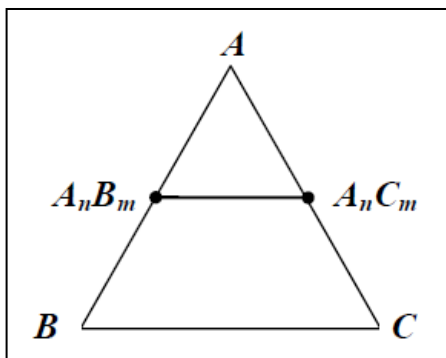
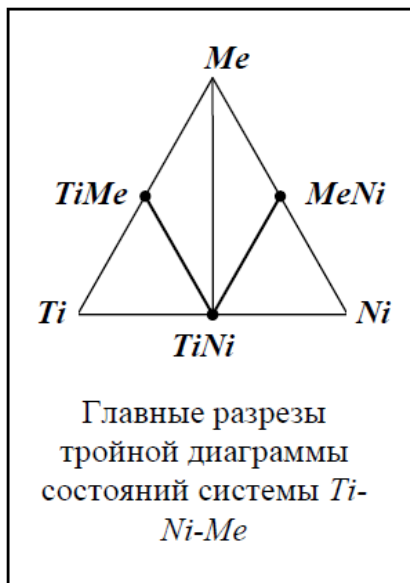
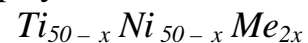
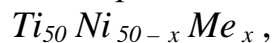
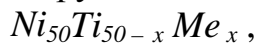
Эффект памяти формы обусловлен термоупругим мартенситным превращением, прогнозировать наличие которого в материалах принципиально нового состава практически невозможно. Тем не менее, существует, по крайней мере, три научно обоснованных направления поиска:

- варьирование состава и легирование уже известных сплавов с памятью формы;
- изменение кинетики мартенситных превращений со взрывной на термоупругую за счет термообработки;
- поиск сплавов нового состава среди псевдобинарных интерметаллических соединений, близких по свойствам, но различных по кристаллической структуре.

Первое направление — легирование является мощным средством воздействия на свойства сплавов, в том числе и на характеристики мартенситных превращений. Легирование интерметаллических соединений имеет свои особенности, осознать которые можно на примере легирования нике-

лида титана — сплава с памятью формы, нашедшего самое широкое применение в современной технике и медицине.

Интерметаллид $TiNi$ является соединением переменного состава с максимальной протяженностью области гомогенности $\sim 5-7\%$. Растворимость легирующих элементов в ОЦК $B2$ -фазе никелида титана может меняться в широком интервале концентраций в зависимости как от выбора легирующего элемента, так и от того, в какую из подрешеток никелида титана этот элемент вводится. Например, такие элементы как Pd , Au , Pt , Fe , Co при введении в подрешетку никеля показывают неограниченную растворимость, образуя непрерывные ряды квазибинарных твёрдых растворов $TiNi - TiPd$, $TiNi - TiAu$, $TiNi - TiPt$, $TiNi - TiFe$, $TiNi - TiCo$. В то же время растворимость этих элементов при введении их в подрешетку титана не превышает нескольких атомных процентов. Особый интерес представляют сплавы, относящиеся к трём основным разрезам системы $Ti - Ni - Me$ (Me — легирующий элемент), состав которых отвечает формулам:



Первое и второе направления успешно применяются и далеко не исчерпаны.

Третье направление — подбор сплавов принципиально нового состава среди квазибинарных интерметаллических соединений, близких по свойствам, но различных по кристаллической структуре, представляется достаточно перспективным и предполагает поиск интерметаллических соединений, подходящих для создания квазибинарных систем.

Для конкретной реализации следует найти два соединения с химическими формулами $A_n B_m$ и $A_n C_m$, обладающими разными кристаллическими структурами. Тогда в квазибинарной системе $A_n B_m - A_n C_m$ непрерывный переход от состава $A_n B_m$ к составу $A_n C_m$ невозможен по топологическим причинам, и вдоль разреза $A_n B_{m-x} C_x$ в зависимости от x должен реализовываться переход от одной кристаллической структуры к другой. Простейший вариант такого перехода реализуется через область двухфазного равновесия фаз различного состава. Но возможен и другой вариант: в случае, если конфигурация структур со-

единений A_nB_m и A_nC_m допускает взаимную перестройку по сдвиговому механизму, то переход от одной структуры к другой может происходить и по мартенситному механизму.

В чём-то подобным образом реализован бинарный сплав двух металлов III группы периодической системы элементов, имеющих разную кристаллическую структуру (индия с ГЦ тетрагональной структурой $A6$ и таллия, в зависимости от температуры имеющего ОЦК структуру типа $A2$ или ГПУ структуру типа $A3$). В сплавах системы $In-Tl$ имеет место мартенситное превращение ГЦК \rightarrow ГЦТ.

Поиск подходящих пар бинарных соединений и последующий анализ препятствий к созданию из них квазибинарных систем с ожидаемой мартенситной неустойчивостью решетки следует начинать с анализа диаграмм равновесных состояний бинарных систем. Поиск следует изначально ограничить металлами разумной стоимости, принимая во внимание их токсичность и биосовместимость.

Существует достаточное количество интерметаллических соединений с общей формулой A_nB_m и кристаллическими структурами, относящимися к разным сингониям — в таблице приведены лишь соответствующие условиям отбора соединения алюминия.

Таблица 2.

Соединение	Сингония	Соединение	Сингония
$AlZr_3$	кубическая	$AlTi_3$	гексагональная
$AlNb_3$	кубическая	$AlLa_3$	гексагональная
$AlMo_3$	кубическая		
$AlFe_3$	кубическая		
$AlNi_3$	кубическая		
$AlFe$	кубическая	$AlTi$	тетрагональная
$AlCo$	кубическая	$AlZr$	орторомбическая
$AlNi$	кубическая	$AlGd$	орторомбическая
		$AlHf$	орторомбическая
		$AlLa$	орторомбическая
		$AlSm$	орторомбическая
Al_2Gd	кубическая	Al_2Ti	тетрагональная
Al_2La	кубическая	Al_2Zr	гексагональная
Al_2Sm	кубическая	Al_2Hf	гексагональная
		Al_2Cu	тетрагональная
		Al_2Fe	триклинная

Из найденных соединений, аналогичных представленным в табл. 2, можно составить более 100 квазибинарных систем. Далее следует проанализировать имеющиеся в литературе диаграммы состояний тройных систем (определены далеко не все) и оставить только те, где не видно препятствий к формированию твердых растворов. Таким препятствием, в первую очередь, является формирование тройных интерметаллических соединений, примеров которых более чем достаточно.

С учётом доступных данных о тройных диаграммах состояний проведен дальнейший поиск квазибинарных сплавов, в которых можно ожидать эффекты памяти формы. Наиболее перспективными для поиска проявлений мартенситной неупругости представляются сплавы системы Al – Ti – Zr, в которой не исключены и эффекты памяти формы, индуцированные термообработкой закаленных твердых растворов, с выделением интерметаллических соединений $AlZr_3 - AlTi_3$, $AlZr - AlTi$ и $AlZr_2 - AlTi_2$. Возможно, следует опираться на четырехкомпонентную систему Ti – Zr – Al – Nb, в которой, кроме интерметаллических соединений, должен формироваться мартенсит α'' , показывающий обратимую неупругость.

ПОДГРУППЫ ГРУППЫ СИММЕТРИИ РЕШЕТКИ АУСТЕНИТА
И ВНУТРЕННЯЯ АРХИТЕКТУРА
САМОАККОМОДАЦИОННЫХ КОМПЛЕКСОВ

Физик *Птицын А.Г.*, проф. *Хунджиа А.Г.*, доц. *Бровкина Е.А.*,
вед. прогр. *Мельников М.М.*

THE SYMMETRY GROUP SUBGROUPS
OF THE AUSTENITE LATTICE AND THE INTERNAL ARCHITECTURE
OF SELF-ACCOMMODATION COMPLEXES

Ptitsin A.G., Khundjua A.G., Brovkina E.A., Melnikov M.M.

В сплавах с эффектами памяти формы в процессе роста мартенситных кристаллов релаксация упругих напряжений приводит к их двойникованию, в результате чего формируется самоаккомодационный комплекс доменов (вариантов ориентационного соотношения). Деформация формы, усредненная по такому комплексу, описывается единичной матрицей, т.е. компенсация формоизменения и минимизация упругой энергии происходит не только на уровне зерна аустенита или поликристалла в целом, но и на микроуровне отдельных мартенситных кристаллов.

Известно, что в сплавах с эффектами памяти формы аустенит всегда имеет кубическую решетку (сингония мартенситных кристаллов может

быть любой). Кубическая решетка аустенита определяет число кристаллографически эквивалентных вариантов в интервале от 4-х до 24-х (максимальный фактор повторяемости). Переход от одного варианта ОС к другому осуществляется с помощью одного из 24-х операторов симметрии, из которых 9 являются одновременно и операторами двойникования. Таким образом, среди всевозможных пар кристаллографически эквивалентных вариантов ориентационного соотношения лишь часть находится в двойниковой связи, что накладывает ограничения на внутреннюю архитектуру (количество и конфигурацию доменов в самоаккомодационном комплексе).

Морфология самоаккомодационного комплекса определяется внешней и внутренней архитектурой, т.е. внешней огранкой кристаллов мартенсита (габитусными плоскостями) и доменной внутренней структурой комплекса, т.е. задействованными плоскостями двойникования. Прогнозирование огранки на основе различных вариаций феноменологической теории мартенситных превращений малоэффективно и выходит за рамки настоящей работы. Относительно возможных вариантов доменной структуры самоаккомодационного комплекса можно утверждать, что их число ограничено, поддается прогнозированию и классификации. Кубическая решетка аустенита обладает девятью плоскостями симметрии, и параллельные им плоскости двойникования мартенсита должны пересекаться под углами в 90, 60 и 45°, что с учетом обычно наблюдаемой для мартенситных кристаллов некубической симметрии ограничивает число возможных плоскостей двойникования, т.е. междоменных границ в самоаккомодационном комплексе.

При ориентации кристаллической решетки мартенсита относительно решетки аустенита, выраженной матрицей \hat{A} , переход к эквивалентному варианту ориентационного соотношения осуществляется одним из операторов группы симметрии решетки аустенита \hat{S}_i : $\hat{A}_i = \hat{S}_i \hat{A}$. Двойникование

Е	2	3	4	5	6	7	8	9	10
2	Е	4	3	24	21	20	23	10	9
3	4	Е	2	21	24	8	7	22	19
4	3	2	Е	6	5	23	20	19	22
5	21	24	6	Е	4	13	15	16	14
6	24	21	5	4	Е	17	12	18	11
7	23	8	20	14	18	Е	3	17	13
8	20	7	23	16	11	3	Е	15	12
9	10	19	22	15	17	18	16	Е	2
10	9	22	19	13	12	14	11	2	Е

	2	3	4
2	Е	4	3
3	4	Е	2
4	3	2	Е

	2	9	10
2	Е	10	9
9	10	Е	2
10	9	2	Е

	3	7	8
3	Е	8	7
7	8	Е	3
8	7	3	Е

	4	5	6
4	Е	6	5
5	6	Е	4
6	5	4	Е

Е	6	8	10	11	12
6	Е	12	11	10	8
8	11	Е	12	6	10
10	12	11	Е	8	6
11	8	10	6	12	Е
12	10	6	8	Е	11

кристалла мартенсита по плоскости ($U V W$) также меняет ориентацию решетки мартенсита $\hat{A}_i = \hat{A}\hat{D}_{UVW} = \hat{A}\hat{D}_i$ (\hat{D}_{UVW} — оператор двойникования). Двойниковая связь двух вариантов ориентационного соотношения выражается уравнением $\hat{A}_i = \hat{S}_i\hat{A} = \hat{A}\hat{D}_{UVW} = \hat{A}\hat{D}_i$, откуда $\hat{D}_i = \hat{A}^{-1}\hat{S}_i\hat{A}$. В общем случае, когда имеется несколько плоскостей двойникования, учет замкнутости самоаккомодационного комплекса, т.е. возврата к исходному домену после n -кратного двойникования, приводит к соотношению $\hat{A}\hat{D}_1\hat{D}_2\dots\hat{D}_n = \hat{A}$, или $\hat{D}_1\hat{D}_2\dots\hat{D}_n = \hat{E}$. Так как $\hat{D}_i = \hat{A}^{-1}\hat{S}_i\hat{A}$, $\hat{E} = \hat{D}_1\hat{D}_2\dots\hat{D}_n = \hat{A}^{-1}\hat{S}_1\hat{S}_2\dots\hat{S}_n\hat{A}$, откуда $\hat{S}_1\hat{S}_2\dots\hat{S}_n = \hat{E}$, т.е. произведение операторов двойникования \hat{D}_i , вид которых зависит от сингонии решетки мартенсита, можно заменить произведением операторов симметрии кубической решетки.

Соотношение $\hat{S}_1\hat{S}_2\dots\hat{S}_n = \hat{E}$ будет автоматически выполняться, если входящие в него операторы $\hat{S}_1, \hat{S}_2, \dots, \hat{S}_n, \hat{E}$ образуют подгруппу группы операторов симметрии $\{\hat{S}_i\}$ решетки кубического кристалла, которую составляют оператор \hat{E} и 23 оператора поворота вокруг осей симметрии 4, 2 и 3-го порядка на углы, кратные соответственно $2\pi/4$, $2\pi/2$ и $2\pi/3$. Из них двойнивающими являются девять операторов $\hat{S}_2 - \hat{S}_{10}$. Собственные векторы операторов $\hat{S}_2, \hat{S}_3, \hat{S}_4$ нормальны трем плоскостям типа $\{100\}$, а операторов $\hat{S}_5, \hat{S}_6, \hat{S}_7, \hat{S}_8, \hat{S}_9, \hat{S}_{10}$ — шести плоскостям типа $\{110\}$.

При изучении самоаккомодации следует рассмотреть операторы, попарно связанные операцией двойникования и образующие подгруппу группы операторов симметрии. Их следует искать в таблице умножения операторов $\hat{S}_2 - \hat{S}_{10}$. Отметим, что подгруппа двойнивающих операторов группой не является.

Т. к. $\hat{S}_j^2 = \hat{E}$ для любого из девяти двойнивающих операторов ($j=2-10$), операторы \hat{S}_j и \hat{E} образуют простейшие подгруппы группы операторов

Е	2	3	4	5	6	21	24
2	Е	4	3	24	21	6	5
3	4	Е	2	21	24	5	6
4	3	2	Е	6	5	24	21
5	21	24	6	Е	4	2	3
6	24	21	5	4	Е	3	2
21	5	6	24	3	2	4	Е
24	6	5	21	2	3	Е	4

симметрии. Этим подгруппам можно поставить в соответствие мартенситный кристалл, представляющий собой систему доменов двух типов с междоменными границами, параллельными одной из 9-ти плоскостей симметрии аустенита. Переход в двойникованную область выражается соотношением $\hat{A}_i = \hat{S}_i\hat{A}$, где \hat{S}_i — один из 9-ти двой-

никующих операторов симметрии. Так как для этих операторов $\hat{S}_i^2 = \hat{E}$, то повторное двойникование приводит к исходному варианту.

Подгруппы из четырех операторов симметрии можно получить путем объединения приведенных выше подгрупп из двух операторов симметрии. Для всех четырех подгрупп операторов симметрии угол между плоскостями двойникования составляет 90° . В этом случае операторы, входящие в подгруппу, коммутируют и комплекс «четверик» содержит 4 варианта ориентационного соотношения: \hat{A}_1 , $\hat{A}_i = \hat{S}_i \hat{A}_1$, $\hat{A}_j = \hat{S}_j \hat{A}_1$, $\hat{A}_k = \hat{S}_j \hat{S}_i \hat{A}_1 = \hat{S}_k \hat{A}_1$ ($\hat{S}_j \hat{S}_i = \hat{S}_k$).

Шесть или восемь операторов симметрии, содержащие не двойникующие операторы, также образуют подгруппы. Комплексы "шестерик" и "восьмерик" сформированы с помощью трех или четырех плоскостей двойникования, пересекающихся соответственно вдоль направлений $[111]_A$ или $[001]_A$. Наличие в "шестерике" и "восьмерике" доменов, не связанных с исходным доменом операцией двойникования, указывает на возможность слияния разных комплексов в процессе роста или деформации мартенситных кристаллов.

Полученные в настоящей работе результаты удовлетворительно согласуются с экспериментально наблюдаемыми самоаккомодационными комплексами.

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ В ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ИЗОЛЯТОРАХ $(\text{Bi}_{1-x}\text{In}_x)_2\text{Se}_3$ С ПОМОЩЬЮ ЛАЗЕРНОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Ст. преп. *А.В. Галеева* (физ. фак. МГУ), асп. *С.Г. Егорова* (физ. фак. МГУ), мл. н. с. *В.И. Черничкин* (физ. фак. МГУ), мл. н. с. *В.В. Румянцев* (Инст. физики микроструктур РАН), н. с. *С.В. Морозов* (Инст. физики микроструктур РАН), *М.Е. Тамм* (хим. фак. МГУ), вед. н.с. *Л.В. Яшина* (хим. фак. МГУ), н. с. *С.Н. Данилов* (Университет Регенсбурга), вед. н. с. *Л.И. Рябова* (хим. фак. МГУ), проф. *Д. Р. Хохлов* (физ. фак. МГУ, Физический институт РАН)

DETECTION OF SURFACE ELECTRON STATES IN TOPOLOGICAL INSULATORS $(\text{Bi}_{1-x}\text{In}_x)_2\text{Se}_3$ USING LASER TERAHERTZ RADIATION

A.V. Galeeva, S.G. Egorova, V.I. Chernichkin, V.V. Rumyantsev, S.V. Morozov, M.E. Tamm, L.V. Yashina, S.N. Danilov, L.I. Ryabova, D.R. Khokhlov

Топологические изоляторы (ТИ) представляют собой материалы, электронный энергетический спектр которых в объеме характеризуется нали-

чем запрещенной зоны, тогда как в спектре носителей на поверхности энергетическая щель отсутствует, состояния описываются линейным законом дисперсии и оказываются поляризованными по спину. Экспериментальное обнаружение таких топологических состояний в узкощелевом полупроводнике Bi_2Se_3 повлекло за собой многочисленные исследования транспортных свойств, связанных с существованием топологического слоя на поверхности. Для обоснованного отождествления наблюдаемых особенностей транспорта с проявлением вклада дираковских состояний представляется целесообразным сопоставить экспериментальные результаты, соответствующие топологической и тривиальной фазам. Настоящая работа посвящена исследованию твердых растворов $(\text{Bi}_{1-x}\text{In}_x)_2\text{Se}_3$, в которых переход из фазы ТИ с инверсным энергетическим спектром в тривиальное состояние с прямым спектром происходит в диапазоне составов $x = 0.03 - 0.07$ [1, 2].

Монокристаллы $(\text{Bi}_{1-x}\text{In}_x)_2\text{Se}_3$ ($0 \leq x \leq 0.18$) были синтезированы методом Бриджмена. Рентгенофазовый анализ подтвердил, что образцы обладают кристаллической структурой тетрадимита. Состав твердых растворов уточнен методом рентгенофлуоресцентного анализа. С помощью спектроскопии фотолюминесценции были уточнены детали перестройки энергетического спектра и определен состав $x = 0.055$, соответствующий бесщелевому состоянию. Холловские измерения показали, что все образцы являются вырожденными узкощелевыми полупроводниками n-типа с концентрацией свободных электронов $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Столь высокая концентрация носителей в объеме требует применения методик, не чувствительных к явлениям переноса в объеме образца и позволяющих зарегистрировать транспорт на поверхности. Для детектирования поверхностных состояний в работе используется метод, основанный на фотоэлектромагнитном (ФЭМ) эффекте [3]. Суть эффекта заключается в возникновении разности потенциалов вследствие диффузии в магнитном поле неравновесных носителей, возбуждаемых терагерцовым лазерным импульсом в приповерхностном слое образца. Исследование ФЭМ эффекта проводилось в области температур 4.2–20 К в магнитных полях до 7 Тл. Длины волн лазерного излучения λ составляли 90 мкм, 148 мкм и 280 мкм. Мощность излучения, падающего на образец, варьировалась с помощью аттенуаторов и не превышала 10 кВт.

ФЭМ эффект наблюдался при $T < 14$ К во всех исследованных образцах при всех трех значениях λ . Сигнал ФЭМ эффекта не задержанный, повторяет форму лазерного импульса и изменяет знак при коммутации магнитного поля. В слабых магнитных полях $B < \sim 1.5$ Т амплитуда ФЭМ эффекта $U_{\text{ФЭМ}}$ линейно зависит от индукции магнитного поля (рис. 1). При дальнейшем увеличении магнитного поля зависимость $U_{\text{ФЭМ}}(B)$ насыщается. По

знаку эдс установлено, что результирующий поток частиц направлен от поверхности в объем образца.

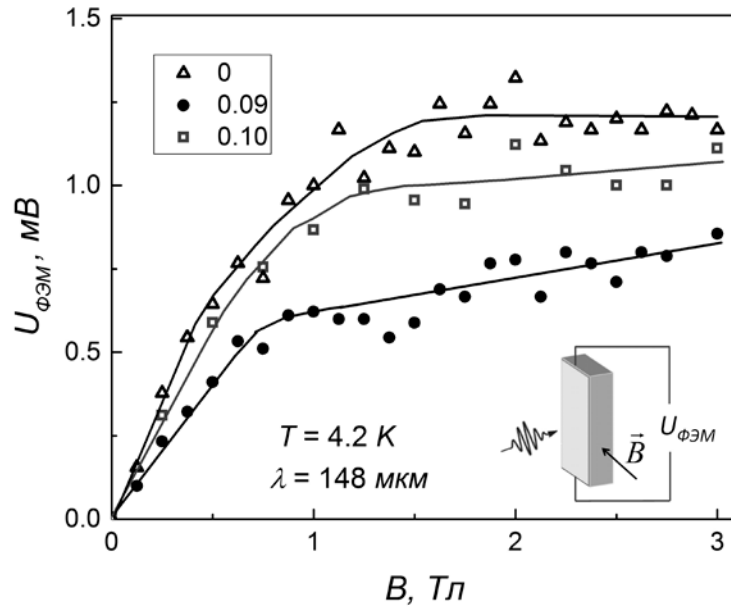


Рис. 1. Зависимость амплитуды ФЭМ эффекта от индукции магнитного поля для составов $x = 0$; 0.09; 0.10. На вставке показана схема эксперимента.

Фотопроводимость в исследованных образцах не обнаружена. Так как энергия кванта терагерцового излучения (~ 10 мэВ) значительно меньше энергии Ферми в исследуемых твердых растворах (~ 130 мэВ), то генерация носителей маловероятна. Возникающий ненулевой поток электронов может быть обусловлен разогревом электронного газа в приповерхностном слое толщиной ~ 1 мкм (толщина скин-слоя) и градиентом подвижности. Поскольку при $T < 14$ К подвижность в исследуемых твердых растворах лишь незначительно падает с ростом температуры, то регистрируемый поток электронов в направлении от поверхности обусловлен существованием высокоподвижных носителей на поверхности образца. Важно, что поверхностные носители с повышенной подвижностью наблюдаются как в ТИ, так и в тривиальном полупроводнике.

Результаты исследования ФЭМ эффекта в условиях варьируемой мощности падающего излучения, проведенного для составов $x = 0$ (инверсный энергетический спектр, ТИ) и $x = 0.12$ (прямой спектр, тривиальная фаза), указывают на качественно различный характер процессов в этих образцах. В образце с $x = 0.12$ регистрируемая эдс является однозначной функцией мощности излучения. Фотоэдс в образце Bi_2Se_3 оказывается одинаковой в пересчете на мгновенное значение числа падающих фотонов. Наблюдаемые особенности мощностных зависимостей ФЭМ эффекта, вероятно, связаны с фундаментальным отличием свойств поверхностных носителей в

тривиальном и топологическом состоянии. В тривиальной фазе электронная температура поверхностных носителей устанавливается сравнительно быстро ($\tau \sim 100$ фс), и напряжение $U_{ФЭМ}$ определяется градиентом электронной температуры, которая зависит от мощности падающего излучения. Принципиально квантовая природа ФЭМ эффекта в ТИ может быть связана с замедленной термализацией электронного газа и определяющей ролью диффузии нетермализованных носителей. Можно предположить, что уменьшение времени термализации обусловлено эффективным подавлением электрон-электронного взаимодействия вследствие спиновой поляризации носителей в топологическом слое.

Литература

1. M. Brahlek *et al.* Phys. Rev. Lett. 109, 186403. (2012).
2. L. Wu *et al.* Nat. Phys. 9, 410. (2013).
3. И. К. Кикоин, С. Д. Лазарев. УФН 124, 597. (1978).

ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ НАНОПОРИСТОГО ОБРАЗЦА ПОЛИАКРИЛОВОЙ КИСЛОТЫ

*Новик В. К. (в.н.с), Гаврилова Н. Д. (в.н.с.), Малышкина И. А. (с.н.с),
Воробьев А. А. (аспирант)*

NEGATIVE DIELECTRIC PERMITTIVITY OF THE PAA NANOPORE SAMPLE

V. K. Novik, N. D. Gavrilova, I. A. Malyshkina, A. A. Vorobiev

Аннотация

В системе «полимер ПАК + 3 % вес. атмосферной влаги» исследована спонтанно сформировавшаяся температурно-частотная зона отрицательной диэлектрической проницаемости $\epsilon' < 0$. Посредством 3D-портретов зависимостей $\epsilon'(f, T)$, $\epsilon''(f, T)$ и $\text{tg}\delta(f, T)$ показаны зарождение и развитие зоны. Установлено условие ее появления, которым является освобождение связанной воды при $T > 65$ °С. Регулярное, монотонное расширение зоны по частоте при повышении температуры испытывает резкое приращение в сторону низких частот при 83 °С, в температурной точке отмеченной аномальным поведением термостимулированных токов воды. Спонтанное проявление эффекта свидетельствует об его возможной реализации в природных, в частности, в биополимерах, т.е. живых организмах.

Эксперимент

Приготовление образцов

Образцы порошка ПАК стандартного коммерческого качества (Aldrich, $M_v \sim 450,000$), молекулярным весом 450000 г/моль и различной степени влажности прессовались в таблетки диаметром 13 мм, толщиной от 1 до $1,5$ мм при усилии ≈ 8 тонн. Во избежание переполаризации приповерхностного слоя в качестве электродов использовалась бумага, пропитанная графитом (фирма Тогау). В процессе экспериментов, никаких следов диффузии графита в поверхность образцов не наблюдалось. Постепенная усадка порошка в процессе прессования с понижением первоначального усилия с 9 до 8 тонн свидетельствовали о деформации, взаимном скольжении и внутреннем трении зерен порошка при сжатии. Этими процессами в образцах неминуемо формировалось трибо- и механо-электретное состояние. Измерения показали наличие на электродах образцов постоянного напряжения $\approx 1,5$ В. Анализ поверхности таблеток в сканирующем зондовом микроскопе показал их пористую структуру с характерным размером пор 50 – 100 нм и количеством пор 1 – 100 на 1 мкм^2 при глубине пор 1 – 15 нм.

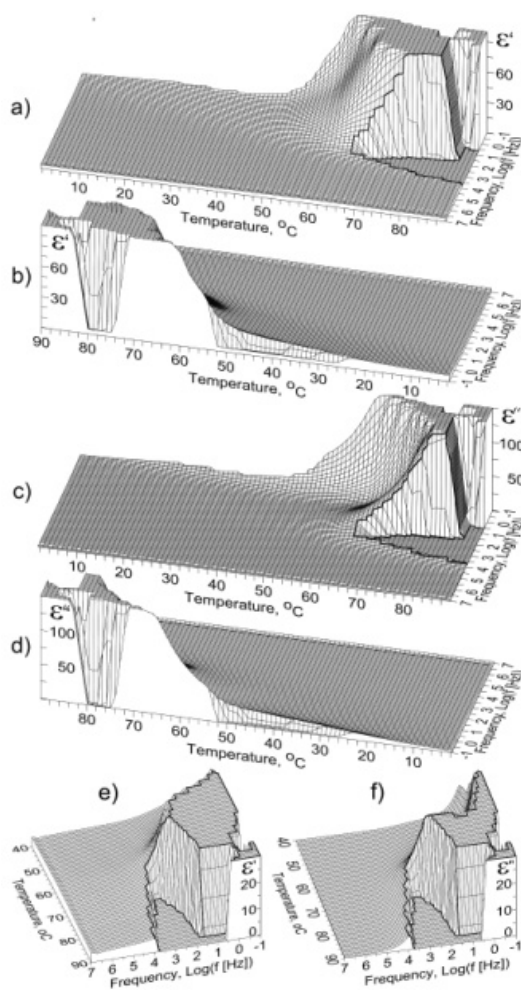


Рис. 1. Зависимости $\epsilon'(\log f, T)$ и $\epsilon''(\log f, T)$ образца с содержанием воды $\approx 3\%$ вес.

a) Зависимость $\epsilon'(\log f, T)$, вид со стороны высоких частот. Максимальное значение $\epsilon'(0,1 \text{ Гц}, 90^\circ\text{C}) = 12300$ и пик искусственно обрезан на уровне $\epsilon' = 100$ для лучшего рассмотрения деталей.

b) Зависимость $\epsilon'(\log f, T)$, вид со стороны низких частот.

c) Зависимость $\epsilon''(\log f, T)$, вид со стороны высоких частот. Максимальное значение $\epsilon''(0,1 \text{ Гц}, 90^\circ\text{C}) = 32400$ и пик искусственно обрезан на уровне $\epsilon'' = 150$ для лучшего рассмотрения деталей.

d) Зависимость $\epsilon''(\log f, T)$, вид со стороны низких частот.

e) Зависимость $\epsilon'(\log f, T)$, срез $\epsilon' = 30$. Иллюстрация различия значений ϵ' на низко- и высокочастотной границах зоны $\epsilon' < 0$.

f) Зависимость $\epsilon''(\log f, T)$, срез $\epsilon'' = 30$. Иллюстрация различия значений ϵ'' на низко- и высокочастотной границах зоны $\epsilon'' < 0$.

Обсуждение экспериментальных результатов

Обнаруженный эффект столь необычен, что оправдывает разностороннюю иллюстрацию явления с привлечением отличных, мелких и крупных, масштабов. Общий вид зависимостей в линейном масштабе представлен на рис. 1.

Рис. 1 *a, b, c, d* представляют формирование в зависимостях $\epsilon'(\log f, T)$ и $\epsilon''(\log f, T)$ ряда гребней и нерегулярных открытых полостей – «тупиковых карманов» в пространстве координат $T = 55 \div 90^\circ\text{C}$ и частот $f = 10^{-1} \div 10^3$ Гц, наглядно видных на многочисленных приведенных сечениях. Около 65°C при повышении температуры начинается регулярное развитие зоны $\epsilon'(\log f, T) < 0$, в которой столь же резко спадают значения $\epsilon''(\log f, T)$. Еще более резкий провал наблюдается при 83°C , где значения $\epsilon'(\log f, T)$ срываются до отрицательного значения с уровня $\epsilon' \approx 880$, а значения $\epsilon''(\log f, T)$ также до отрицательных значений с уровня $\epsilon'' \approx 930$. Обращают на себя внимание своеобразные карманы со стороны низких частот (рис. 1 *b, c*). Обсуждаемые реакции являются усредненными по объему образца, и никаких признаков изменений этого усреднения не наблюдалось.

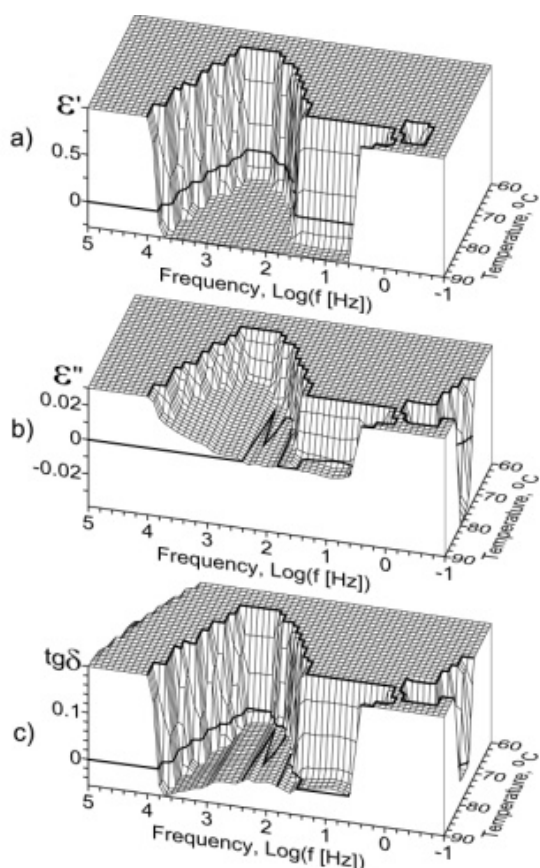


Рис. 2. Область смены знака зависимостей $\epsilon'(\log f, T)$ (*a*), $\epsilon''(\log f, T)$ (*b*), $\text{tg}\delta(\log f, T)$ (*c*).

знаков изменений этого усреднения не наблюдалось.

Область смены знака зависимостей $\epsilon'(\log f, T) < 0$ и $\epsilon''(\log f, T)$ в крупном масштабе показана на рис. 2 в пространстве координат $T = 60 \div 90^\circ\text{C}$, $\text{Log}(f [\text{Hz}]) = 5 \div -1$.

Область формирования значений $\epsilon' < 0$ (рис. 1 *a*) демонстрирует принципиальный, на наш взгляд, характер перехода от значений $\epsilon' > 0$ к значениям $\epsilon' < 0$ — резкий скачок. Это основной признак, отличающий проявление физического эффекта формирования $\epsilon' < 0$, от констатации экспериментального артефакта, вызванного особенностью процессов проводимости образца.

Представленные результаты обсуждаются в рамках соотношения инерционности подвижности элементов структуры и частоты электрического поля.

Подсекция:
БИОЛОГИЧЕСКАЯ
И МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА

Сопредседатели
Академик В. Я. Панченко, профессор В. А. Твердислов,
профессор Л. В. Яковенко

ИЗМЕНЕНИЕ СРЕДНЕГО ЗНАЧЕНИЯ ФАКТОРА КАЧЕСТВА
С ГЛУБИНОЙ ПРОНИКНОВЕНИЯ ФОТОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Доц. Белоусов А. В., асп. Крусанов Г. А., проф. Черняев А. П.

Работа посвящена моделированию облучения водного фантома фотонным излучением с энергией до 40 МэВ и оценке глубинного распределения среднего значения фактора качества с учетом образовавшихся вторичных частиц.

Для учета различий в биологической эффективности ионизирующих излучений введено понятие эквивалентной дозы излучения. Считается, что облучение в одной и той же эквивалентной дозе, независимо от типа и энергии излучения, приводит к одинаковому биологическому эффекту. Эквивалентная доза определяется как произведение поглощенной дозы на коэффициент, зависящий от типа излучения.

Плотноионизирующее излучение при равных поглощенных дозах приводит к более выраженным эффектам, чем редкоионизирующее. Для учета зависимости от линейной передачи энергии (ЛПЭ) используется нормирующий коэффициент Q , называемый коэффициентом качества [1] (в других редакциях фактор качества) (КК), зависимость от ЛПЭ определяется выражением:

$$Q(L) = \begin{cases} 1, & L < 10^{кэВ/мкм} \\ 0.32L^{-2.2}, & 10 \leq L \leq 100^{кэВ/мкм} \\ 300 / \sqrt{L}, & L > 100^{кэВ/мкм} \end{cases} \quad (1)$$

Если объект находится в поле смешанного излучения, эквивалентная доза H будет равняться сумме поглощенных доз D_i от всех типов излучений i , умноженных на соответствующие коэффициенты w_i :

$$H = \sum_i w_i D_i$$

Отношение эквивалентной дозы к поглощенной $K = H/D$ можно рассматривать как среднее значение коэффициента качества (или радиационного взвешивающего фактора (РВФ) в зависимости от методики вычисления эквивалентной дозы) смешанного излучения. Смешанное излучение может образовываться даже при облучении объема моноэнергетическим излучением постоянного состава.

Такие условия реализуются в поле фотонного излучения, при взаимодействии фотонов с веществом образуются потоки различных вторичных частиц. При превышении порога фотоядерных реакций возможно об-

разование тяжелых заряженных частиц с высоким значением ЛПЭ. Несмотря на малую вероятность образования, за счет высоких значений взвешивающих коэффициентов эти частицы могут вносить весомый вклад в эквивалентную дозу.

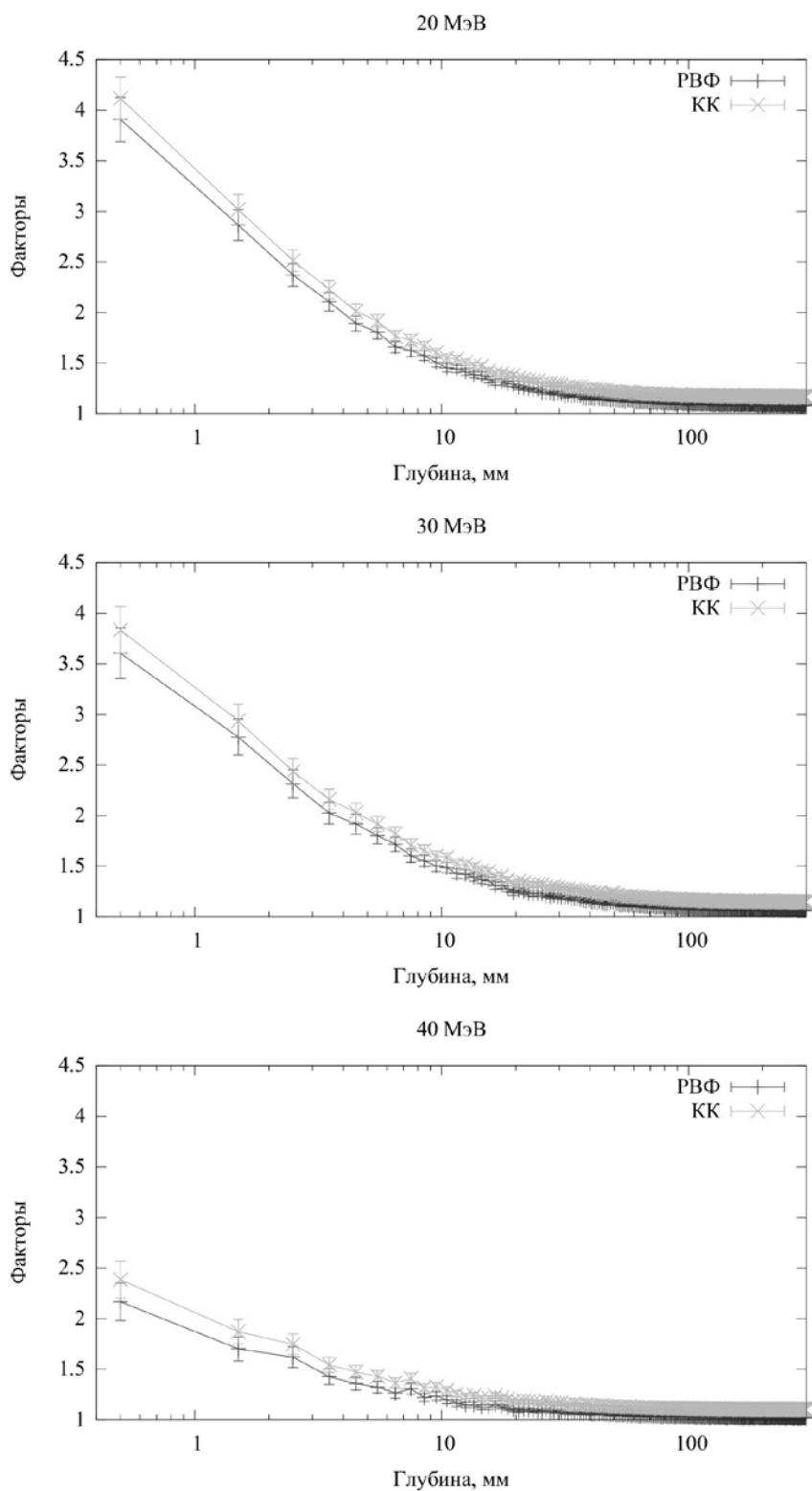


Рис 1. Зависимость РВФ и КК фотонов от глубины проникновения для энергий 20, 30 и 40 МэВ.

В работе применяется компьютерное моделирование методом Монте-Карло в среде Geant4. Водный фантом представляет собой однородный куб размером 30×30×30 см, в центре куба вдоль оси пучка расположен набор из 300 «чувствительных» слоев размером 2×2×0.1 см, в каждом из которых ведется накопление данных о происходящих процессах (выделившаяся энергия, длина шага). За ним вдоль оси пучка расположен дополнительный слой воды размером 30×30×20 см. Фантом облучается пучком фотонов радиусом 2 см, расположенном на расстоянии 40 см от центра куба.

Для расчета РВФ w применяются рекомендованные [1] значения (для фотонов всех энергий — 1, для протонов — 2, для альфа-частиц, тяжелых ионов и осколков деления — 20), а для вычисления величины Q на каждом шаге учитывается ЛПЭ всех образовавшихся вторичных частиц (электроны, тяжелые частицы и ядра отдачи):

$$Q = \frac{\sum_i D_i Q(L_i)}{\sum_i D_i},$$

где D_i — поглощенная в результате i -го взаимодействия поглощенная доза, а $Q(L_i)$ — коэффициент качества частицы, испытавшей данное взаимодействие, рассчитанный по формуле (1).

На рис. 1 приведена глубинная зависимость РВФ и КК для трех разных энергий: 20, 30 и 40 МэВ. До энергии 10 МэВ, когда порог фотоядерных реакций еще не превышен, значения РВФ не отличается от 1 на протяжении всей глубины фантома. КК при этом немного выше единицы. При энергиях 20 и 30 МэВ на глубине до 4.5 мм значения факторов превышают 2, достигая значения 4 в приповерхностном слое, и превышая 1.5 на глубине до 9.5 мм.

Литература

1. ICRP, 2003. Relative Biological Effectiveness, Radiation Weighting and Quality Factor". ICRP Publication 92. Ann. ICRP 33 (4).

ИЗМЕНЕНИЕ КИНЕТИКИ ПРОРАСТАНИЯ КЛУБНЕЙ КАРТОФЕЛЯ ПОСЛЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Доц. *Авдюхина В.М.*, ст. преп. *Близнюк У.А.*, асс. *Борщеговская П.Ю.*,
проф. *Илюшин А.С.*, физик *Левин И.С.*, студ. *Студеникин Ф.Р.*,
проф. *Черняев А.П.*

Картофель является самым распространенным и наиболее употребляемым овощем на всей территории России. В среднем, каждый год с августа по октябрь в России собирается примерно 15–20 тонн картофеля с 1 Га.

При этом возникает необходимость в длительном хранении и сохранении качества картофеля до следующего урожая. Основной проблемой при хранении картофеля является прорастание клубней. Был разработан ряд методов с использованием химических препаратов, способных замедлять прорастание картофеля. Однако, в последнее время все больше стран, в том числе и Россия, запрещают использование химических методов при обработке продуктов питания, следовательно, возникает необходимость в применении безопасных для потребителей методов контроля прорастания картофеля.

Облучение картофеля ионизирующим излучением является эффективным методом остановки прорастания клубней. В мире широко применяются пучки ускоренных электронов и гамма-излучение для облучения различных овощей и фруктов. Однако с целью повышения экономической эффективности методов обработки продуктов питания представляется интересным исследование воздействия рентгеновского излучения на кинетику прорастания клубней картофеля.

Целью данной работы является экспериментальная проверка эффективности использования рентгеновского излучения для ингибирования прорастания клубней картофеля.

В качестве объектов были выбраны клубни картофеля различных сортов: «Невский», «Удача», «Любава» и «Лорх», выращенных на базе Всероссийского научно-исследовательского института картофельного хозяйства им. А.Г. Лорха. Сто шестьдесят клубней вышеперечисленных сортов массой от 40 г до 90 г произвольным образом были отобраны, вымыты и высушены. Тридцать клубней, не подверженных облучению, были оставлены в качестве контрольных образцов. Проростки на клубнях на момент проведения облучения отсутствовали.

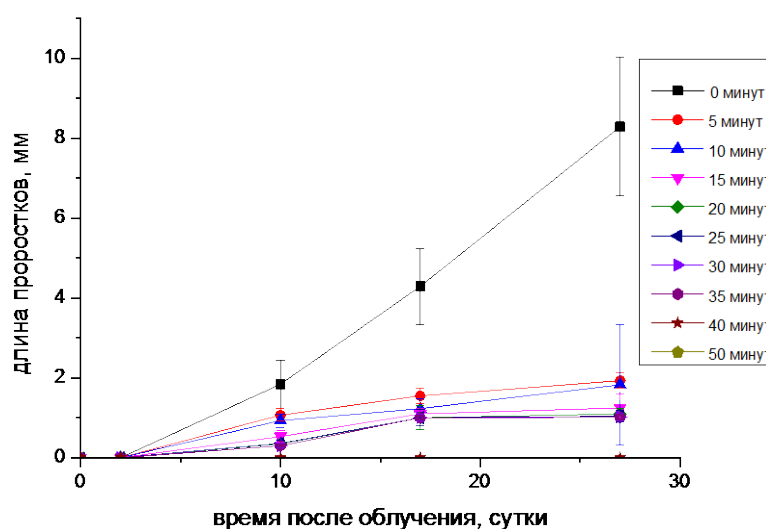
Клубни картофеля облучали рентгеновским излучением, источником которого являлся источник питания ПУР5/50 с рентгеновской трубкой БСВ-23 с молибденовым анодом. Ток трубки во всех экспериментах составлял 20 мА, напряжение — 50 кВ, рабочая мощность трубки составляла 1 кВт. Эксперименты и дальнейшее хранение происходили при температуре 18°C. Каждый клубень располагали на расстоянии 11 см от окна рентгеновской трубки, за ним на расстоянии 2 см ставили люминесцирующий экран для контроля равномерного облучения поверхности клубня. Время облучения варьировалось от 5 до 60 минут для сортов «Невский» и «Удача» и от 5 до 50 минут (исключая 45 минут) для сортов «Любава» и «Лорх». Шаг экспозиции составлял 5 минут. Длина проростков измерялась в течение 30 суток и более после проведения облучения. По полученным экспериментальным значениям строились зависимости средней длины проростков от времени после проведения облучения для каждого сорта.

На рис. 1 а представлены зависимости длины проростков, усредненной по всем клубням, облученным в течение одного и того же времени, от времени после облучения для картофеля сорта «Любава» при различных временах экспозиции.

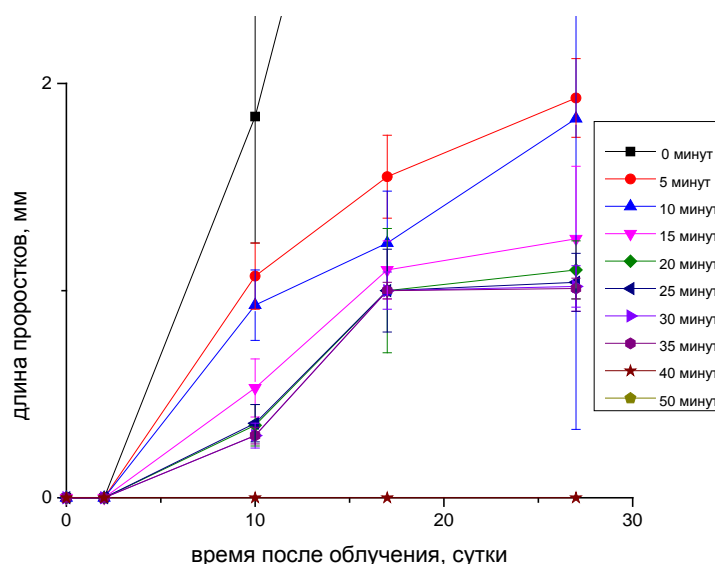
Как видно из рис. 1 а, б, с увеличением времени облучения длина проростков клубней, подвергавшихся воздействию рентгеновского излучения, меньше по сравнению с контрольными необлученными образцами. Также кинетика прорастания в среднем уменьшалась с увеличением времени облучения (рис. 1 б). Такая же тенденция наблюдалась для всех вышеперечисленных сортов.

Для каждого сорта строились зависимости относительных длин проростков облученных различными временами экспозиции, нормированных на среднюю длину проростков контрольных образцов в различные сутки после проведения облучения. На рис.2 в качестве примера представлены зависимости относительной длины проростков l_{rel} от времени облучения, наблюдаемые на 4-ые, 7-ые, 18-ые, 22-ые и 33-ие сутки после проведения сеанса облучения для сорта «Удача».

Из рис. 2 видно, что с увеличением времени облучения величина l_{rel} уменьшается, т.е. скорость прорастания облученных образцов замедляется



а



б

Рис.1 Зависимость длины проростков клубней сорта «Любава», облученных в течение 5÷50 минут, а также контрольных образцов, от времени после проведения сеансов облучения: а) средняя длина проростков от 0 до 10 мм; б) средняя длина проростков от 0 до 2 мм.

с увеличением времени облучения по сравнению с контрольными образцами. И это замедление тем больше, чем больше прошло времени после проведения сеанса облучения. Такая характерная зависимость наблюдалась для всех вышеперечисленных сортов.

Для оценки степени замедления прорастания облученных клубней по сравнению с контрольными были взяты уровни $l_{rel} = 0,2$ и $l_{rel} = 0,05$, т.е. уровни, при которых средняя длина проростков облученных клубней на 80 % и на 95 % соответственно меньше, чем у контрольных образцов. Для определения оптимального времени облучения, при котором достигается замедление прорастания на 80 % и на 95 % строились зависимости $\ln(l_{rel})$ от времени облучения, наблюдаемые в различные периоды после проведения сеансов облучения. Далее кривые линейно аппроксимировались, что позволяло более точно определить оптимальное время облучения.

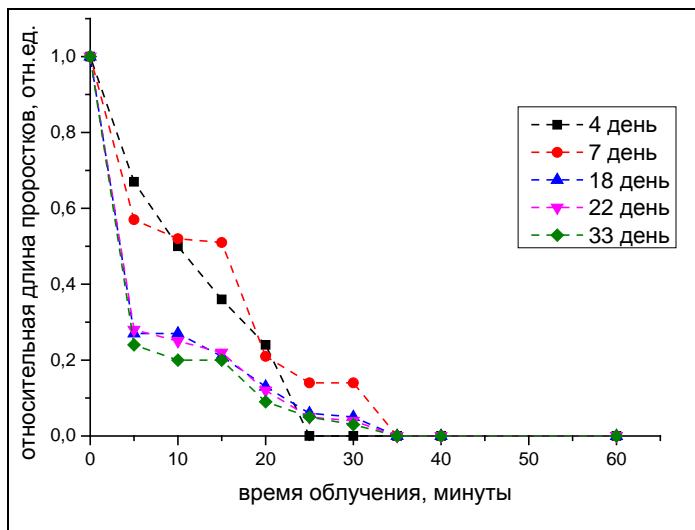


Рис. 2. Зависимости относительной длины проростков l_{rel} от времени облучения, наблюдаемые на 4-ые, 7-ые, 18-ые, 22-ые и 33-ие сутки после проведения сеанса облучения для сорта «Удача».

экспозиции; на 33-ие сутки — при 25 минутах облучения. Для сравнения, для сорта «Лорх» на 11-ые сутки после проведения облучения прорастание замедлилось на 80 % при 15 минутах экспозиции; на 29-ые — при 5 минутах экспозиции; для 95 % — на 11-ые сутки при 35 минут экспозиции; на 29-ые сутки при 15 минутах облучения.

Было установлено, что с увеличением срока хранения клубней скорость прорастания облученных клубней замедлялась по сравнению с контрольными образцами, причем она была тем меньше, чем больше время облучения. При этом кинетика замедления прорастания неодинакова для различных сортов. Наиболее чувствительным к облучению оказался сорт «Невский», наиболее устойчивым — «Удача».

позволяло более точно определить оптимальное время облучения.

Для сорта «Удача» замедление прорастания на 80 % достигалось при времени облучения около 25 минут на 7-ые сутки после проведения облучения, и примерно при 10 минутах облучения на 33-ие сутки после облучения; 95%-ое замедление на 7-ые сутки после проведения облучения было достигнуто при времени облучения около 40 минут; на 22-ые сутки — при 30 минутах

Таким образом, можно заключить, что воздействие рентгеновского излучения на клубни картофеля приводит к замедлению их прорастания. При этом время облучения для достижения определенного уровня замедления прорастания для различных сортов картофеля неодинаково.

НОВЫЕ РАДИОНУКЛИДЫ ДЛЯ БРАХИТЕРАПИИ

Доц. Белоусов А. В., м.н.с. Белянов А. А.

E-mail: belousovav@physics.msu.ru E-mail: belyanov@cern.ch

Брахитерапия — вид лучевой терапии, при котором радиоактивный материал, запаянный в иглах, капсулах, проводах или катетерах, размещается внутри или вблизи опухоли [1]. Одними из наиболее распространённых радионуклидов для брахитерапии являются ^{60}Co и ^{131}Cs . Применяются также и другие радионуклиды, такие как ^{182}Ta , ^{192}Ir и проч. Однако не один из них нельзя назвать идеальным. Идеальным радионуклидом для брахитерапии был бы изотоп, излучающий в диапазоне 300–600 кэВ, нетоксичный, с большим периодом полураспада для временных имплантов, и малым — для постоянных, который также легко и дешево получить.

Отбор новых радионуклидов для терапии включает в себя несколько этапов. Начальные требования предполагают, что у элементов-кандидатов период полураспада будет находиться в диапазоне от 10 дней до 100 лет. Из-за того, что гамма-излучение с энергией менее 10 кэВ сильно поглощается оболочкой капсулы, появляется требование, чтобы не менее 10 % от общей интенсивности составляли линии гамма с энергией более 10 кэВ. В настоящей работе для проведения отбора была использована база Брукхейвенской национальной лаборатории NuDat [2]. Для отобранных ядер были проанализированы дочерние ядра и отсеяны те варианты, использование которых затруднено существенным отличием энергий фотонов, испускаемых материнским и дочерним ядром при близких значениях периодов полураспада или значительно разли-

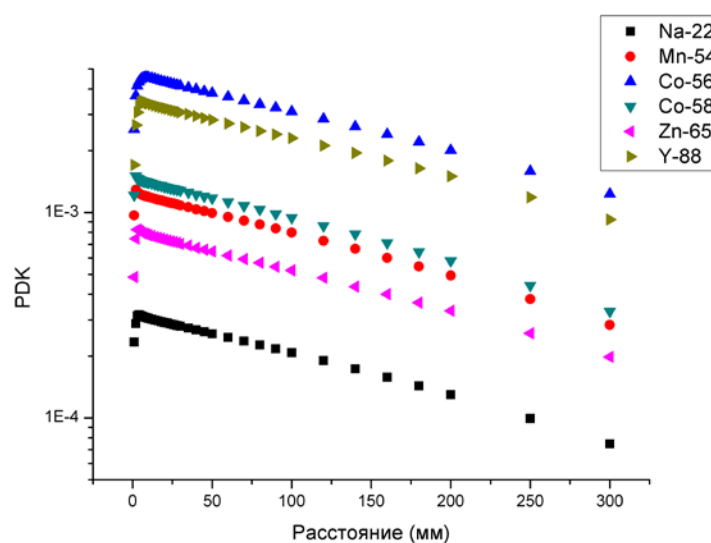


Рис. 1. Дозовые ядра точечных источников для избранных радионуклидов.

чающимися периодами полураспада.

Второй этап предполагает анализ дозовых ядер отобранных кандидатов, а также моделирование брахитерапевтических источников посредством набора библиотек GEANT. [3] Модель состоит из водяного фантома кубической формы размерами 30×30×30 см. В его центре находится точечный источник с требуемым спектральным распределением. Вычислена поглощённая доза $D(r)$ в концентрических сферических слоях толщиной 1 мм.

После проделанных операций были отобраны: ^{46}Sc , ^{73}As , ^{113}Sn , ^{139}Ce , ^{141}Ce , ^{159}Dy , ^{183}Re , ^{147}Eu , ^{74}As , ^{75}Se , ^{83}Rb , ^{85}Sr , ^{103}Ru , ^{99}Rh , ^{102}Rh , ^{151}Gd , ^{175}Hf , ^{181}Hf , ^{195}Au , ^{202}Tl , ^{22}Na , ^{54}Mn , ^{56}Co , ^{58}Co , ^{65}Zn , ^{88}Y , ^{125}Sb , ^{134}Cs , ^{143}Pm , ^{144}Pm , ^{146}Pm , ^{150}Eu , ^{152}Eu , ^{154}Eu , ^{160}Tb , ^{168}Tm , ^{185}Os , ^{207}Bi .

Литература

1. <http://www.cancer.gov/publications/dictionaries/cancer-terms?cdrid=45151> National Cancer Institute Dictionary of Cancer Terms // Словарь онкологических терминов Национального Института Рака (на английском).
2. <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/> NuDat, Brookhaven National Lab.
3. <https://geant4.web.cern.ch/geant4/> Geant4.

СВЯЗЬ ФОТОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ТИРОЗИНОВЫХ ОСТАТКОВ В СЫВОРОТОЧНЫХ АЛЬБУМИНАХ С ИЗМЕНЕНИЕМ СТРУКТУРЫ БЕЛКА ПОД ВЛИЯНИЕМ ЛИГАНДОВ И ДЕНАТУРАЦИИ

Инж. Жданова Н.Г., мл. н. с. Ширшин Е.А., проф. Фадеев В.В.

Сывороточные альбумины — глобулярные белки плазмы крови, выполняющие в организме ряд функций среди которых можно выделить транспортировку большого количества лигандов (лекарств, жирных кислот и других метаболитов) [1–3] и поддержание осмотического давления [1]. Концентрация альбумина в крови человека равна примерно 50 г/л, что по массовой концентрации составляет около 70 % всех белков. Основным лигандом для сывороточного альбумина в плазме крови человека являются жирные кислоты [1], уровень которых может возрастать с 0.2–2 до 6 молекул ЖК на одну молекулу альбумина при патологии [4].

Альбумины относятся к хорошо изученному типу белков, которые обычно используются в модельных исследованиях изменения конформации при различных внешних воздействиях (рН, температура, лиганды). Изменение конформации в плазме крови может быть вызвано связыванием

лигандов, агрегированием, химическими модификациями и денатурацией, что может быть индикатором патологических процессов в организме.

Несмотря на активные исследования в области изучения альбуминов в растворе, посвящено мало работ изучению структуры белка в реальной матрице — в плазме крови. Среди немногочисленных методов по определению состояния альбумина в плазме крови можно выделить метод ЭПР (определение параметров связывания метки — жирной кислоты — с альбумином) [5] и титрационный метод для диагностики ишемической болезни (определение концентрации модифицированного альбумина по связыванию ионов кобальта) [6].

Собственная флуоресценция белков определяется наличием в их структуре ароматических аминокислотных остатков — фенилаланина, тирозина и триптофана. Фенилаланин обладает наиболее коротковолновым поглощением и наименьшим квантовым выходом [7] и в данной работе не рассматривается. Из оставшихся флуоресцирующих аминокислотных остатков наибольшим квантовым выходом и наиболее длинноволновым поглощением обладает триптофан, что даёт возможность эффективного селективного возбуждения флуоресценции именно этого остатка (при возбуждении на длине волны более 295 нм) [7]. Кроме того, положение максимума флуоресценции триптофана является индикатором электрического поля в окрестности остатка [8–9]. Приведённые особенности триптофановой флуоресценции позволяют использовать её параметры (форму спектра, квантовый выход, сечение и время затухания флуоресценции) для регистрации конформационных изменений белка. Одним из недостатков этого метода при исследовании альбумина является то, что обычно в белке присутствует один или два триптофановых остатка [10–11], что органичивает область конформационных изменений, которые можно зарегистрировать с помощью данного типа сигнала.

Флуоресцентный сигнал тирозиновых остатков обычно характеризуется низкой интенсивностью в белках, также содержащих триптофановые остатки, что в литературе связывается с наличием переноса энергии [12]. Такой перенос энергии по диполь-дипольному механизму возможен, поскольку типичный линейный размер молекулы белка по порядку величины соответствует фёрстеровскому радиусу для этих остатков и спектр флуоресценции донора (тирозина) перекрывается со спектром поглощения акцептора (триптофана) [12]. Увеличение флуоресценции тирозина в белке проявляется в появлении коротковолнового плеча на длине волны 305–310 нм в спектрах флуоресценции при возбуждении на длине волны 280 нм и может быть индикатором изменения конформации [12]. Вклад флуоресценции тирозиновых остатков в спектр белка при возбуждении на длине волны 280 нм можно определить с помощью процедуры разложения спектров, подробную информацию о которой можно найти в работе [13].

Обычно увеличение интенсивности тирозиновой флуоресценции белков при различных внешних воздействиях связывают с увеличением расстояния между тирозиновыми и триптофановыми остатками, что приводит к уменьшению эффективности переноса энергии. Однако, для системы альбумин-детергент было показано, что в данном случае изменение эффективности переноса энергии при образовании комплекса преувеличено [13]. Стоит отметить, что в структуре белка обычно присутствует большое количество тирозиновых остатков, которые часто располагаются на поверхности белка, что делает возможным регистрацию конформационных изменений белка, не влияющих на флуоресценцию триптофана [14].

В работе [13] было показано, что тирозиновая флуоресценция позволяет зарегистрировать участок специфического связывания белка с детергентом (SDS), который аналогичен специфическому связыванию жирных кислот [15]. Кроме того, в работе [16] было показано, что изменение тирозиновой флуоресценции плазмы крови в отсутствие патологии, при добавлении SDS обусловлено структурными изменениями альбумина при взаимодействии с детергентом.

В данной работе проводилось исследование, направленное на выявление структурных изменений альбумина в растворе, приводящих к изменению тирозиновой флуоресценции. Было показано, что интенсивность флуоресценции тирозина возрастает при денатурации детергентом (молекулы белка в целом из-за образования мицеллоподобных агрегатов на скелете белка) и гидрохлоридом гуанидина (только домена III), связывании отрицательно заряженных молекул детергент и этанола в сайты жирных кислот в доменах I и III. Кроме того, было выявлено, что интенсивности тирозиновой флуоресценции не изменяется при связывании протопорфирина IX в сайт в домене Ib и специфическом связывании катионного детергента (ЦТАБ). На основании полученных результатов можно сделать вывод, что тирозиновая флуоресценция альбумина является индикатором структурных изменений белка в доменах I и III при денатурации, а также при связывании молекул, схожих с жирными кислотами по электростатическим и гидрофобным свойствам. Таким образом, тирозиновая флуоресценция может выступать в роли индикатора конформационных изменений альбумина при связывании жирных кислот, что может применяться для диагностики патологических процессов, приводящих к изменению концентрации жирных кислот в плазме крови.

Данная работа выполнена в рамках исследований по гранту РФФИ №16–32–00804 мол_а.

Литература

1. T. Peters Jr., *Serum Albumin, Adv. Protein. Chem.*, 1985, 37, 161–245.

2. S. Curry, Lessons from the crystallographic analysis of small molecule binding to human serum albumin, *Drug Metab. Pharmacokinet.*, 2009, 24 (4), 342–357.
3. A. Varshney, P. Sen, E. Ahmad, M. Rehan, N. Subbarao, R.H. Khan, Ligand binding strategies of human serum albumin: how can the cargo be utilized?, *Chirality*, 2010, 22 (1), 77–87.
4. I.D. Pavićević, V.B. Jovanović, M.M. Takić, A.Z. Penezić, J.M. Aćimović, L.M. Mandić, Fatty acids binding to human serum albumin: Changes of reactivity and glycation level of Cysteine-34 free thiol group with methylglyoxal, *Chem.-Biol. Interact.*, 2014, 224, 42–50.
5. V. Muravsky, T. Gurachevskaya, S. Berezenko, K. Schnurr, A. Gurachevsky, Fatty acid binding sites of human and bovine albumins: Differences observed by spin probe ESR, *Spectrochim. Acta, Part A*, 2009, 74 (1), 42–47.
6. G. Fanali, A. di Masi, V. Trezza, M. Marino, M. Fasano, P. Ascenzi. Human serum albumin: from bench to bedside, *Mol. Aspects Med.*, 2012, 33 (3), 209–290.
7. J. Lakowicz, *Principles of Fluorescence Spectroscopy*, Springer, New York, 3rd edn., 2007.
8. P. R. Callis, B.K. Burgess, Tryptophan fluorescence shifts in proteins from hybrid simulations: an electrostatic approach, *J. Phys. Chem. B*, 1997, 101 (46), 9429–9432.
9. J.T. Vivian, P.R. Callis, Mechanisms of tryptophan fluorescence shifts in proteins, *Biophys. J.*, 2001, 80 (5), 2093–2109.
10. S. Sugio, A. Kashima, S. Mochizuki, M. Noda, K. Kobayashi, Crystal structure of human serum albumin at 2.5 Å resolution, *Protein Engineering, Design & Selection*, 1999, 12 (6), 439–446.
11. K.A. Majorek, P.J. Porebski, A. Dayal, M.D. Zimmerman, K. Jablonska, A.J. Stewart, M. Chruszcz, W. Minor, Structural and immunologic characterization of bovine, horse, and rabbit serum albumins, *Mol. Immunol.*, 2012, 52 (3), 174–182.
12. A.J.B. Ross, and W.R. Laws, K.W. Rousslang, H.R. Wyssbrod, Tyrosine fluorescence and phosphorescence from proteins and polypeptides, *Top.Fluoresc. Spectrosc.*, 2002, 3, 1–64.
13. N.G. Zhdanova, E.A. Shirshin, E.G. Maksimov, I.M. Panchishin, A.M. Saletsky, V.V. Fadeev, Tyrosine fluorescence probing of surfactant-induced conformational changes of albumin, *Photochem. Photobiol. Sci.*, 2015, 14, 897–908.
14. L.H. Fornander, B. Feng, T. Beke-Somfai, B. Nordén, UV transition moments of tyrosine, *J. Phys. Chem. B*, 2014, 118 (31), 9247–9257.

15. E.L. Gelamo, M. Tabak, Spectroscopic studies on the interaction of bovine (BSA) and human (HSA) serum albumins with ionic surfactants, *Spectrochim. Acta, Part A*, 2000, 56 (11), 2255–2271.
16. N. Zhdanova, E. Shirshin, V. Fadeev, A. Priezzhev, SDS-binding assay based on tyrosine fluorescence as a tool to determine binding properties of human serum albumin in blood plasma, *Proc. SPIE*, 2016 (*в печати*).

ВЛИЯНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ГЛЮКОЗЫ В КОМПОНЕНТАХ КРОВИ
НА ИХ СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
В ТГц ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

Вед. н. с. *Черкасова О.П.* (инст. лазерной физики СО РАН),
o.p.cherkasova@gmail.com

ст. н. с. *Берловская Е.Е.*, доц. *Бутылин А.А.*, ст. преп. *Макуренков А.М.*
(физфак. МГУ)

Сахарный диабет занимает одно из первых мест среди заболеваний по количеству летальных исходов. Высокий уровень глюкозы в крови человека при диабете приводит к развитию тяжелых осложнений. В этой связи, развитие новых методов диагностики данного заболевания является актуальной задачей. Метод импульсной терагерцовой спектроскопии позволяет определить показатель преломления, коэффициент поглощения и спектр диэлектрической функции исследуемого образца за одно измерение. Анализ полученных спектральных характеристик исследованных проб в перспективе дает предпосылки к созданию экспресс-диагностики указанного заболевания. Работа посвящена исследованию влияния высокого содержания глюкозы в крови на спектры поглощения и отражения компонентов крови в диапазоне частот 0.05–2.7 ТГц. Наблюдаемые отличия в экспериментальных спектрах сравнивали с модельной диэлектрической функцией воды с целью выявления параметра, который дает наибольший вклад в изменение диэлектрической функции образца.

Измерения проводили на импульсном терагерцовом спектрометре, подробно описанном в работах [1, 2], в двух геометриях взаимодействия излучения с веществом: пропускания и отражения. Эксперименты в геометрии пропускания проводили в кювете толщиной 500 мкм, что обеспечивало десятикратное превышение отношения сигнал/шум и величину коэффициента пропускания 0.2–0.5. Для спектроскопии нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) использовали призму Довэ из высокоомного

кремния. При основании призмы $1,5 \times 2$ см и угла при вершине 90° , поляризация электрического поля была в плоскости падения излучения. Призму помещали в слабо-сходящийся пучок терагерцового излучения, так, чтобы перетяжка пучка находилась на основании призмы. В качестве опорного сигнала использовали отражение от свободного основания призмы, а в качестве измерительного — сигнал, полученный при налитом на основание призмы исследуемом растворе. Все измерения проводились при температуре 21°C . Исследовались образцы плазмы крови и эритроцитов человека и животных, имеющих высокий уровень глюкозы в крови.

Спектры поглощения растворов не имеют узких спектральных особенностей на частотах ниже 3.0 ТГц [3]. Форма регистрируемого спектра зависит от содержания в образце воды, которая имеет сильную дисперсию в низкочастотной части ТГц диапазона. Для выявления малых изменений в растворах и повышения достоверности наблюдаемых отличий, проводились измерения двумя методами — регистрировались спектры пропускания и отражения. После анализа экспериментальных спектров относительно спектра чистой воды, в приближении, что наблюдаемые изменения связаны с изменением поведения молекул воды в анализируемом биологическом образце, подбирался один из параметров диэлектрической функции водного раствора, вариация которого приводит к спектральным особенностям, наблюдаемым в экспериментальных данных. Результатом работы явилось заключение, что в для образцов с высоким содержанием глюкозы вклад первого Дебаевского слагаемого, описывающего «медленную» релаксацию молекул воды, уменьшается на 20 %. Таким образом, изменение данного параметра связано с вариациями концентрации глюкозы в образцах крови, и может рассматриваться как предпосылка для использования метода импульсной терагерцовой спектроскопии в целях диагностики диабетических заболеваний.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 13–02–01364).

Авторы выражают благодарность доценту А.П. Шкуринову (МГУ) и научному сотруднику М.М. Назарову (ИПЛИТ РАН) за плодотворное обсуждение и помощь в проведении экспериментов.

Литература:

1. Назаров М.М., Шкуринов А.П., Кулешов Е.А., Тучин В.В. Терагерцовая импульсная спектроскопия биологических тканей // Квантовая электроника. 2008. Т. 38, № 7. С. 647–654.

2. Черкасова О.П., Назаров М.М., Ангелуц А.А., Шкуринов А.П. Исследование плазмы крови в терагерцовом диапазоне частот // Оптика и спектроскопия. 2016. Т. 120, № 1. С. 59–67.
3. Cherkasova O.P., Nazarov M.M., Smirnova I.N., Angeluts A.A., Shkurinov A.P. Application of time-domain THz spectroscopy for studying blood plasma of rats with experimental diabetes // Physics of Wave Phenomena. 2014. V. 22, № 3. P. 185–188.

Подсекция:
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ
ФИЗИКА

Сопредседатели
профессор В. Ч. Жуковский, профессор Б. И. Садовников

СВЕРХКРИТИЧЕСКИЙ ТРЕУГОЛЬНИК ДЛЯ СИСТЕМЫ
С ПОТЕНЦИАЛОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛЕННАРД-ДЖОНСА

Проф. Николаев П.Н.

SUPERCRITICAL TRIANGLE FOR THE SYSTEM
WITH LENNARD-JONES INTERACTION POTENTIAL*Nikolaev P.N.*

В силу простоты и удобства потенциал взаимодействия Леннард-Джонса нашел широкое применение в статистической термодинамике [1]. Так как он является двухпараметрическим, то без учета квантовых эффектов для всех веществ должен давать одно и то же значение для сжимаемости в критической точке. Это, разумеется, не соответствует действительности [2].

В последнее десятилетие удалось получить достаточно точное положение критической точки для системы с потенциалом Леннард-Джонса методами машинного эксперимента [3]. Также были найдены шестой и седьмой вириальные коэффициенты, которые позволили рассчитать критическую температуру и критическое давление с точностью машинного эксперимента в рамках вириального разложения [4]. Найденный в данном приближении критический объем не удовлетворяет этому условию, что говорит о необходимости расчета следующих вириальных коэффициентов. Но это сопряжено со значительными сложностями. При этом стремление определяемых по вириальному разложению параметров к точным значениям не является монотонным. Это дает повод для сомнений относительно сходимости вириального разложения в окрестности критической точки [5].

В настоящей работе для решения данных проблем предлагается использовать методы ускоренной сходимости рядов теории возмущений [6,7]. Для сверхкритической точки [8] и точки максимума флуктуаций на сверхкритической изотерме этого вполне достаточно для решения проблемы. В то же время критическая точка обладает особенностью, точный характер которой не известен до сих пор, и этот вопрос дискутируется в литературе [9].

Применение методов ускоренной сходимости рядов теории возмущений для данной точки, как показывают расчеты, также приводит к тому, что ее характеристики становятся монотонными функциями числа учитываемых вириальных коэффициентов. Это позволяет оценить асимптотические значения параметров. Для критического объема это единственный способ определения значения, соответствующего данным машинного эксперимента.

Представляет интерес тот факт, что найденные значения для положения всех трех вершин сверхкритического треугольника системы с потенциалом Леннард-Джонса при использовании метода ускоренной сходимости являются монотонными функциями числа используемых вириальных коэффициентов. Это является подтверждением возможности использования аналитических функций для определения положения критической точки.

С увеличением учитываемых вириальных коэффициентов точность вычисления положения этих трех точек возрастает. Что касается дифференциальных характеристик в самой критической точке, то они, в общем случае, могут иметь разный характер. Но при этом с увеличением числа учитываемых вириальных коэффициентов будет уменьшаться область в окрестности критической точки, где имеет место значительное расхождение теоретических и экспериментальных результатов.

Полученные результаты позволяют утверждать, что используемый в работе метод дает возможность определить положение всех трех вершин сверхкритического треугольника со степенью точности, соответствующей машинному эксперименту. Это позволяет локализовать область с наиболее сложной структурой фазовой диаграммы, приводящей как к особенностям в поведении флуктуаций, так и устойчивости системы.

Развитый в работе подход применим и для потенциалов более общего вида, которые можно использовать для исследования более сложных систем. Его можно обобщить и на системы, находящиеся во внешних полях, смеси различных систем и сверхкритические области иной природы. Такие системы представляют не только большой теоретический, но и практический интерес.

Литература

1. Wang L., Xu N. // *Phys. Rev. Lett.* 2014. **112**. 055701.
2. Николаев П.Н. // *Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон.* 2013. № 3. С. 20.
3. Peres-Pellitero J.P., Ungerer P., Orkoulas G., Mackie A.D. // *J. Chem. Phys.* 2006. **125**.054515.
4. Schultz A.J., Barlow N.S., Chaudhary V., Kofke D.A. // *Mol. Phys.* 2013. **111**. P. 535.
5. Croxton C.A. *Liquid state physics – a statistical mechanical introduction.* Cambridge, 2009.
6. Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А., Самойленко А.М. *Метод ускоренной сходимости в нелинейной механике.* Киев, 1969.
7. Николаев П.Н. // *Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон.* 2011. № 3. С. 3.
8. Семенченко В.К. *Избранные главы теоретической физики.* М., 1966.
9. Hidalgo M., Coutinho K., Canuto S. // *Phys. Rev. E* 2015. **91**. 032115.

ПРИМЕНЕНИЕ УРАВНЕНИЙ НАВЬЕ-СТОКСА ДЛЯ ОПИСАНИЯ АКУСТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ВИХРЯ В ВЯЗКОМ ТЕПЛОПРОВОДНОМ ГАЗЕ

Вед. инж. *Петрова Т.А.*, проф. *Шугаев Ф.В.*
E-mail: *tapetrova@physics.msu.ru*

Целью данной работы является применение системы уравнений Навье-Стокса к исследованию осцилляций параметров среды, определению частоты акустического излучения, а также спектра акустических колебаний одиночного цилиндрического вихря в вязком теплопроводном газе (воздухе). Ось вихря неподвижна относительно плоскости (рис. 1). Задача решается в приближении малой начальной завихренности.

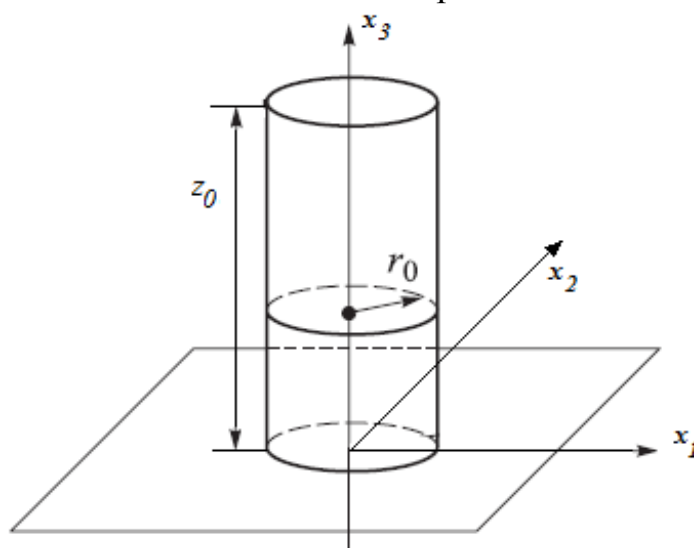


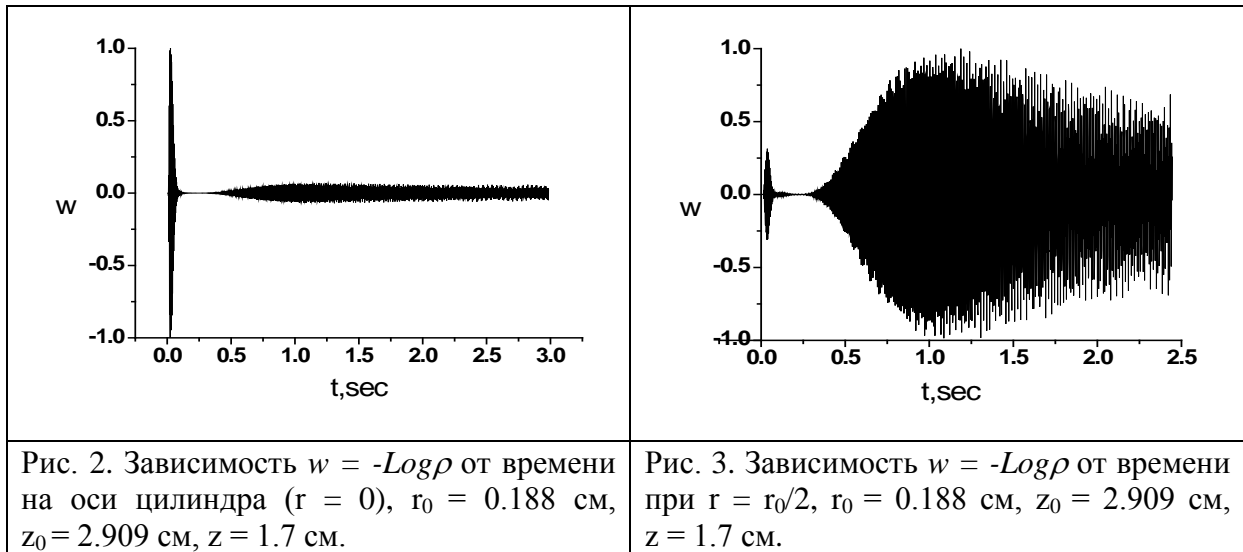
Рис.1 Схема вихря.

Использовано разложение Гельмгольца для вектора скорости на потенциальную и соленоидальную часть [1], разложение неизвестных функций в ряд по степеням малого параметра (завихренности) [2], а также преобразование Фурье. Кратные интегралы вычислены с применением сеток Коровова [3].

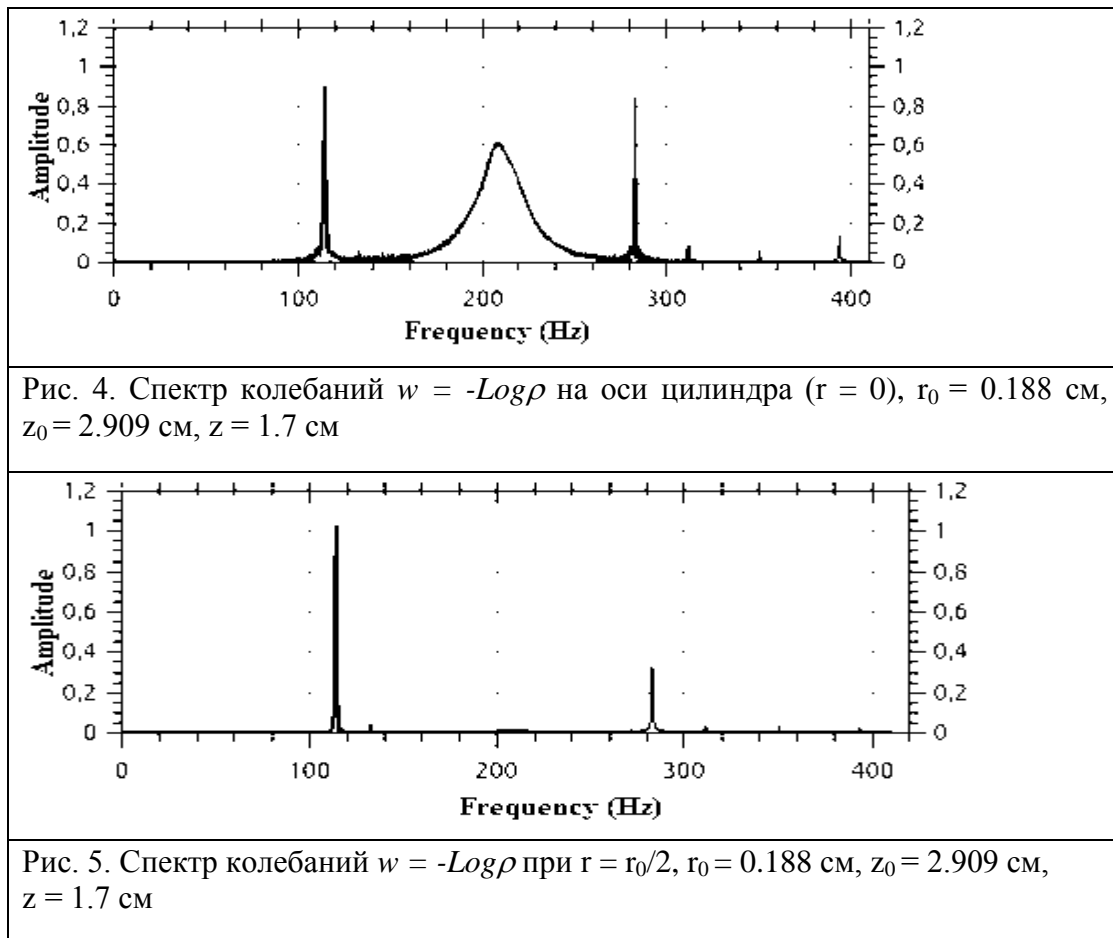
Обнаружено, что за счет диффузии завихренности в вязком теплопроводном газе возникает акустическое излучение. Впервые описан характер колебаний и определен акустический спектр такого излучения для областей внутри и вне исходного цилиндра.

Показано, что процессы в этих областях имеют разный характер.

На рис. 2, 3. представлены колебания плотности для областей внутри цилиндра.



Акустические спектры, соответствующие рис. 2, 3 изображены на рис. 4, 5.



Для области вне цилиндра (рис. 6) собственные частоты имеют значения 16 Гц и 24 Гц.

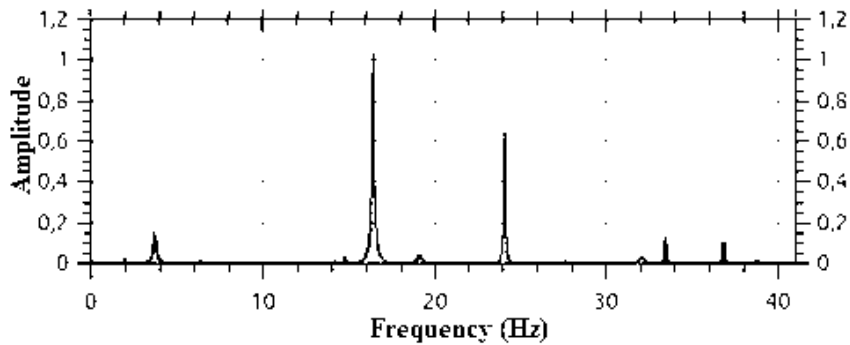


Рис. 6. Спектр колебаний $w = -\text{Log}\rho$ при $r > r_0$,
 $r = 1.709$ см, $r_0 = 0.188$ см, $z_0 = 2.909$ см, $z = 1.7$ см.

Характер колебаний вне цилиндра, для случаев, соответствующих различным коэффициентам подобия, представлен на рис. 7–10.

<p>Рис. 7. Зависимость $w = -\text{Log}\rho$ от времени при $r > r_0$, $r = 1.709$ см, $r_0 = 0.188$ см, $z_0 = 2.909$ см, $z = 1.7$ см.</p>	<p>Рис. 8. Коэффициент подобия 2. Зависимость $w = -\text{Log}\rho$ от времени при $r > r_0$, $r = 3.418$ см, $r_0 = 0.376$ см, $z_0 = 5.818$ см, $z = 3.4$ см.</p>
<p>Рис. 9. Коэффициент подобия 3. Зависимость $w = -\text{Log}\rho$ от времени при $r > r_0$, $r = 5.127$ см, $r_0 = 0.564$ см, $z_0 = 8.727$ см, $z = 5.1$ см.</p>	<p>Рис. 10. Коэффициент подобия 4. Зависимость $w = -\text{Log}\rho$ от времени при $r > r_0$, $r = 6.836$ см, $r_0 = 0.752$ см, $z_0 = 11.636$ см, $z = 6.8$ см.</p>

До сих пор исследователи анализировали генерацию звука при взаимодействии вихрей и взаимодействии вихрь-акустическое излучение. Нами рассмотрена генерация звука одиночным вихрем, возникающая благодаря диффузии завихренности. Результаты работы могут представлять интерес для аэроакустики и для моделирования торнадо.

Литература

1. Кочин Н.Е. Векторное исчисление и начала тензорного исчисления. // ГОНТИ. М., 1938.
2. Петрова Т.А., Шугаев Ф.В. Частота акустического излучения цилиндрического вихря // Вестник Московского Университета, серия 3. Физика, Астрономия. 2015. № 4. 31–35 стр.
3. Коробов Н.М. Теоретико-числовые методы в приближённом анализе. // Наука, М., 1963.

СПИН-ЭЛЕКТРОН АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ И ИХ РОЛЬ В ОБЪЯСНЕНИИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

Ассистент *Андреев П.А.*

THE SPIN-ELECTRON ACOUSTIC WAVES AND THEIR ROLE IN EXPLANATION OF HIGH-TEMPERATURE SUPERCONDUCTIVITY

P. Andreev

Возможность существования явления сверхпроводимости при сравнительно высоких температурах интересовала ученых еще в 70-е годы XX века [1]. После экспериментального открытия явления высокотемпературной сверхпроводимости [2] работа над моделью этого явления проходила очень активно, и было предложено множество моделей. Некоторые возможные механизмы и их экспериментальная проверка обсуждаются в работе [3].

Напомним, что механизмом обычной сверхпроводимости является образование куперовских пар электронов проводимости посредством электрон-фононного взаимодействия. Температура перехода в сверхпроводящее состояние оказывается пропорциональной дебаевской частоте фононного газа.

При изучении влияния собственного магнитного момента электронов на свойства плазмopodobных сред теоретически была предсказана спин-электрон акустическая волна [4], [5], [6] в вырожденном электронном газе. Это продольная волна с линейным спектром, возникающая в плазмoпо-

добных средах наряду с ленгмюровской волной при частичной спиновой поляризации среды и описании электронов со спином вверх и электронов со спином вниз как две различные “жидкости”. Такое описание можно выполнить в рамках квантовой гидродинамики с отдельной спиновой эволюцией [4]. Частичная спиновая поляризация необходимая для их существования приводит к разнице давлений Ферми для электронов со спином вверх и электронов со спином вниз, что приводит к существованию спин-электрон акустических волн. Показано существование объемных спин-электрон акустических волн [4], поверхностных спин-электрон акустических волн [6] и спин-электрон акустических волн в двумерном электронном газе [5]. Вклад обменного взаимодействия в квантовую гидродинамику с отдельной спиновой эволюцией и спектр объемных спин-электрон акустических волн выполнен в работе [7]. При сравнительно малых волновых векторах, дисперсионная зависимость спин-электрон акустических волн является линейной, что оправдывает её название “акустическая волна”.

Спин-электрон акустическая волна может быть рассмотрена как совокупность квазичастиц (бозонов) называемых спелноны. Рассматривая электрон-спелноное взаимодействие, мы можем продолжить изучение свойств данного типа систем и показать, что это взаимодействие приводит к формированию куперовских пар и возможности перехода системы в сверхпроводящее состояние. В частности, температура перехода в сверхпроводящее состояние пропорциональна дебаевской частоте спелнонов. Вычисления показывают, что температура перехода может изменяться в широких пределах в зависимости от параметров системы. В первую очередь речь идет о концентрации носителей заряда и их спиновой поляризации [8].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда фундаментальных исследований (грант №. 16-32-00886) и фонда Династия.

Литература

1. В. Л. Гинсбург, Д. А. Киржниц, “Проблема высокотемпературной сверхпроводимости”, Наука, Москва 1977.
2. J. G. Bednorz, K. A. Müller, “Possible high T_C superconductivity in the Ba-La-Cu-O system”, *Z. Phys.* v. **64**, 189 (1986).
3. J. Annett, N. Goldenfeld, and A. J. Legget, “Constraints on the pairing state of the cuprate superconductors”, *J. Low Temp. Phys.* v. **105**, p. 473 (1996).
4. P. A. Andreev, Separated spin-up and spin-down quantum hydrodynamics of degenerated electrons: Spin-electron acoustic wave appearance. *Phys. Rev. E* v. **91**, p. 033111, (2015).

5. P. A. Andreev, L. S. Kuz'menkov, Separated spin-up and spin-down evolution of degenerated electrons in two dimensional systems: Dispersion of longitudinal collective excitations in plane and nanotube geometry, *Eur. Phys. Lett.* v. **113**, p. 17001, (2016).
6. P. A. Andreev, L. S. Kuz'menkov, Surface spin-electron acoustic waves in magnetically ordered metals, arXiv:1512.07940, (2016).
7. Andreev P. A., Spin-electron acoustic soliton and exchange interaction in separate spin evolution quantum plasmas, *Phys. Plasmas* v. **23**, p. 012106, (2016).
8. P. A. Andreev, P. A. Polyakov, L. S. Kuz'menkov, On a mechanism of high-temperature superconductivity: Spin-electron acoustic wave as a mechanism for the Cooper pair formation, arXiv:1507.03295, (2015).

Подсекция:
МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Сопредседатели
профессор В. Ф. Бутузов, профессор Н. Н. Нефедов

ТОЧНЫЕ МЕТОДЫ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОГО РАСЧЕТА МНОГОСТУПЕНЧАТЫХ СТРУКТУР С МЕДЛЕННО МЕНЯЮЩИМИСЯ ПАРАМЕТРАМИ

Проф. А. А. Быков

В настоящее время значительное внимание привлекает использование мощных электровакуумных приборов миллиметрового и субмиллиметрового диапазона как источников излучения в промышленности и в специальных областях применения. В этой работе мы предлагаем и строго обосновываем точный метод расчета собственных колебаний аксиально симметричного резонатора клистрона миллиметрового диапазона, состоящего из нескольких секций, каждая из которых имеет сложную форму. Размеры секций мало меняются от секции к секции. Секции (рис. 1) связаны через электромагнитное поле и через электронный пучок, размеры секций несколько изменяются от одной секции к другой так, чтобы обеспечить оптимальное взаимодействие с пучком, параметры которого изменяются вследствие влияния поля на пучок.

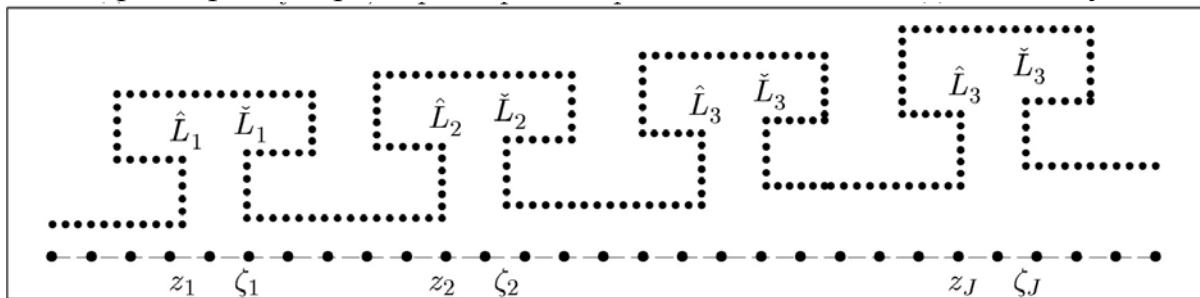


Рис. 1.

Точным мы называем метод, основанный на построении семейства функций $\tilde{u}^{(N)}$, зависящих от некоторого параметра N (это может быть число координатных функций, размерность сетки, размерность базиса конечных элементов) такой, что имеет сходимость в некотором смысле приближенного решения \tilde{u} к точному u при $N \rightarrow +\infty$.

Мы представляем область внутри резонатора D в виде композиции цилиндрических блоков $D_j^{(s)}$, j определяет позицию вдоль продольной оси z , s вдоль радиуса. поле определяется отдельно в каждой области $D_j^{(s)}$ разложением по бегущим влево и вправо собственным волнам соответствующего поперечного сечения:

$$\mathbf{G}(r, z) = \sum_{n=1}^{N_j^{(s)}} (\mathbf{g}_n^{(j,s)\Rightarrow}(r) A_n^{(j,s)} e^{i\gamma_n^{(j,s)}(z-z_j)} + \mathbf{g}_n^{(j,s)\Leftarrow}(r) B_n^{(j,s)} e^{-i\gamma_n^{(j,s)}(z-z_j)}),$$

$\mathbf{G} = (\mathbf{E}, \mathbf{H})$, $\mathbf{g}^\Rightarrow = (\mathbf{e}^\Rightarrow, \mathbf{h}^\Rightarrow)$, $\mathbf{g}^\Leftarrow = (\mathbf{e}^\Leftarrow, \mathbf{h}^\Leftarrow)$, $j = 1, \dots, J$ (количество продольно однородных цилиндрических блоков, контактирующих по фланцам), $s = 0, \dots, S_j$ (количество радиально однородных цилиндрических блоков),

$z \in [z_j, \zeta_j]$ (координаты фланцев), $r \in [R_{j,s}, r_{j,s+1}]$ (радиусы цилиндрических поверхностей), внутри каждого цилиндрического блока

$$\mathbf{e}_n^{\vec{}}(r, \varphi) = ((\mathbf{e}_n^{\vec{}})_r, (\mathbf{e}_n^{\vec{}})_\varphi, (\mathbf{e}_n^{\vec{}})_z) = (-i\gamma_n / \chi_n) Y_0'(\chi_n r), 0, Y_0(\chi_n r),$$

$$\mathbf{h}_n^{\vec{}}(r, \varphi) = ((\mathbf{h}_n^{\vec{}})_r, (\mathbf{h}_n^{\vec{}})_\varphi, (\mathbf{h}_n^{\vec{}})_z) = (0, -i\omega\varepsilon / \chi_n) Y_0'(\chi_n r), 0)$$

поля нормальных волн, распространяющиеся слева направо ($\mathbf{e}_n^{\leftarrow}$ имеет другой знак z компоненты, $\mathbf{h}_n^{\leftarrow} = -\mathbf{h}_n^{\vec{}}$), цилиндрические функции $Y_0(\chi_n r)$, χ_n определяются в соответствии с граничными условиями, $n = 1, \dots, N_j^{(s)}$. Проекционное сшивание тангенциальной компоненты электрического поля на границе $z = \zeta_j = z_{j+1}$ приводит к уравнению $\sum_{s=0}^{S_j} \mathbf{R}_j^{(s)} (\mathbf{V}_j^{(s)} + \mathbf{W}_j^{(s)}) = \mathbf{A}_{j+1} + \mathbf{B}_{j+1}$, причем здесь записано N_j условий, векторы-столбцы \mathbf{V} , \mathbf{W} , \mathbf{A} , \mathbf{B} содержат амплитудные коэффициенты, $\mathbf{V}_j^{(s)} = e^{i\mathbf{G}_j^{(s)}(\zeta_j - z_j)} \mathbf{A}_j^{(s)}$ и т.д. Проекционное сшивание тангенциальной компоненты магнитного поля на каждой открытой части границы $z = \zeta_j = z_{j+1}$ приводит к уравнению $(\mathbf{V}_j^{(s)} - \mathbf{W}_j^{(s)}) = \mathbf{Q}_{j+1}^{(s)} (\mathbf{A}_{j+1} - \mathbf{B}_{j+1})$, $s = 0, \dots, S_j$, здесь $N_j^{(0)} + \dots + N_j^{(S_j)}$ условий. Для сечения \tilde{L}_j получим аналогично $\sum_{s=0}^{S_j} \mathbf{P}_j^{(s)} (\mathbf{A}_j^{(s)} + \mathbf{B}_j^{(s)}) = \mathbf{V}_{j-1} + \mathbf{W}_{j-1}$, $(\mathbf{A}_j^{(s)} - \mathbf{B}_j^{(s)}) = \mathbf{S}_j^{(s)} (\mathbf{V}_{j-1} - \mathbf{W}_{j-1})$, $s = 0, \dots, S_j$. Матрицы в этих уравнениях выражаются через интегралы от произведения радиальных координатных функций соприкасающихся областей и вычисляются аналитически. Граничные условия для областей внутри перекладки буквы Т позволяют исключить некоторые коэффициентные векторы, после чего получится система, включающая только коэффициенты в блоках, прилегающих к оси. Поле в сечениях $z = \zeta_0$ и $z = z_{J+1}$ удовлетворяет парциальным условиям излучения А.Г.Свешникова [1]: $\mathbf{V}_0 = \mathbf{a}^{(0)}$, $\mathbf{B}_{J+1} = \mathbf{b}^{(J+1)}$, где $\mathbf{a}^{(0)}$ и $\mathbf{b}^{(J+1)}$ есть заданные амплитуды волн облучающих резонатор слева и справа. Собирая вместе условия проекционного сшивания и условия излучения, получим краевую задачу для системы матричных уравнений с медленно меняющимися матрицами:

$$\begin{cases} S_{11}^{(j-1)} \mathbf{A}_{j-1} + S_{12}^{(j-1)} \mathbf{W}_{j-1} = T_{11}^{(j)} \mathbf{A}_j + T_{12}^{(j)} \mathbf{W}_j, \\ S_{21}^{(j-1)} \mathbf{A}_{j-1} + S_{22}^{(j-1)} \mathbf{W}_{j-1} = T_{21}^{(j)} \mathbf{A}_j + T_{22}^{(j)} \mathbf{W}_j, \\ T_{11}^{(0)} \mathbf{A}_0 + T_{12}^{(0)} \mathbf{W}_0 = \mathbf{a}^{(0)}, S_{21}^{(J)} \mathbf{A}_J + S_{22}^{(J)} \mathbf{W}_J = \mathbf{b}^{(J+1)}, \end{cases} \quad (1)$$

$j = 1, \dots, J$. В данной физической задаче медленность изменения матриц обусловлена медленностью изменения параметров резонатора от ячейки к ячейке. Краевая задача является жесткой [2], т.е. соответствующая задача Коши имеет быстрорастущие по экспоненциальному закону частные решения. Наличие таких частных решений в электродинамике связано с

наличием запертых мод в каждой из цилиндрических областей. Для решения жесткой краевой задачи применяется обычно метод прогонки или метод ортогональной прогонки [2]. Мы применяем для решения жесткой задачи (1) так называемый метод направленной ортогонализации [3]. Мы рассматриваем как задачу внешнего возбуждения резонатора (1), так и задачу о собственных колебаниях, которая получается из (1) при $\mathbf{a}^{(0)} = 0$ и $\mathbf{b}^{(j+1)} = 0$ и при дополнительном условии на подводящий и отводящий волноводы, в которых все моды должны быть запертыми. Для строгого обоснования метода проекционного сшивания мы используем методику, которая была развита для обоснования неполного метода Галеркина в работе [1]. Обоснование основано на том, что приближенное решение удовлетворяет энергетическому тождеству

$$\sum |\tilde{A}_m^{(1)}|^2 \operatorname{Re} \gamma_m^{(1)} + \sum |\tilde{B}_n^{(2)}|^2 \operatorname{Re} \gamma_n^{(2)} = \sum |\tilde{B}_m^{(1)}|^2 \operatorname{Re} \gamma_m^{(1)} + \sum |\tilde{A}_n^{(2)}|^2 \operatorname{Re} \gamma_n^{(2)}$$

такому же, как и точное решение (и то и другое мы записали для краткости для случая среды без потерь). Далее мы записываем формулы Грина для разности точного и приближенного решения, из которых следует сходимость в среднем векторов рассеянных амплитуд к точным значениям.

Литература

1. Свешников А.Г. К обоснованию метода расчета распространения электромагнитных колебаний в нерегулярных волноводах. // ЖВМиМФ, 1963. Т. 3. № 2. С. 314–326.
2. Бахвалов Н.С. Численные методы. М.: Наука, 1973.
3. А. А. Быков. Метод прогонки для решения жестких краевых задач для систем линейных разностных уравнений. // ЖВМиМФ, 1989, Т. 29. № 3. С. 355–370. и матем. физ., 1989, 29:3, 355–370.

РЕШЕНИЯ С ПОГРАНИЧНЫМИ И ВНУТРЕННИМИ ПЕРЕХОДНЫМИ СЛОЯМИ В МНОГОМЕРНЫХ СИНГУЛЯРНО ВОЗМУЩЕННЫХ ЗАДАЧАХ РЕАКЦИЯ–ДИФФУЗИЯ–АДВЕКЦИЯ

Проф. *Н. Н. Нефедов*, с.н.с. *М. А. Давыдова*

Рассмотрим краевую задачу для нелинейного сингулярно возмущенного уравнения

$$\varepsilon^2 \Delta u - f(\varepsilon \nabla u, u, x) = 0, \quad x = (x_1, \dots, x_N) \in D \subset R^N, \quad (1)$$

$$u(x, \varepsilon) = g(x), \quad x \in \partial D, \quad (2)$$

где $\varepsilon > 0$ – малый параметр, функции f , $g(x)$ и граница ∂D – достаточно гладкие, $\Delta = \sum_{k=1}^N \partial^2 / \partial x_k^2$ – оператор Лапласа. Под обозначением $\varepsilon \nabla u$ подразумевается зависимость функции f от аргументов $\varepsilon \partial u / \partial x_k$, $k = \overline{1, N}$, причем f удовлетворяет условию не более чем квадратичного роста по ∇u . Решения этой эллиптической задачи являются стационарными решениями соответствующей параболической задачи для уравнения, называемого в приложениях уравнением типа реакции-диффузии-адвекции.

Интерес к уравнению (1) обусловлен его многочисленными приложениями. Определенное значение для приложений имеют два частных случая задачи (1), (2):

$$f = \varepsilon(\mathbf{A}(u, x), \nabla u) + B(u, x), \quad (3)$$

$$f = \varepsilon^2 \sum_{k=1}^N A_k(u, x) (\partial u / \partial x_k)^2 + B(u, x), \quad (4)$$

где $\mathbf{A}(u, x)$ – n – мерная вектор-функция с достаточно гладкими компонентами. Например, уравнение Бюргерса, возникающее в теории нелинейных волн, при определенных обобщениях может быть сведено к одномерному уравнению типа (1), (3). Краевые задачи для уравнения типа (1), (3) встречаются при описании процесса переноса газовой примеси в приземном слое атмосферы. При моделировании процесса прохождения теплового фронта в твердотельном образце с нелинейными характеристиками в случае установившегося режима приходим к краевой задаче (1), (2), (4). В качестве еще одного приложения задачи (1), (2) можно отметить математическую модель реакции-диффузии-адвекции, возникающую в задачах разработки новых методов нефтедобычи и описывающую процесс внутрислоевого горения, где при рассмотрении стационарного режима приходим к краевой задаче для уравнения типа (1), (3).

1. Формальная асимптотика решения погранслоного типа строится в рамках основного требования, согласно которому вырожденное уравнение $f(0, u, x) = 0$ имеет изолированное решение $u = \phi(x)$ при условии, что $f_u(0, \phi(x), x) > 0$, $x \in \bar{D}$. Далее, при определенных ограничениях на функцию $g(x)$ [1] удастся доказать существование решения с асимптотической вида

$$u(x, \varepsilon) = \bar{u}(x, \varepsilon) + \Pi u(\rho, \eta, \varepsilon), \quad (5)$$

где $\bar{u}(x, \varepsilon) = \bar{u}_0(x) + \varepsilon \bar{u}_1(x) + \dots$ – регулярный ряд, описывающий решение вне малой окрестности границы,
 $\Pi u(\rho, \eta, \varepsilon) = \Pi_0 u(\rho, \eta) + \varepsilon \Pi_1 u(\rho, \eta) + \dots$ – пограничный ряд, описывающий пограничный слой в окрестности границы ∂D , $\rho = \bar{r} / \varepsilon$, (\bar{r}, η) – локальные координаты, определенные в окрестности ∂D [1]. Члены регулярного раз-

ложения определяются как решения конечных уравнений. Члены погранслоного разложения определяются как решения краевых задач, разрешимость которых устанавливается. Справедливы следующие оценки:

$$|\Pi_k u(\rho, \eta)| \leq C_k \exp(-\chi_k \rho), \quad \chi_k > 0, \quad C_k > 0, \quad \rho \rightarrow \infty.$$

2. Контрастные структуры. При исследовании задачи (1), (2) на наличие решений с внутренними переходными слоями основным требованием является условие существования изолированных решений $u = \phi_i(x)$, $i = \overline{1, 3}$ вырожденного уравнения $f(0, u, x) = 0$ таких, что $f_u(0, \phi_i(x), x) > 0$, $i = 1, 3$, $f_u(0, \phi_2(x), x) < 0$ при $x \in \overline{D}$.

Определим множество $\{\overline{\Omega}\}$ достаточно гладких замкнутых поверхностей в области D с локальными координатами $(r, \theta_1, \dots, \theta_{N-1})$ в малой окрестности каждой поверхности [см. напр. 2]. При описании контрастных структур существенную роль играет присоединенная система

$$\partial \tilde{v} / \partial \xi = f(l^1(r, \theta) \tilde{v}, \dots, l^N(r, \theta) \tilde{v}, \tilde{u}, r, \theta), \quad \partial \tilde{u} / \partial \xi = \tilde{v}, \quad -\infty < \xi < +\infty, \quad (6)$$

где r и θ рассматриваются как параметры (набор параметров $\theta_1, \dots, \theta_{N-1}$ для краткости обозначим θ), $l^1(r, \theta), \dots, l^N(r, \theta)$ – известные функции. Для каждой поверхности из множества $\{\overline{\Omega}\}$ определим функцию

$$H(r, \theta) \equiv \tilde{v}^+(0, r, \theta) - \tilde{v}^-(0, r, \theta), \quad (r, \theta) \in [-\delta; \delta] \times \overline{\Theta},$$

где δ – мало, $\overline{\Theta}$ – область изменения координаты θ на поверхности $\overline{\Omega}$, $\tilde{v}^\pm(\xi, r, \theta)$ – решения системы (6) с условиями $\tilde{u}^\mp(\mp\infty, r, \theta) = \phi_i(r, \theta)$, $i = 1, 3$, $\tilde{v}^\mp(\mp\infty, r, \theta) = 0$. Достаточное условие, обеспечивающее существование контрастных структур в задаче (1), (2), формулируется следующим образом: существует поверхность $\Omega_0 \subset \{\overline{\Omega}\}$ такая, что $H(0, \theta) = 0$, $H_r(0, \theta) > 0$, $\theta \in \Theta_0$, где Θ_0 – область изменения координаты θ на поверхности Ω_0 .

Асимптотическое разложение решения типа контрастной структуры получается в результате C^1 –сшивания двух решений погранслоного типа с асимптотиками вида

$$u^-(x, \varepsilon) = \bar{u}^-(x, \varepsilon) + Qu^-(\xi, \theta, \varepsilon), \quad u^+(x, \varepsilon) = \bar{u}^+(x, \varepsilon) + \Pi u(\rho, \eta, \varepsilon) + Qu^+(\xi, \theta, \varepsilon) \quad (7)$$

где $\bar{u}^\pm(x, \varepsilon)$ – регулярные ряды, $\Pi u(\rho, \varepsilon)$ – пограничный ряд, описывающий пограничный слой в окрестности границы ∂D (см. п.1), $Qu^\pm(\xi, \theta, \varepsilon) = Q_0 u^\pm(\xi, \theta) + \varepsilon Q_1 u^\pm(\xi, \theta) + \dots$ – ряды, описывающие пограничные слои в окрестности поверхности перехода Ω , уравнение которой в локальной системе координат, введенной в окрестности поверхности Ω_0 известным способом [2], ищется в виде

$$r = \varepsilon \lambda_1(\theta) + \varepsilon^2 \lambda_2(\theta) + \dots \quad (8)$$

Построение разложений (7) выполняется в соответствии с результатами п.1. Коэффициенты ряда (8) являются решениями конечных уравнений, которые получаются с использованием условия C^1 –сшивания асимптотик (7) на поверхности перехода Ω .

Требование $H(r, \theta) \equiv 0$ для любой поверхности из множества $\{\bar{\Omega}\}$ выделяет критический случай. Очевидно, что это условие не позволяет определить поверхность Ω_0 , которая теперь определяется посредством другого уравнения, вытекающего из условия C^1 –сшивания асимптотик (7) на поверхности Ω . Построение асимптотических разложений (7) выполняется по аналогии с ранее рассмотренным случаем. Отличие состоит в том, что для определения членов ряда (8) получается последовательность линейных дифференциальных задач, разрешимость которых устанавливается.

3. Существование решений с асимптотиками (5) и (7) обусловлено свойствами нелинейной функции f и доказывается на основе асимптотического метода дифференциальных неравенств [см. напр. 3], так что имеет место оценка $|u(x, \varepsilon) - U_n(x, \varepsilon)| \leq C\varepsilon^{n+1}$, где $U_n(x, \varepsilon)$ – частичная сумма n –го порядка ряда (5) или (7), константа C не зависит от ε . Если рассмотреть эти решения как стационарные решения соответствующих параболических задач, то их устойчивость по Ляпунову следует из известных результатов (см. напр. [3]).

Работа выполнена при поддержке РФФИ, пр. №16–01–00437.

Литература

1. М. А. Davydova. // Math. Notes, 2015, Vol. 98, № 6, pp. 45–55.
2. Н.Н. Нефедов, М.А. Давыдова. // Дифф. уравн. 2013. Т. 49, № 6. С. 715–733.
3. А.Б. Васильева, В.Ф. Бутузов, Н.Н. Нефедов. // Труды Мат. Ин-та им. В.А. Стеклова, 2010, т. 268, с. 268–283.

ИНВАРИАНТЫ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ И КАЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ ИХ РЕШЕНИЙ

Академик С.Н. Васильев, проф. А.Г. Кушнер

Проблема классификации дифференциальных уравнений является одной из основных в теории дифференциальных уравнений. Выбор преобразований, относительно которых проводится классификация, диктуется выбором класса дифференциальных уравнений: преобразования должны сохранять этот класс.

В общем случае поиск таких преобразований достаточно сложен, но если искать инфинитезимальные преобразования, то задача упрощается. До-

пустимые преобразования образуют псевдогруппу Ли, и задача классификации дифференциальных уравнений превращается в проблему описания орбит ее действия. Это описание дается в терминах дифференциальных инвариантов (см., например, [1]). На примере класса нелинейных эволюционных систем вида

$$\begin{cases} u_t = u_{xx} + u f(t, x, u^2 + v^2) - v g(t, x, u^2), \\ v_t = v_{xx} + v f(t, x, u^2 + v^2) + u g(t, x, u^2) \end{cases}$$

с произвольными функциями f и g класса C^∞ укажем способ построения псевдогруппы Ли преобразований, сохраняющих этот класс. Такие системы описывают процессы нелинейной диффузии, а также и тепло- и массопереноса реагирующих систем.

Заметим, что эта система инвариантна относительно поворотов вокруг плоскости t, x . Аналогичные системы, но допускающие гиперболические повороты, были исследованы в [2]. В полярных координатах r, θ ($u = r \cos \theta$, $v = r \sin \theta$) система имеет вид

$$\begin{cases} r_t = r_{xx} - r \theta_x^2 + r f(t, x, r^2), \\ \theta_t = \theta_{xx} + \frac{2}{r} r_x \theta_x + g(t, x, r^2). \end{cases}$$

В пространстве $J^2(2,2)$ 2-джетов гладких функций из $R^2(t, x)$ в $R^2(u, v)$ введем 1-параметрические семейства функций

$$F_1^\tau = r_{1,0} - r_{0,2} + r \theta_{0,1}^2 - r f_\tau(t, x, r^2) \text{ и } F_2^\tau = \theta_{1,0} - \theta_{0,2} - \frac{2}{r} r_{0,1} \theta_{0,1} - g_\tau(t, x, r^2),$$

которые при нулевом значении параметра τ определяют рассматриваемую систему, т.е. $f_0(t, x, r^2) = f(t, x, r^2)$ и $g_0(t, x, r^2) = g(t, x, r^2)$. Здесь $t, x, r, \theta, r_{1,0}, \theta_{1,0}, \dots$ — канонические координаты пространства $J^2(2,2)$ [3].

Пусть Φ_τ — преобразование сдвига вдоль векторного поля X на пространстве 0-джетов $J^0(2,2)$. Условие сохранения класса систем при таком преобразовании имеет вид:

$$\begin{cases} (\Phi_\tau^{(2)})^*(F_1) = a_{11}^\tau F_1^\tau + a_{12}^\tau F_2^\tau, \\ (\Phi_\tau^{(2)})^*(F_2) = a_{21}^\tau F_1^\tau + a_{22}^\tau F_2^\tau, \end{cases}$$

где $\Phi_{\tau}^{(2)}$ — продолжение преобразования Φ_{τ} в пространство 2-джетов, α_{ij} — функции на пространстве 2-джетов, образующие единичную матрицу при $\tau = 0$. Дифференцируя последнюю систему по τ при $\tau = 0$, получим для отыскания векторного поля X соотношения:

$$\begin{cases} X^{(2)}(F_1)|_E = rH(t, x, r^2), \\ X^{(2)}(F_2)|_E = G(t, x, r^2), \end{cases}$$

где $X^{(2)}$ — продолжение векторного поля X в пространство 2-джетов, а H, G — произвольные функции. Вертикальная черта означает ограничение функции $X^{(2)}(F_i)$ на подмногообразии $E = \{F_1^0 = 0, F_2^0 = 0\} \subset J^2(2,2)$. Эта система представляет собой систему из 25 уравнений в частных производных относительно 4 коэффициентов векторного поля X . Решая ее, получим искомое X как линейную комбинацию с постоянными коэффициентами векторных полей

$$X_{\alpha} = \alpha(t) \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{2} \alpha'(t) x \frac{\partial}{\partial x} - \frac{1}{8} \alpha''(t) x^2 r \frac{\partial}{\partial r},$$

$$X_{\beta} = \beta(t) \frac{\partial}{\partial x} - \frac{1}{2} \beta'(t) x r \frac{\partial}{\partial r},$$

$$X_{\gamma} = \gamma(t) r \frac{\partial}{\partial r},$$

$$X_{\delta} = \delta(t) \frac{\partial}{\partial s},$$

образующих бесконечномерную алгебру Ли $(\alpha, \beta, \gamma, \delta$ — произвольные функции времени t).

Так как изучаемая система эволюционная, то имеет смысл рассматривать преобразования, не затрагивающие время. Для этого нужно положить $\alpha(t) = 0$. Преобразования сдвигов вдоль оставшихся векторных полей имеют вид:

$$\Phi_{\tau}^{\beta}: (t, x, r, \theta) \rightarrow \left(t, x + \beta(t)\tau, r \exp \left(-\frac{1}{2} \beta'(t) \left(\frac{\beta(t)\tau^2}{2} + \tau x \right) \right), \theta \right),$$

$$\Phi_{\tau}^{\gamma}: (t, x, r, \theta) \rightarrow (t, x, r \exp(\gamma(t)\tau), \theta),$$

$$\Phi_{\tau}^{\delta}: (t, x, r, \theta) \rightarrow (t, x, r, \theta + \delta(t)\tau).$$

Эти преобразования и являются допустимыми для рассматриваемого класса эволюционных систем. Для нахождения дифференциальных инвариантов нужно найти действие этих преобразований на функции f и g . В результате получается псевдогруппа Ли преобразований, действующая на эти функции. Ее инварианты различают регулярные орбиты и, тем самым, дают классы эквивалентных уравнений.

Однако на практике часто возникают вопросы качественного характера. Важно не только классифицировать уравнения, но и выяснять какие качественные свойства их решений сохраняются, для чего функции $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ нужно выбирать удовлетворяющими условиям сохранения желаемых свойств. При этом полезна теория модельных аналогий [4].

Получаемые на основе алгоритмов из [4] условия сохранения при дифференциальных инвариантах могут, например, существенно отличаться от условий принципа сравнения В.М. Матросова [5] в терминах вектор-функции Ляпунова (действующей в направлении, обратном направлению сохранения свойства).

Конкретный вид получаемых условий зависит не только от исследуемых свойств, но и от совпадения/различия направления действия преобразования и требуемого направления сохранения свойства. Так, по алгоритмам из [4] в задачах устойчивости, притяжения или эpsilon-достижимости равновесия для сохранения свойства в направлении построенного дифференциального инварианта в качестве одного из наборов условий сохранения получается набор требований, содержащий условие, которое в случае обратимости инварианта имеет смысл непрерывности в нуле отображения, обратного инварианту. Это условие замещает собой условие типа определенной положительности вектор-функции Ляпунова, обычно привлекаемое в задачах устойчивости.

Исследования в данном направлении поддержаны грантом Российского научного фонда (проект 15–19–00275) и Российской академией наук (проект 1.20 П).

Литература

1. А. Г. Кушнер, В. В. Лычагин. Инварианты Петрова гамильтоновых систем с управляющим параметром // Автомат. и телемех. – 2013. – № 3. – С. 83–102.
2. А.А. Косов, Э.И. Семенов. О редукции, точных решениях и построении управления для одной нелинейной системы параболического типа // Доклады Академии наук. – 2015, Т. 460, № 2. – С. 147–150.
3. А.М. Виноградов, И.С. Красильщик, В.В. Лычагин. Введение в геометрию нелинейных дифференциальных уравнений. М.: Наука. - 1986. – 336 С.
4. С. Н. Васильев, А. Э.Дружинин, Н. Ю. Морозов. Вывод условий сохранения свойств математических моделей // Докл. Академии наук. – 2015. – Т. 465, № 1. – С. 14–19.
5. С.Н. Васильев, В.М. Матросов, Е.А. Суменков. Принцип сравнения в математической теории систем // Успехи мат. наук. –1985. –Т. 40, № 4. – С. 139–150.

КОМПЬЮТЕРНОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ И ОБРАБОТКА ЗНАНИЙ
НА ПРИМЕРЕ ТЕОРЕМ
ОБ АНАЛОГИЯХ МАТЕМАТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ

Академик С.Н. Васильев, асп. Н.Ю. Морозов

Рассматривается представление знаний (определений свойств математических моделей, условий теорем об этих свойствах и т.п.) в виде текстов древовидной структуры. Вершины их ветвления являются двухместными логическими связками $\&$, \vee , висячие вершины — некоторыми заключительными утверждениями R_p , $p = \overline{1, m}$, а остальные вершины — типовыми кванторами (ТК) w_α , $w_\alpha \in \{\widehat{w}_\alpha, \check{w}_\alpha\}$, т.е. ТК всеобщности (ТКВ) $\widehat{w}_\alpha \stackrel{\text{def}}{=} \forall z_\alpha (W_\alpha \rightarrow _)$ или существования $\check{w}_\alpha \stackrel{\text{def}}{=} \exists z_\alpha (W_\alpha \& _)$ (ТКС). Здесь z_α — кванторные переменные, $\alpha = \overline{1, 2, \dots}$, W_α — типовые условия, определяющие их область значений.

Выражения R_p , W_α могут быть неформальными фрагментами (допускающими любые вольности записи обычных математических текстов), но предполагается, что известно, какие кванторные переменные z_α в них входят свободно (т.е. не связанными какими-то другими кванторами, быть может, имеющимися внутри R_p или W_α). Такие тексты назовём неформальными позитивно-образованными формулами (НПОФ) [1]. В отличие от формул обычных логических языков, к ним применимы дополнительные логические правила обработки.

Одна из задач автоматизации обработки знаний состоит: 1) в алгоритмизации и формировании на ЭВМ в языке НПОФ условий D теорем об аналогиях $D \rightarrow (P \rightarrow P')$ и 2) в доказательстве этих теорем. Здесь P и P' — аналогичные друг другу свойства двух математических моделей \mathcal{U} и \mathcal{U}' , а условия D обеспечивают перенос свойства из \mathcal{U} в \mathcal{U}' . В докладе описываются разработанные средства автоматизации, в т.ч., соответствующее программное обеспечение (ПО).

В развитие [2], повышена алгоритмичность получения и обоснования достаточности условий D . В частности, не требуется эвристического выбора подмножества кванторных переменных, по которым целесообразно расщепление полученного (на первом шаге формирования) и поначалу сложного для проверки условия D . Этот выбор предполагал подсказку пользователя ПО. Показано, что расщепление реализуемо по всем ТКС, но после вставки в их условия W_α дополнительных условий со скулемовскими функциями.

Используется также язык формальных ПОФ (ФПОФ): в каждой ветви их структуры ТКВ и ТКС должны чередоваться, конъюнктивные (дизъюнктивные) ветвления возможны лишь после ТКС (соответственно ТКВ),

а каждое из выражений R_p и W_α — предикат или конъюнкция предикатов, аргументами которых выступают кванторные переменные z_α . Язык ФПОФ полон относительно выразительной силы языка 1-го порядка. В [1] предложено исчисление \mathcal{I} с обоснованием его корректности и полноты относительно выводимости (в исчислении предикатов 1-го порядка).

Исчисление \mathcal{I} имеет ряд преимуществ в сравнении с методами, наиболее популярными в системах искусственного интеллекта, в т.ч. основанными на известном методе резолюций. Благодаря специальной структуре ФПОФ, обеспечивается крупноблочность и меньшее разнообразие формул, но, тем не менее, язык ФПОФ полон. Исчисление \mathcal{I} имеет единственное, унарное, крупноблочное правило вывода ω . Это и специальная структура самих ФПОФ снижают комбинаторность поиска выводов в сравнении, например, с методом резолюций; причем техника вывода (опровержения) анализирует только ближайшую окрестность корня ФПОФ, что позволяет сфокусировать внимание без потери полноты вывода. Кроме того, в позитивно-образованном формализме исходная эвристическая структура знания сохраняется лучше, чем, например, в языке дизъюнктов метода резолюций. Это повышает совместимость логики с эвристиками, что важно для настройки тактик вывода на тот или иной класс прикладных задач с целью повышения эффективности поиска выводов; кроме того, сохранение эвристической структуры выводов улучшает его наглядность для человека.

ПО реализовано в языке JavaScript. Интерфейс программы представляет собой web-страницу, содержание которой меняется по ходу работы с ней. Удобство работы с формулами обеспечено открытой библиотекой MathJax, позволяющей преобразовывать команды известного языка разметки T_EX в математические формулы, в т.ч. динамически. В разработанном ПО формулы и все виды их компонент представляются символьными строками, которые обрабатываются программными функциями посимвольно. Единообразие представления структур данных упрощает ПО в сравнении с объектно-ориентированной реализацией, в т.ч. при работе с математическим «жаргоном» НПОФ. Представление и обработка ПОФ в ЭВМ в древовидной форме удобны для визуального восприятия по сравнению с использованием скобок в математических формулах.

К виду ФПОФ логически эквивалентным образом преобразуются и сами теоремы об аналогиях, после чего они передаются на вход подпрограммы автоматического доказательства. Так как алгоритмы получения условий являются корректными, то, вообще говоря, получаемые с их помощью теоремы не требуют доказательства, хотя потребность в нём у пользователя может возникать при желании ознакомиться с доказательством, например, для проверки корректности его вмешательства в работу ПО, предусмотренной на некоторых этапах формирования теорем об аналогиях.

Особенность применения исчисления \mathcal{I} для доказательства теорем об аналогиях заключается, во-первых, в отсутствии необходимости разыменовывания переменных [1] как до, так и после применения правила ω , а во-вторых, — в однократном использовании правила ω в применении к очередному ТКВ, т.е. без сохранения полной копии использованной ветви формулы, что существенно снижает комбинаторную сложность доказательства.

Получены теоремы об аналогиях для разных свойств систем, описываемых дифференциальными уравнениями, в т.ч. с управлениями. Например, — теорема для сложного свойства ε – попадания движений из некоторой начальной области в целевое множество при фазовых ограничениях и с положительной инвариантностью целевого множества относительно движений, стартующих из некоторого подмножества начальной области ($m = 4$). Другими примерами применения языков ПОФ являются задачи автоматизации планирования действий, для чего используется конструктивный фрагмент исчисления \mathcal{I} [1], задачи абдуктивного вывода с приложениями в диагностике и др.

Исследования в данном направлении поддержаны грантом РФФИ (проект №13–08–00948) и Российской академией наук (проект 1.20 П).

Литература

1. С.Н. Васильев, А.К. Жерлов, Е.А. Федосов, Б.Е. Федунев. Интеллектуальное управление динамическими системами // М.: ФИЗМАТЛИТ. – 2000. – 352 с.
2. С.Н. Васильев, А.Э. Дружинин, Н.Ю. Морозов. Вывод условий сохранения свойств математических моделей // Доклады Академии наук. – 2015. – Т. 465, № 1. – С. 14–19.

СИНГУЛЯРНОСТЬ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ОКРЕСТНОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕБРА В ЗАДАЧАХ ДИФРАКЦИИ НА ТЕЛАХ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ

Проф. *А.Н. Боголюбов*, доц. *И.Е. Могилевский*

В настоящее время весьма актуальными являются задачи дифракции электромагнитного поля на сложных диэлектрических структурах при наличии ребер на их границах. Хорошо известно, что наличие угловых точек у границы и у линий разрыва диэлектрической проницаемости в сечении волновода приводит к появлению особенностей у электромагнитного поля в окрестности особой точки границы или неоднородности заполнения [1–7]. Это существенно усложняет применение численных методов для расчета подобных систем.

Эффективным способом преодоления этих проблем является выделение особенности решения в явном виде, то есть построение асимптотического представления электромагнитного поля в окрестности диэлектрического ребра. При этом существенно используются результаты по асимптотике решения эллиптических краевых задач, представленные в работе В.А. Кондратьева [3], а также С.А. Назарова и Б.А. Пламеневского [2].

Рассматривается плоская задача дифракции электромагнитной волны на диэлектрической клиновидной структуре (зависимость от координаты z отсутствует). Предполагается, что электромагнитное поле имеет гармоническую зависимость от времени вида $e^{-i\omega t}$. Магнитная проницаемость среды $\mu \equiv 1$. Диэлектрическая проницаемость ε — кусочно непрерывная скалярная вещественная функция.

Полное поле удовлетворяет системе уравнений Максвелла

$$\begin{cases} \operatorname{rot} \mathbf{E} = ik\mathbf{H}, \\ \operatorname{rot} \mathbf{H} = -ik\varepsilon\mathbf{E}, \end{cases} \quad (1)$$

где $k = \omega/c$ — волновой вектор, и условиям сопряжения на границе раздела диэлектриков

$$\begin{aligned} (\mathbf{H} \cdot \mathbf{n})|_C &= 0, \quad [(\mathbf{H} \times \mathbf{n})]|_C = 0, \\ [(\varepsilon\mathbf{E} \cdot \mathbf{n})]|_C &= 0, \quad [(\mathbf{E} \times \mathbf{n})]|_C = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где C — плоскость разрыва диэлектрической проницаемости, \mathbf{n} — вектор нормали.

Полное поле ищется в виде суммы падающего и дифрагированного полей

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \tilde{\mathbf{E}}, \quad \mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \tilde{\mathbf{H}}.$$

Для компонент дифрагированного поля ставятся условия излучения Зоммерфельда на бесконечности $\frac{\partial \tilde{U}}{\partial r} - ik\tilde{U} = o\left(\frac{1}{\sqrt{r}}\right)$.

Вводится цилиндрическая система координат, ось Oz которой направлена вдоль ребра клина. Для компонент электрического поля из (1) можно получить следующую задачу:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial E_r}{\partial \varphi} - \frac{\partial}{\partial r} (rE_\varphi) \right\} &= -k^2 \varepsilon E_r, \\ \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rE_\varphi) - \frac{1}{r} \frac{\partial E_r}{\partial r} \right\} &= -k^2 \varepsilon E_\varphi, \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi^2} &= -k^2 \varepsilon E_z, \end{aligned}$$

с условиями сопряжения $\left[\varepsilon E_\varphi\right]_C = 0$, $\left[E_r\right]_C = 0$, $\left[E_z\right]_C = 0$ и дополнительным условием

$$\operatorname{div}(\varepsilon \mathbf{E}) = 0, \Rightarrow \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \varepsilon E_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial (\varepsilon E_\varphi)}{\partial \varphi} = 0. \quad (3)$$

Чтобы провести исследование поведения электромагнитного поля в окрестности ребра диэлектрического клина, сначала данная задача рассматривается на всей плоскости с бесконечным клином. В дальнейшем использование срезающей функции позволяет свести задачу дифракции на конечном объекте к задаче на всей плоскости с бесконечным клином. Дополнительно предполагается, что диэлектрическая проницаемость является кусочно-постоянной (по крайней мере, в окрестности ребра клина).

После преобразований будем иметь:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_r}{\partial \varphi^2} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E_\varphi}{\partial \varphi} \right) = & -\frac{2\alpha}{r^2} \frac{\partial u}{\partial \varphi} (r, 0) \delta(\varphi) + \frac{2\alpha}{r^2} \frac{\partial u}{\partial \varphi} (r, 0) \delta(\varphi - \omega_0) - \\ & -\frac{2\alpha}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r \varepsilon E_\varphi (r, 0)) \delta(\varphi) + \frac{2\alpha}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r \varepsilon E_\varphi (r, \omega_0)) \delta(\varphi - \omega_0) + f_r(r, \varphi), \end{aligned} \quad (4)$$

где $\alpha = \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\varepsilon_2 + \varepsilon_1}$, $f_r(r, \varphi) = -k^2 \varepsilon E_r$. Дополнительное условие (3) принимает

вид:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r E_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial E_\varphi}{\partial \varphi} - \frac{2\alpha}{r} (\varepsilon E_\varphi (r, 0)) \delta(\varphi) + \frac{2\alpha}{r} (\varepsilon E_\varphi (r, \omega_0)) \delta(\varphi - \omega_0) = 0.$$

Тем же методом, что использован в работе [8] для выделения особенности электромагнитного поля в окрестности ребра в волноводе, удастся получить следующее представление радиальной компоненты электрического поля в окрестности ребра диэлектрического клина:

$$\begin{aligned} E_r(r, \varphi) = & \chi \sum_{-\delta < \nu_k^{(1)} < 1} r^{\nu_k^{(1)} - 1} \left\{ C_k^{(1)} \cos\left[(\pi - \varphi) \nu_k^{(1)}\right] + D_k^{(1)} \cos\left[(\pi - |\omega_0 - \varphi|) \nu_k^{(1)}\right] \right\} + \\ & + \chi \sum_{-\delta < \nu_k^{(2)} < 1} r^{\nu_k^{(2)} - 1} \left\{ C_k^{(2)} \cos\left[(\pi - \varphi) \nu_k^{(2)}\right] + D_k^{(2)} \cos\left[(\pi - |\omega_0 - \varphi|) \nu_k^{(2)}\right] \right\} + \Re(r, \varphi). \end{aligned}$$

где $\nu_k^{(1)}$ и $\nu_k^{(2)}$ — решения уравнений

$$\begin{aligned} \sin \pi \nu_k^{(1)} - \alpha \sin\left(\pi \nu_k^{(1)} - \nu_k^{(1)} \omega_0\right) &= 0, \\ \sin \pi \nu_k^{(2)} + \alpha \sin\left(\pi \nu_k^{(2)} - \nu_k^{(2)} \omega_0\right) &= 0, \end{aligned}$$

(кроме $\nu_k = 0$), $\chi(r) = \begin{cases} 1, & r \leq d/2, \\ 0, & r > d, \end{cases}$ $\chi(r) \in C^\infty$ — срезающая функция,

$\mathfrak{R}(r, \varphi)$ — гладкая часть решения, для которой получена оценка в соответствующей норме.

Данное представление поля в окрестности ребра диэлектрического клина может повысить точность численного решения, полученного с помощью метода конечных элементов. Знание точного вида сингулярности позволяет в пространство пробных функций ввести функции, имеющие сингулярности данного вида, и тем самым точно аппроксимировать сингулярную часть решения. Это дает возможность получить скорость сходимости приближенного решения к точному, соответствующую гладкому случаю.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда фундаментальных исследований (грант 15–01–03524–а).

Литература

1. Бирман М.Ш., Соломяк М.З. L2-теория оператора Максвелла в произвольных областях // Успехи мат. наук, 1987, Т. 42, вып.6, С. 61–76.
2. Назаров С.А., Пламеневский Б.А. Эллиптические задачи в областях с кусочно-гладкой границей. М.: Наука – 1991.
3. Кондратьев В.А. Краевые задачи для эллиптических уравнений в областях с коническими или угловыми точками, Труды Московского Математического Общества, Т. 16, 1967, С. 227–313.
4. Боголюбов А.Н., Делицын А.Л., Могилевский И.Е., Свешников А.Г. Проблема вычисления волноводных мод при наличии входящих ребер, Журнал радиоэлектроники (электронный журнал). <http://jre.cplire.ru>. 2001. № 8.
5. Боголюбов А.Н., Делицын А.Л., Могилевский И.Е., Свешников А.Г. Особенности нормальных волн неоднородного волновода с входящими ребрами // Радиотехника и электроника. 2003. Т. 48. № 7. С. 787–794.
6. Гринберг Г.А. Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений. М.: Изд-во АН СССР. 1948.
7. Боголюбов А. Н., Могилевский И. Е. Поведение решения эллиптических краевых задач в окрестности угловой точки линии разрыва коэффициентов, Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 2011 Т. 51, № 12, С. 2253–2259.
8. Боголюбов А.Н., Могилевский И.Е., Свешников А.Г. Асимптотическое представление электромагнитного поля диэлектрического волновода в окрестности угловой точки линии разрыва диэлектрической проницаемости, Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 2011 Т. 55, № 3, С. 446–459.

МЕТОД СШИВАНИЯ МОД В ЗАДАЧАХ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ С МАЛЫМ ПАРАМЕТРОМ

Проф. Делицын А.Л.

Геометрия ряда задач электродинамики характеризуется наличием слабо связанных областей, соединенных отверстием малого радиуса. К подобным задачам относятся как задачи рассеяния, так и спектральные задачи. При этом, подобласти часто имеют достаточно простую форму, например, цилиндр, шар, тор. Наличие простых подобластей дает дополнительную информацию о решении и допускает его представление в виде рядов, получаемых методом разделения переменных. Условия сшивания полей в отверстии позволяют свести исходную задачу к уравнению в области отверстия. Это уравнение допускает простое исследование и позволяет рассматривать, например, такие вопросы, как задача о резонансном рассеянии в волноводе и задача о локализации мод резонаторов в областях с цилиндрической геометрией.

Задача о резонансном рассеянии в волноводе рассматривается нами для случая наличия в цилиндре двух барьеров с симметрично расположенными отверстиями. Область между барьерами образует резонатор. При рассеянии на частотах близких к частотам резонатора происходит практически полное прохождение падающей волны вместо ее отражения. Для объяснения этого эффекта, как правило, используется наличие так называемых резонансов, т.е. полюсов функции Грина с малой мнимой частью в цилиндре с барьерами. Используемый нами метод не требует применения данных представлений.

Получено элементарное доказательство резонансного характера рассеяния для определенного типа геометрии.

Второй тип рассматриваемых задач составляет вопрос о локализации мод резонаторов в областях с барьерами. Представляется достаточно правдоподобным, что в области, перегородженной барьером, собственные функции могут быть локализованы в одной из подобластей. Мы рассматриваем наиболее простую геометрию задачи. В прямоугольнике вставлен барьер, параллельный одной из сторон. Для подобной задачи оценено отношение среднеквадратичных норм собственной функции в подобластях и доказано, что оно стремится к бесконечности при стремлении диаметра отверстия к нулю.

Оценка отношения норм определяется оценкой близости собственного значения задачи в области к собственному значению в подобласти. Простота геометрии позволяет оценить скорость сходимости собственного значения.

Литература

1. Делицын А.Л. 2012 // ЖВМиМФ, 52:7, 1289.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗРУШЕНИЙ РЕШЕНИЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ

Аспирант Белов А.А.

1. Введение

В нестационарных уравнениях с существенной нелинейностью возможно разрушение решения за конечное время (то есть обращение в бесконечность самого решения или некоторой его интегральной характеристики). Могут возникать и иные особенности. Разумеется, в точке сингулярности сама модель теряет применимость. Такие режимы, называемые режимами с обострением, имеют важное практическое значение.

Например, в лазерном термоядерном синтезе в газовых мишенях при помощи амплитудно-модулированного импульса создается последовательность сходящихся сферических волн. Волны догоняют друг друга в центре мишени, что позволяет создавать сверхвысокие давление и температуру [1]. Некоторые модели плазменных неустойчивостей, приводящих к пробою, также описываются уравнениями с разрушающимися решениями [2]. Разрушение имеет место и в некоторых моделях нелинейного горения, если источники выделяют тепло быстрее, чем его отводит тепловая волна [3].

При аналитическом рассмотрении нелинейные уравнения исследуют на разрешимость и строят двусторонние оценки времени разрушения, если разрешимость оказывается локальной [2]. Однако это удается сделать лишь для простейших моделей. В результате находят не конкретный момент разрушения, а только диапазон, в котором он лежит. Получить сам момент разрушения намного труднее. Более сложные модели приходится исследовать численно.

При численном решении уравнение в частных производных сводится методом прямых к системе обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ) огромного порядка (несколько сотен уравнений). Реже удается построить автомодельную замену, сводящую его к системе ОДУ небольшого порядка. Таким образом, вопрос о численной диагностике разрушения сводится к диагностике особенности у системы ОДУ и нахождению ее характеристик: момента t_0 и порядка q .

Процедура диагностики, основанная на анализе характера сходимости при сгущении сеток по времени, была предложена в [4, 5]. Она обладала рядом недостатков. В частности, 1) она работала только в переменной t . Однако узлы сетки по t могут оказаться правее особенности, где точное решение не существует, а численное может выйти за пределы представимых чисел. Гораздо надежнее аргумент l (длина дуги), который неограниченно растет вдоль интегральной кривой. Заметим, что аргумент l оптимален при численном решении жестких задач, к которым относятся в том числе и задачи с разрушающимися решениями. 2) Предложенная в [4, 5] процедура не позволяла вычислять оценки погрешности для найденных q и t_0 .

В данной работе предлагается простой метод диагностики с апостериорной асимптотически точной оценкой погрешности q и t_0 , применимый к расчетам по любой схеме при произвольной параметризации интегральных кривых. Конкретная реализация метода разработана для особенностей типа полюс, логарифмический полюс и смешанной особенности вида $(t_0 - t)^{-q} \ln(t_0 - t)$.

2. Диагностика особенностей

Поясним основную идею на примере простейшей задачи для одного уравнения, решение которой имеет степенной полюс порядка q в точке t_0 . В окрестности этой точки точное решение представимо в виде

$$u = \varphi(t)/(t_0 - t)^q \approx C/(t_0 - t)^q, \quad C = \text{const}. \quad (1)$$

Дифференцируя его, получим

$$du/dt \equiv f = pu/(t_0 - t). \quad (2)$$

Это выражение справедливо при любых значениях аргумента и, в частности, в расчетные моменты времени t_n . Записывая его в узлах n и $n+1$, получим систему уравнений относительно q и t_0 , которая решается явно

$$q = (t_{n+1} - t_n)(u_n/f_n - u_{n+1}/f_{n+1})^{-1}, \quad t_0 = qu_n/f_n + t_n. \quad (3)$$

Значения q и t_0 вычисляются во всех узлах сетки. Если на достаточно подробных сетках с увеличением текущей длины дуги эти значения выходят на постоянные, то поведение решения определяется множителем $(t_0 - t)^{-q}$, и можно надежно диагностировать полюс.

Формулы (3) не зависят от параметризации. Формально они применимы как в аргументе t , так и в аргументе l , но на практике рассчитывать такие задачи следует только в длине дуги. Кроме того, в формулы (3) входят только сеточные значения t , u и правой части f . Поэтому погрешность q и t_0 определяется только погрешностью вычисления сеточных значений t и u . Таким образом, к q и t_0 можно применить стандартные оценки погрешности по методу Ричардсона [6].

Аналогично (но несколько сложнее) можно диагностировать логарифмический полюс $[\ln(t_0 - t)]^q$ и смешанную особенность $(t_0 - t)^{-q} \ln(t_0 - t)$.

В практических расчетах тип особенности заранее неизвестен. Поэтому следует делать гипотезы о типе особенности и проверять их выполнимость, применяя соответствующие формулы для q и t_0 . Если для некоторой гипотезы расчетные значения q и t_0 выходят на постоянные, то это является надежным подтверждением выбранной гипотезы. В противном случае выбранная гипотеза неверна, и следует выдвинуть другую. Если профили q и t_0 не выходят на строго постоянные, но их вариация вблизи особенности не очень велика, то главный член особенности передается правильно, но имеются дополнительные менее значимые члены. Заметим,

что численный расчет ОДУ достаточно проводить только 1 раз, так что применение разных гипотез не сильно увеличивает трудоемкость расчета.

3. Нелинейное горение

В качестве тестовой рассматривалась задача об S-режиме нелинейного горения

$$\partial u / \partial t = \partial / \partial x (u^2 \partial u / \partial x) + u^3. \quad (4)$$

Для уравнения (4) известно точное решение. При каждом x возникает особенность типа степенной полюс порядка $q = 1/2$, момент разрушения определяется начальными условиями.

Методом прямых уравнение в частных производных (4) сведем к системе ОДУ, аппроксимируя пространственный оператор со вторым порядком

$$du_j / dt = \left[(u_{j+1}^2 + u_j^2)(u_{j+1} - u_j) - (u_j^2 + u_{j-1}^2)(u_j - u_{j-1}) \right] / (2h_x^2) + u_j^3, \quad (5)$$

где j и h_x — номер узла и шаг по пространству соответственно. Для получения хорошей точности по пространству порядок системы J берут огромным (несколько сотен уравнений).

Система (5) решалась по комплексной схеме Розенброка CROS, имеющей второй порядок точности и L_2 -устойчивость. На рис. 1 представлены погрешности u , q , t_0 при сгущении сеток по l . Все 3 величины сходятся со вторым порядком точности, однако на достаточно подробных сетках погрешности на точном решении выходят на горизонтальный участок на уровне $\sim 10^{-3}$. Это объясняется тем, что при введении дискретизации по пространству мы вносим некоторую погрешность. На столько же отличается погрешность u по точному решению от оценки по методу Ричардсона, относящейся к системе (5).

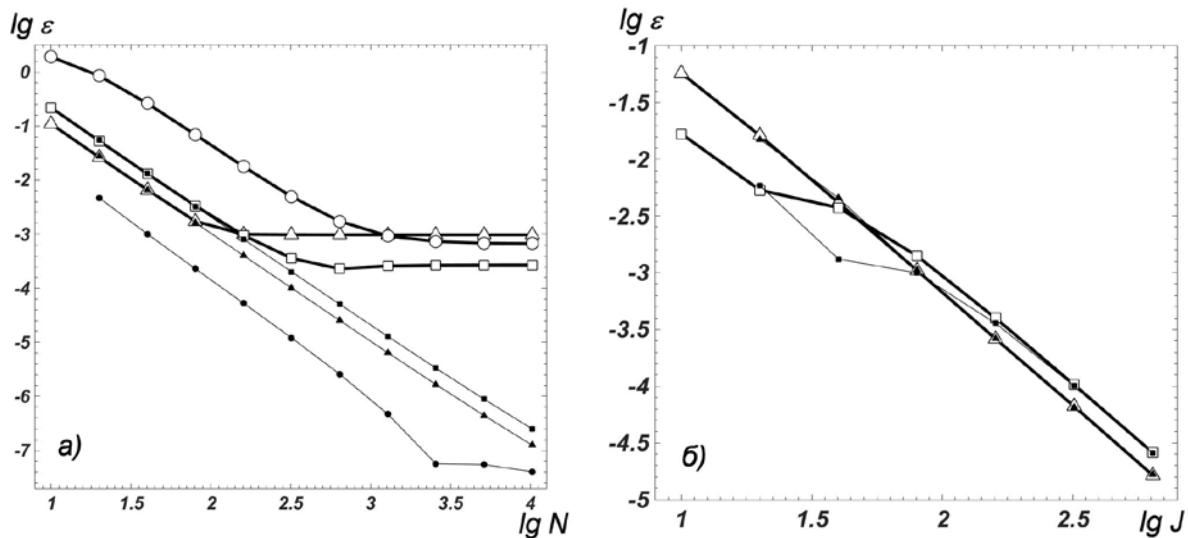


Рис. 1. а) сходимость в задаче (5), расчет по схеме CROS; б) сходимость в задаче (4) при сгущении сеток по x ; \circ — u , Δ — q , \square — t_0 ; светлые маркеры — погрешности по точному решению, темные — оценки по методу Ричардсона.

Погрешность, вносимую дискретизацией по x , также можно оценить методом сгущения сеток (при таком сгущении число компонент системы (5) увеличивается). Погрешности q и t_0 при сгущении сеток по x представлены на рис. 1б. Хорошо видны прямолинейные участки регулярной сходимости со вторым порядком, а также отличное совпадение оценок погрешности по методу Рундсона с фактической погрешностью на точном решении.

Работа поддержана грантами РФФИ 14-01-00161, 16-31-00062.

Литература

1. Бракнер К., Джорна С. Управляемый лазерный синтез. М.: Атомиздат, 1977.
2. Свешников А.Г., Альшин А.Б., Корпусов М.О., Плетнер Ю.Д. Линейные и нелинейные уравнения соболевского типа. М.: Физматлит, 2007, 736 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, 480 с.
4. Альшина Е.А., Калиткин Н.Н., Корякин П.В. ДАН. 2005. Т. 404. № 3. С. 295.
5. Альшина Е.А., Калиткин Н.Н., Корякин П.В. ЖВМиМФ. 2005. Т. 45. № 10. С. 1837.
6. Калиткин Н.Н., Альшин А.Б., Альшина Е.А., Рогов Б.В. Вычисления на квазиравномерных сетках. М.: Физматлит, 2005, 224 с.
7. Белов А.А. ДАН. 2016. Т. 467. № 1. В печати.
8. Белов А.А. ЖВМиМФ. 2016. В печати.

ЭВОЛЮЦИЯ ГРАНИЦ РАЗДЕЛА ДВУХ СРЕД В ЗАДАЧАХ НЕЛИНЕЙНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ¹

Математик *А.А. Горинов* (ИПУ им. В.А. Трапезникова РАН),
проф. *А.Г. Кушнер* (МГУ им. М.В. Ломоносова, физ. фак.)

При моделировании процесса добычи нефти и газа путем вытеснения их водой, возникает проблема управления границей раздела двух сред. Это связано с тем, что решения дифференциальных уравнений, описывающих задачу, имеют разрывы.

Процесс распространения нефти и воды описывается уравнением Бакли-Левверетта

$$ms_t + UF'(s)s_x = 0.$$

Здесь s — относительная заполненность пор среды раствором, или водонасыщенность, k — коэффициент пористости среды, U — скорость фильтрации, $F(s)$ — функция Баклея-Левверетта, имеющая вид

$$F(s) = \frac{f_w(s)}{f_w(s) + \frac{\mu_w}{\mu_o} f_o(s)},$$

¹ Исследования поддержаны грантом Российского научного фонда (проект 15-19-00275).

где $f_w(s)$ и $f_o(s)$ — проницаемости раствора и нефти, μ_w и μ_o — динамические вязкости.

По закону Дарси $U = -\kappa h(s)q$, где κ — коэффициент фильтрации, $q = p_x(t, x)$ — градиент давления,

$$h(s) = \frac{f_w(s)}{\mu_w} + \frac{f_o(s)}{\mu_o}.$$

Условие несжимаемости фракций приводит к тому, что суммарная скорость фильтрации не зависит от координаты, что дает систему двух дифференциальных уравнений первого порядка относительно водонасыщенности и градиента давления (см. [1]):

$$\begin{cases} s_t + A(s)B(s)qs_x = 0, \\ B'(s)q + B(s)q_x = 0, \end{cases}$$

где $A(s) = \frac{\kappa}{m} F'(s)$, $B(s) = h(s)$.

Для построения решения воспользуемся методом «ручного» интегрирования [3], состоящим в том, что для данной системы можно построить аналог характеристического векторного поля, вдоль которого сдвигается кривая начальных данных.

Системе отвечают две дифференциальные 2-формы ω_1, ω_2 на пространстве $\mathbb{N} = \mathbb{R}^4$ с координатами t, x, s, q таким образом, что нелинейные дифференциальные операторы $\nabla_{\omega_1}(s, q) = \omega_1|_{\Gamma}$ и $\nabla_{\omega_2}(s, q) = \omega_2|_{\Gamma}$, равные ограничению форм на решение задачи $\Gamma = \{s = s(t, x), q = q(t, x)\}$, совпадают с левыми частями исходной системы (4):

$$\begin{cases} \omega_1 = A(s)B(s)q dt \wedge ds + dx \wedge ds, \\ \omega_2 = B_s(s)q dt \wedge ds + B(s) dt \wedge dq. \end{cases}$$

Линейные комбинации Ω_1, Ω_2 этих форм так же соответствуют решаемой системе. Добавим условия ортогональности $\Omega_1 \wedge \Omega_2 = 0$, $\Omega_1 \wedge \Omega_1 = -\Omega_2 \wedge \Omega_2$ и найдем такие 2-формы Ω_1, Ω_2 , удовлетворяющие им.

Далее построим поле линейных операторов A_E на \mathbb{N} , определяемое равенством $X|_{\Omega_2} = A_E X|_{\Omega_1}$, здесь $|$ — оператор внутреннего умножения, X — произвольное векторное поле в пространстве \mathbb{N} .

В базисе $\frac{\partial}{\partial t}, \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial s}, \frac{\partial}{\partial q}$ поле линейных операторов A_E имеет вид

$$A_E = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 2A(s)B(s)q & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2\frac{B_s(s)}{B(s)}q & -1 \end{pmatrix}.$$

Квадрат этой матрицы скалярен и равен $A_E^2 = 1$, а это значит, что система уравнений является системой гиперболического типа.

Собственные подпространства оператора A_E порождают два двумерных характеристических распределения на пространстве \mathbb{N} :

$$V_+ = \text{Lin} \left(X_+ = \frac{\partial}{\partial q} - \frac{B(s)}{B_s(s)q} \frac{\partial}{\partial s}, Y_+ = \frac{\partial}{\partial x} \right)$$

и

$$V_- = \text{Lin} \left(X_- = \frac{\partial}{\partial q}, Y_- = \frac{\partial}{\partial x} - \frac{1}{A(s)B(s)q} \frac{\partial}{\partial t} \right).$$

Распределение V_+ вполне интегрируемо и имеет два интеграла $H_1 = t, H_2 = B(s)q$. Их ограничения на граничные условия $\Gamma = (s|_{x=0} = S(t), q|_{x=0} = Q(t))$ принимают следующий вид

$$H_1|_{\Gamma} = t, \quad H_2|_{\Gamma} = f(t) = B(S(t))Q(t).$$

Найдем такую функцию $F(\alpha, \beta)$, что $F(H_1|_{\Gamma}, H_2|_{\Gamma}) = 0$, то есть $F(t, f(t)) = 0$

$$F(\alpha, \beta) = \beta - f(\alpha), \quad \text{или} \quad F(H_1, H_2) = H_2 - f(H_1).$$

Положим $H = F(H_1, H_2) = H_2 - f(H_1) = B(s)q - f(t)$.

Тогда гладкое подмногообразие Γ лежит на решении M_0 исходной системы, если $H = 0$. Найдем одномерное распределение $l_- = V_- \Pi T M_0 = (Z)$, задающее кривую, лежащую на решении системы. Для этого должно выполняться условие $Z(H) = 0$, или $dH(Z) = 0$.

$$Z = \frac{\partial}{\partial t} - A(s)B(s)q \frac{\partial}{\partial x} + \frac{f_t(t)}{B(s)} \frac{\partial}{\partial q}.$$

Будем считать, что водонасыщенность на нагнетающей скважине постоянна и равна максимальной $S(t) = S_{\max}$, давление поддерживается постоянным, а градиент давления задается функцией $Q(t)$. Тогда решение задачи строится сдвигом кривой, не являющейся интегральной для поля Z , вдоль этого поля. Например, такой кривой являются начальные условия

$$\mathcal{K} = (s|_{t=0} = S_{\mathcal{K}}(x), q|_{t=0} = Q_{\mathcal{K}}(t)).$$

Таким образом, получен алгоритм построения многозначных численных решений для системы уравнений Баклея-Левретта. Результат расчета эволюции водонасыщенности представлен на рис. 1. Так как функция зависимости водонасыщенности от пространственной координаты неоднозначна, то возникает разрыв, характеристики которого находятся по правилу Гюгонио-Ренкина [2].

Литература

1. Ахметзянов А.В., Кушнер А.Г., Лычагин В.В. Управление фронтом вытеснения в двухфазной модели фильтрации несмешивающихся жидкостей // ДАН. 2016 (в печати).
2. Kushner, A.G., Lychagin, V.V., Rubtsov, V.N. Contact geometry and nonlinear differential equations. Encyclopedia of Mathematics and Its, 101. – Cambridge: Cambridge University Press. – 2007. - xxii+496 P.

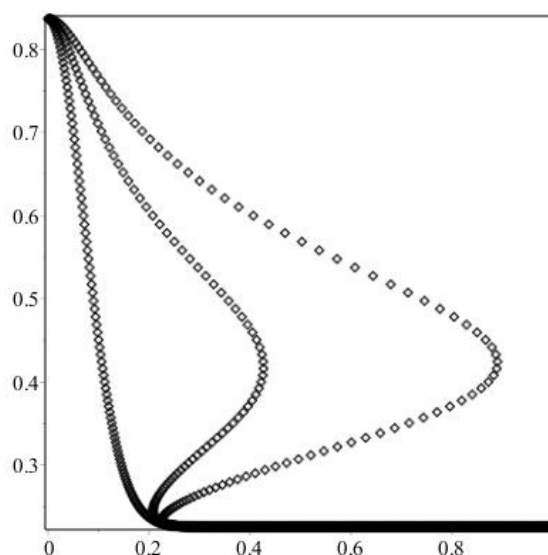


Рис. 1. Эволюция водонасыщенности.

Подсекция:

**ПРИКЛАДНАЯ МАТЕМАТИКА
И МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ**

Сопредседатели

академик С. Н. Васильев, профессор А. Н. Боголюбов,
профессор А. И. Чуличков

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ГЕЛИОСФЕРНОГО ТОКОВОГО СЛОЯ С ЭНЕРГИЧНЫМИ ЧАСТИЦАМИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

Проф. Попов В.Ю., с.н.с. Малова Х.В.

Работа посвящена исследованию эффектов, возникающих в результате взаимодействия солнечных космических лучей (СКЛ) с гелиосферным токовым слоем (ГТС) в солнечном ветре (СВ).

Развита кинетическая самосогласованная модель ГТС, в которой могут присутствовать ионы с квазиadiaбатической динамикой. ГТС рассматривается как равновесная вложенная токовая структура, где вклад в ток вносят два основных сорта плазмы с разными температурами (низкоэнергичная фоновая плазма СВ и высокоэнергичная компонента СКЛ).

Будем предполагать, что на границе слоя функция распределения ионов является суммой функций распределения двух популяций ионов с температурами T_α и тепловыми скоростями $V_{T\alpha}$ (здесь и далее будем использовать индекс $\alpha = 1, 2$, обозначающий номер популяции, причем $\alpha = 1$ соответствует более холодной, а $\alpha = 2$ – более горячей ионной популяции). На границах ТС функции $f_\alpha(\mathbf{v})$ выбраны в виде смещенных максвелловских распределений с потоковыми скоростями $v_{D\alpha}$, направленными практически вдоль магнитных силовых линий к слою и от слоя:

$$f_\alpha(\mathbf{v}) = \frac{n_{0\alpha}}{2(\sqrt{2\pi} v_{T\alpha})^3 \left(1 + \operatorname{erf}\left(\frac{v_{D\alpha}}{v_{T\alpha}}\right)\right)} \sum_{s=1,2} \exp\left\{-\frac{\left(v_{\parallel} + (-1)^s v_{D\alpha}\right)^2 + v_{\perp}^2}{2v_{T\alpha}^2}\right\}. \quad (1)$$

Здесь $n_{0\alpha}$ — плотность плазмы вне токового слоя, $v_{D\alpha}$ и $v_{T\alpha}$, соответственно, средние потоковая и тепловая скорости популяции ионов с индексом $\alpha = 1, 2$, v_{\parallel} и v_{\perp} — проекции скоростей ионов вдоль и поперек магнитного поля. Индексы $s = 1, 2$ соответствуют входящим и выходящим ионным потокам на границах ТС. Функция распределения (1) определена на интервале изменения адиабатических инвариантов протонов $I_z \leq v_0^2 m / \omega_0$ ($v_0 = \sqrt{v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2}$ — полная скорость, $\omega_0 = eB_0 / mc$ — частота вращения ионов в поле B_0 на краях токового слоя).

Можно записать функцию распределения в виде функции только интегралов движения и, используя теорему Лиувилля, расширить область применимости функций на весь слой. При этом используется связь между магнитным моментом заряженной частицы $\mu = mv_{\perp}^2 / (2B_0)$, квазиadiaба-

тическим инвариантом I_z движения $I_z = (2mc/e)\mu$ вдали от токового слоя, тогда функция распределения может быть представлена в виде функции, зависящей от двух интегралов движения: полной энергии $W = mv^2/2 + e\Phi(z)$ (Φ — электростатический потенциал, v — скорость частицы) и квазиadiaбатического инварианта движения I_z :

$$f_\alpha(z, \mathbf{v}) = \frac{n_{0\alpha}}{(\sqrt{2\pi} v_{T\alpha})^3 (1 + \operatorname{erf}(\varepsilon_\alpha^{-1}))} \exp \left\{ -\frac{\left(\sqrt{v^2 - \frac{\omega_0}{m} I_z + \frac{2e}{m} \Phi - v_{D\alpha}^2} \right) + \frac{\omega_0}{m} I_z}{2v_{T\alpha}^2} \right\}, \quad (2)$$

где $\varepsilon_\alpha = v_{T\alpha}/v_{D\alpha}$ — потоковый параметр. Квазиadiaбатический инвариант движения ионов I_z выражается соотношением:

$$I_z(z, \mathbf{v}) = \frac{m}{\pi} \int_{z_0}^{z_1} \left(v_y^2 + v_z^2 + \frac{2e}{m} (\Phi(z) - \Phi(z')) - \left(v_y + \frac{e}{mc} \left[\int_{z'}^z B(z'') dz'' \right] \right)^2 \right)^{1/2} dz', \quad (3)$$

где верхний и нижний пределы определяются из условия обращения в 0 подинтегральной функции. Окончательно, система «ионных» уравнений Власова-Максвелла принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} f_\alpha(z, \mathbf{v}) &= F_\alpha(W(z, \mathbf{v}), I_z(z, \mathbf{v})), \\ v_z \frac{\partial f_\alpha}{\partial z} + \frac{e}{m_p} \left(-\nabla \Phi(z) + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}], \frac{\partial f_\alpha}{\partial \mathbf{v}} \right) &= 0, \quad \alpha = 1, 2, \\ \frac{dB_x}{dz} &= \frac{4\pi}{c} \left\{ \int_{\mathbb{R}^3} v_y f_1(z, \mathbf{v}) d^3 \mathbf{v} + \int_{\mathbb{R}^3} v_y f_2(z, \mathbf{v}) d^3 \mathbf{v} + j_{ey}(z) \right\}, \quad (4) \\ B_x(z) \Big|_{z \rightarrow \pm\infty} &= B_0, \quad \Phi(z) \Big|_{z \rightarrow \pm\infty} = \Phi_0, \\ n_1(z) + n_2(z) + n_e(z) &= n(z), \quad n(z) \Big|_{z \rightarrow \pm\infty} = n_0. \end{aligned}$$

Уравнения движения электронов имеют вид:

$$m_e \frac{d\mathbf{u}_{e\parallel}}{dt} = -e\mathbf{E}_\parallel - \frac{\nabla_\parallel p_{e\parallel}}{n_e} + \frac{1}{n_e} (p_{e\parallel} - p_{e\perp}) \nabla_\parallel (\ln B) \quad (5)$$

$$\mathbf{j}_{e\perp} = -en_e c \frac{[\mathbf{E} \times \mathbf{b}]}{B} + \frac{c}{B} [\mathbf{b} \times \nabla_{\perp} p_{e\perp}] + \frac{c}{B} (p_{e\parallel} - p_{e\perp}) [\mathbf{b} \times (\mathbf{b}, \nabla) \mathbf{b}]. \quad (6)$$

В целях верификации результатов проведено сравнение с численной моделью ГТС в присутствии частиц СКЛ, основанной на методе трассирования частиц в заданной модели магнитного поля. Показано, что ГТС представляет собой сравнительно тонкую многомасштабную токовую конфигурацию, вложенную в более широкий плазменный слой. При этом, в ГТС, как правило, присутствует широкая (тангенциальная току в слое) компонента магнитного поля. Учет наличия высокоэнергичных частиц СКЛ в ГТС может приводить к изменению его структуры, к усилению таких его свойств, как вложенность и многомасштабность. Рассмотрены параметрические семейства решений, в которых токовое равновесие в ГТС обеспечивается при разных температурах СКЛ и разных концентрациях высокоэнергичной плазмы. Найдены концентрации СКЛ, при которых может наблюдаться заметное для спутниковых исследований утолщение ГТС.

Работа поддержана грантом Российского научного фонда 14–12–00824.

Литература

1. Georgieva K. // The Environments of the Sun and the Stars. Notes in Physics 857. Springer-Verlag: Berlin, Heidelberg, 2013.
2. Базилевская Г.А., Стожков Ю.И. // Плазменная гелиогеофизика. М.: Физматлит, 2008.
3. Мирошниченко Л.И. // Физика Солнца и солнечно-земных связей. М.: Университетская книга, 2011.
4. Roberts D. A., Keiter P. A., Goldstein M. L. // Journal of Geophysical Research. 2005. V. 110. P. A06102.
5. Коваленко В.А. // Солнечный ветер. М.: Наука, 1983.
6. Yermolaev Yu. I., Stupin V. V. // Journal of Geophysical Research. 1997. V. 102. P. 2125.
7. Иванов К.Г. // Геомагн. Аэрон. 1996. Т. 36. С. 19.
8. Liu Y. C.-M., Huang J., Wang C., Klecker B., Galvin A. B., Simunac K. D. C., Popecki, M. A., Kistler L., Farrugia C., Lee M. A., Kucharek H., Opitz A., Luhmann J. G., Jian Lan // J. Geophys. Res. 2014. V. 119. P. 8721.
9. Parker E. N. // Astrophys. J. 1958. V. 128. P. 664.

СПЕЦИФИКА ПАРАЛЛЕЛЬНОЙ РЕАЛИЗАЦИИ МАГНИТОИНДУКЦИОННЫХ PIC-АЛГОРИТМОВ

Доц. Бородачев Л.В.

Как известно, не смотря на появление супер-ЭВМ, компьютерные эксперименты по методу макрочастиц в электромагнитных задачах физики плазмы, по-прежнему, остаются уникальными: во-первых, требуемое (с позиций достоверности расчетов) количество частиц растет как степень размерности пространства и, во-вторых, учет высокочастотных эффектов поля приводит к мелкомасштабной дискретизации пространственно- временного континуума. Отсюда понятен большой интерес к длинноволновым и фазово-несимметричным безызлучательным или магнитоиндукционным моделям [1], численно реализуемым в виде наиболее эффективных PIC-алгоритмов.

Очевидно, что корректная адаптация последних к программно-аппаратным платформам с технологией параллельного счета должна учитывать специфику безызлучательных постановок. В частности, возможность использования относительно грубых пространственных сеток, число узлов которых (на измерение) может быть при необходимости существенно увеличено за счет перехода к несимметричной по фазовой геометрии формулировке задачи без потери ее физической адекватности [2]. Эта особенность, во многом определяющая организацию потоков выполнения («нитей»), позволяет распараллеливать магнитоиндукционные (дарвинские) алгоритмы по Методу Разделения Частиц, отличному от общепринятых Методов Декомпозиции Области [3]. Суть подхода в том, что все частицы дискретной пламенной модели равными долями распределяются по вычислительным узлам, каждый из которых обладает собственной копией пространственных сеток. По завершении временного шага самосогласованной модельной системы эти узлы суммируют вклады своих частиц в единые массивы значений источников (плотности заряда, тока и т.д.), которые передаются на выделенный (корневой) узел для решения полевых уравнений с последующей обратной широковещательной рассылкой найденных значений полей, определяющих новое продвижение частиц.

Отметим преимущества данной методики распараллеливания.

Во-первых, в типичном компьютерном эксперименте на базе PIC-метода большая часть вычислительных затрат (порядка 90 %) приходится именно на продвижение частиц и получение сеточных источников, а не на вычисление полей, и таким образом, эффективное распараллеливание лишь этой части вычислений позволяет добиться существенного ускорения счета в целом. При этом достигается наиболее равномерное распределение данных и вычислений по узлам, связанным с обработкой частиц, так что

актуальная для методов на основе сегментации области проблема разбалансировки вычислительной нагрузки здесь, по сути, не стоит.

Во-вторых, программная реализация метода разделения частиц намного проще по сравнению с методом декомпозиции области, где существуют алгоритмические проблемы, связанные как с оптимизацией процедуры пересылки частиц из одного процессорного элемента в другой, так и с получением корректного решения полевых уравнений с использованием неявных разностных схем, особенно в мелко-мерных постановках [2]. При этом структура межпроцессорных взаимодействий по методу разделения частиц допускает относительно несложную интеграцию в уже существующие последовательные коды, которые легко адаптируются к мультипроцессорным ЭВМ как с распределенной, так и с общей памятью.

В-третьих, коммуникационные издержки данного метода, в отличие от метода декомпозиции области, не зависят ни от количества модельных частиц, ни от их температуры и потоковой скорости, а являются лишь функцией размера сетки. При этом более предсказуемыми становятся оценки общего времени счета конкретной задачи, что является дополнительным плюсом.

Наконец, и это существенно, эффективность параллельного кода резко возрастает с увеличением отношения числа частиц к числу сеточных узлов, ибо повышается не только экономичность расчета (что очевидно из вышесказанного), но и его достоверность в силу значительного улучшения физических свойств (бесстолкновительности, идеальности и стохастичности) модельной системы.

Однако, наличие одного выделенного (корневого) узла для решения полевых уравнений ограничивает масштабируемость кода критической точкой, после которой рост количества используемых процессоров будет приводить к падению счетной эффективности кода. Помимо этого, каждый вычислительный узел снабжается полной копией пространственных сеток, что, вообще говоря, ограничивает размер модельной области объемом локальной оперативной памяти используемого кластера. (Заметим, что в более легкой форме эта проблема присутствует и в методе декомпозиции: попытка решения полной электромагнитной задачи большого пространственного масштаба, предполагающая значительную сегментацию области, может привести к резкому доминированию коммуникационных затрат в общем объеме вычислений и, как следствие, крайне низкой рентабельности такого расчета.)

Вместе с тем практика успешной эксплуатации 2.5-мерного параллельного кода **DarWin** [4], использующего предложенную методику, на кластере СКИФ МГУ "Чебышёв" позволяет говорить, что указанные ограничения являются сравнительно слабыми. Действительно, оценки, полученные при численном решении модельной задачи об эволюции электронно-

протонной плазмы с анизотропным распределением тепловых скоростей ($N_{part} \approx 2.5 \cdot 10^9$, $N_{cell} = 512 \times 512$) на кластере, имеющем типовой объем локальной памяти 8 гигабайт, с использованием различного числа процессорных ядер (от 1 до 1024), дают критическую точку масштабируемости в 512 процессоров и предел по линейному размеру сетки в 4096 узлов [5]. Величины более, чем достаточные при исследованиях в области низкочастотной плазмифизики методом компьютерного эксперимента с использованием кластера в стандартном (пакетном) режиме обработки задач.

Отметим также легкую адаптацию дарвинских (магнитоиндукционных) кодов с рассмотренным параллелизмом к супер-компьютерам с общей памятью, где роль локальной оперативной памяти вычислительного узла кластера могут играть временные массивы значений источников, суммируемые далее в общий многомерный массив по непересекающимся индексам, соответствующим каждому процессору [5].

Литература

1. Darwin C.G. Dynamical Motions of Charged Particles // – Phil. Mag. (1920) **39**, p. 537–551.
2. Бородачев Л.В. Численная интерпретация полевого описания в дискретной дарвинской модели с неявной схемой расчета динамики частиц // – Мат. Моделирование (2005) **17**, № 9, с. 53–59.
3. Walker D.W. The Hierarchical Spatial Decomposition of Three Dimensional Particle-in-Cell Plasma Simulations on MIMD Distributed Memory Multiprocessors // Oak Ridge National Laboratory, report ORNL/TM–12071. – 1992. – 20 p.
4. Borodachev L.V., Kolomiets D.O. Single-Species Weibel Instability of Radiationless Plasma // – J. Plasma Phys. (2011) **77**, p. 277–288.
5. Бородачев Л.В., Коломиец Д.О. Параллельные вычисления в дарвинской PIC-модели // – Комп. Исследования и Моделирование (2015) **7**, №1, с. 61–69.
6. Specifics of parallel implementation of magnetoinduction PIC-algorithms. docent L.V. Borodachev.

МЕТОД КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В ЗАДАЧЕ СОЧЛЕНЕНИЯ КОАКСИАЛЬНЫХ И РАДИАЛЬНЫХ ВОЛНОВОДОВ

Проф. Делицын А.Л.

Задача о сочленении коаксиального и радиальных волноводов представляет интерес в технике антенн и при проектировании межслойных переходов в печатных платах. Особенностью этой задачи является отсутст-

вие частоты отсечки, как в коаксиальном, так и в радиальных волноводах. Для решения подобных задач широко применяется метод связанных интегральных уравнений и различные аналитические приближения. Мы рассматриваем применение метода смешанных конечных элементов к решению этой задачи. При наличии в задачах для печатных плат большого количества радиальных волноводов, метод конечных элементов становится, с нашей точки зрения более эффективным, чем метод интегральных уравнений. Основная проблема заключается в ограничении области. Для радиального волновода постановка граничных условий излучения является, по-видимому, серьезной проблемой. В частном случае аксиально-симметричной геометрии постановка подобных краевых условий тем не менее возможна.

Мы сводим исходную задачу дифракции проводной волны падающей из коаксиала на межслойный переход к внутренней краевой задаче. При этом краевые условия допускают применение метода конечных элементов. Разработанный программный код позволяет вычислять волновые поля в межслойном переходе и даже с определенной степенью точности определять их в металлических стенках волновода (диапазон частот 1 МГц — 10 ГГц, радиус центрального проводника в коаксиале — 0.125 мм). Проведенное тестирование позволяет утверждать о применимости и перспективах метода конечных элементов для подобных задач. В качестве теста использовалось сравнение результатов расчета входного импеданса с определяемым по формуле Отто. При этом, различие составило не более 3 %. Проведенное сравнение емкости конденсатора, помещенного внутрь коаксиала с определяемой по уточненной формуле Кирхгофа – показало различие порядка 2 %. Полученные результаты допускают дальнейшее развитие в неосесимметричном случае, что требует дополнительного учета поверхностного интегрального уравнения, заменяющего в общем случае парциальные условия излучения.

Литература

1. Коняев Д.А., Делицын А.Л. // Матем. моделирование. 2014. 26: 8 48.

АНАЛИЗ ТОЧНОСТИ И СХОДИМОСТИ ОДНОМЕРНОЙ СХЕМЫ Йе МЕТОДОМ СГУЩЕНИЯ СЕТОК

Асп. Домбровская Ж.О., проф. Боголюбов А.Н.

Метод конечных разностей во временной области (FDTD — finite-difference time-domain) является мощным инструментом для решения прикладных задач электродинамики. В его основе лежит дискретизация урав-

нений Максвелла по конечно-разностной схеме Йе [1], которая определяет сильные и слабые стороны метода [2]. В случае линейной среды она обладает вторым порядком аппроксимации по пространству и по времени [3], является условно устойчивой [4] и сходится со вторым порядком точности [5, 6] при выполнении условия Куранта [7].

Одним из способов уменьшения численной дисперсии, возникающей в двумерном и трехмерном случаях, является повышение порядка точности алгоритма. В работах [8, 9] был предложен модифицированный метод FDTD: пространственные производные аппроксимировались центральными разностями с четвертым порядком точности. В данной работе мы предлагаем использовать другой подход, позволяющий производить расчеты с высоким порядком точности и не требующий модификации стандартных уравнений метода FDTD.

Как правило, теоретические априорные оценки точности являются мажорантными. Если для какой-то конкретной задачи и удастся построить асимптотическую оценку, то на практике она зачастую оказывается недостижимой, так как для многомерных задач даже современные суперкомпьютеры не всегда могут обеспечить требуемую малость шага. Поэтому теоретического исследования сходимости метода недостаточно. Программа должна, одновременно с получением ответа, находить фактическую оценку его погрешности.

Известно, что погрешность вычислений с помощью стандартного метода FDTD на равномерной сетке около 1.5% при шаге по пространству h не более $1/20$ длины волны λ . Такие значения были представлены в работе [10], они получены на основании сравнения с точным решением. Однако оно известно далеко не всегда. С помощью метода сгущений сетки (метода Ричардсона) [11] можно построить апостериорную асимптотически точную оценку погрешности, не требующую знания производных исходной функции, а также повысить порядок точности результата вычислений. Если сеточная функция является достаточно гладкой, то процедуру уточнения можно сделать рекуррентной [12, 13], что позволяет увеличить порядок точности в несколько раз.

В данной работе построен надежный алгоритм расчета методом FDTD шестого порядка точности (его можно еще повысить). Показано, как численно установить сходимость и доказать существование неизвестного точного решения согласно теоремам из [14, 15]. Рассмотрена задача распространения электромагнитного импульса в свободном пространстве. Для нее алгоритм позволяет получить в 10 раз лучшую точность по сравнению с результатами из [10]. На рис. 1 представлены нормы C погрешностей решения при сгущении сетки и рекуррентных уточнениях в зависимости от числа шагов N в двойном логарифмическом масштабе. Порядок точности p указан около каждой из прямых линий, он равен тангенсу угла наклона;

на достаточно подробных сетках вычисления выходят на ошибки округления.

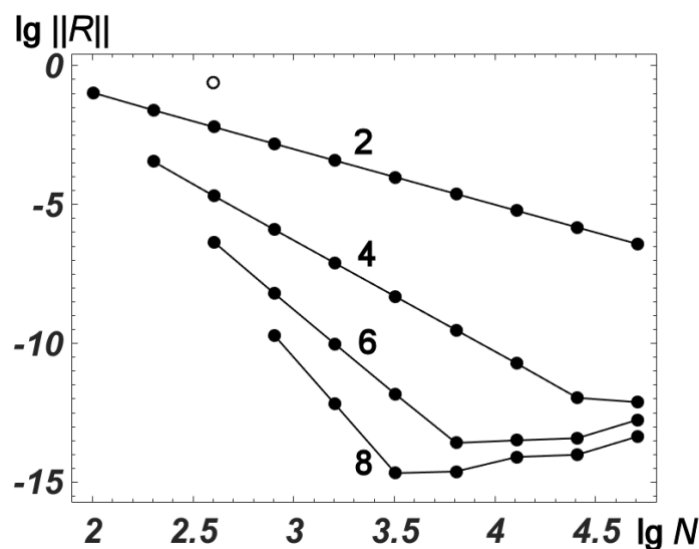


Рис. 1. Погрешности при сгущении сеток и рекуррентных уточнениях. Цифры около линий — порядок точности, белый маркер — значение погрешности из работы [10].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 15–01–03524, 16–31–00418).

Литература

1. Yee K.S. IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1966. 14, 302.
2. Taflove A., Hagness S.C. Computational Electrodynamics: the Finite Difference Time-Domain Method. Norwood (MA), 2005.
3. Taflove A., Brodwin M.E. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 1975. 23, 623.
4. Kunz K.S., Luebbers R.J. The Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetics. NY, 1993.
5. Monk P. Journal of Computational and Applied Mathematics. 1993. 47, 101.
6. Liu Y. Journal of Computational Physics. 1996. 124, 396.
7. Courant R., Friedrichs K., Lewy H. Mathematische Annalen. 1928. 100, 32.
8. Hadi M.F., Picket-May M. IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1997. 45, 254.
9. Lan K., Liu Y., Lin W. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility. 1999. 41, 199.
10. Taflove A., Umashankar K.R. Proceedings of the IEEE. 1989. 77, 682.
11. Richardson L.F. Philosophical Transactions of the Royal Society A. 1927. 226, 299.
12. Калиткин Н.Н., Альшин А.Б., Альшина Е.А., Рогов Б.В. Вычисления на квазиравномерных сетках. М., 2005.

13. Калиткин Н.Н., Альшина Е.А. Численные методы. Кн. 1. М., 2013.
14. Калиткин Н.Н., Корякин П.В. Численные методы. Кн. 2. М., 2013.
15. Рябенский В.С., Филиппов А.Ф. Об устойчивости разностных уравнений. М., 1956.

ОБ АДЕКВАТНОСТИ МЕТОДОВ РЕШЕНИЯ ОБРАТНЫХ ЗАДАЧ С АПРИОРНОЙ ИНФОРМАЦИЕЙ О ГЛАДКОСТИ РЕШЕНИЙ

Ст. преп. Терентьев Е.Н., head developer Терентьев Н.Е.

Аннотация

Методы математического моделирования субъективны. Характеристики Адекватности Модели ИВС позволяют решить вопрос о качестве модели, ее реализуемости и сделать модель независимой от исследователя, объективной.

Введение

Под Характеристиками Адекватности Модели Дискретных ИВС [1, 2] понимается, взаимная зависимость трех основных числовых характеристик ИВС: реакции на шум, ошибки в задании Аппаратной Функции (АФ) и значения индикатора согласования АФ. Для методов решения обратных задач с плохо обусловленной АФ априорная информация о гладкости решений приводит к большим ошибкам в оценивании АФ через R. Эта неадекватность представляется в ХАМ ИВС характерными большими ошибками в АФ.

Вариационные принципы не приемлемы при решении обратных задач с априорной информацией и, как правило, приводят к необратимым решениям с низкой точностью и с неконтролируемыми ошибками по АФ.

С помощью ХАМ ИВС выявляются ситуации, когда компенсация искажений АФ реализуется с высоким качеством: обычным обращением с максимальной точностью результата [2-4] без использования априорной информации.

Математические Принципы Настройки с ХАМ ИВС

МПН АФ O производится по сетке параметров PAR=NxDIAP: N - длина области определения, DIAP – ограничение в частотной области для Модуляционной Передаточной Функции МПФ(pR). Разрешающую функцию pR, компенсирующую искажения АФ O, выбираем путем решения основной МПН задачи:

$$\min_{PAR} \{ \|pR\| \|pO - O\| \leq \lim err \}, \quad \lim err \leq err, \quad (1)$$

с ХАМ ИВС

$$\{x - \text{Nor}(pR), y = \text{Err}(pO), z = \Pi(pR * O)\}, PAR. \quad (2)$$

Если АФ О есть прямоугольник со стороной 5, то в множестве полей зрения N=18:32 необратимость АФ О имеет место при N=20, 25 и 30 и в остальных 11 точках N имеет место обратимость. Причина необратимости понятна: 4 значения МПФ M(O) попадают в инструментальную ошибку Iz=abs(.)=10⁻¹³. При N=26, все ОК. Об инструментах МПН, обозначениях можно посмотреть в работах [1–4].

МПН АФ с ХАМ ДИВС позволяют управлять выбором дискретной модели ИВС. Из связки 11 ключей (обычные обращения $\Pi(pR * O) = 1$) выделяем доллар Золотой Ключик — решение основной задачи (1) **обычным обращением с максимальной точностью**: $\text{Err}(pO) = 0, \min \text{Nor}(pR)$. Связка ключей с ЗК есть и в регуляризации при alpha стремящемся к нулю.

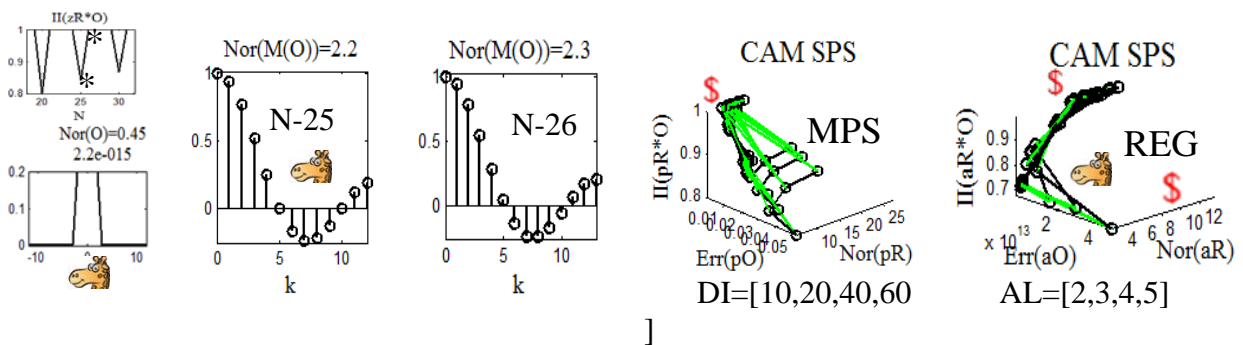


Рис. 1. В методе регуляризации при alpha=0.01 и 0.001 имеем $\text{Err}(aO) \sim 10^{+13}$. Это означает, при интерпретации регуляризованного решения мы не можем указать АФ, которой соответствует результат. В МПН $\text{Err}(pO)$ от 0 до 5%.

Пример идеальной 9 лучевой гребенки лучей

При N=116 и DIAP=120 имеем ЗК. В МПН с ограничением DIAP=20 находимся “около ЗК”. Эта ситуация помечена знаком %.

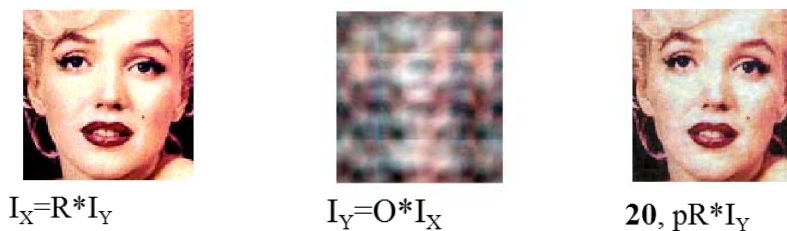


Рис. 2. В ЗК имеем идеальное обращение больших искажений 9 лучевой гребенки АФ О, см. $I_x = R * I_y$ изображение.

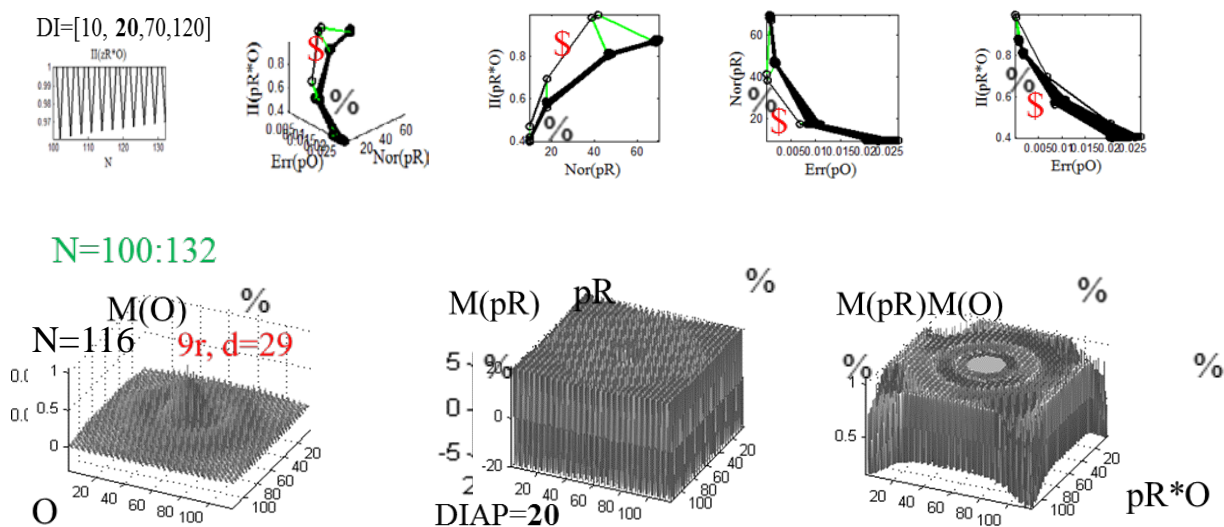


Рис. 3. В ситуации “около 3К %” имеем $Nor(pR) \sim 20$, т.е. примерно в 2 раза сбрасываем реакцию шум с красивым результатом, см. **20**, $pR * I_{\gamma}$ на Рис. 2.

Выводы

Приведен пример, когда по ХАМ ИВС можно адекватно настроить современный АФАР так, чтобы компенсировать искажения диаграммы направленности типа гребенки лучей.

Литература

1. Терентьев Е.Н., Терентьев Н.Е. Характеристики адекватности моделей измерительно-вычислительных систем, ISBN 978-5-93411-055-1, Труды XIX Международного Форума по проблемам науки, техники и образования, с. 95–97, Москва, 2015.
2. Терентьев Е.Н., Терентьев Н.Е. Адекватные настройки гребенок лучей в радарных технологиях, там же, с. 76–78.
3. Е.Н. Терентьев, Н.Е. Терентьев Математические принципы настройки измерительно_вычислительных систем и регуляризация. Известия РАН, серия физическая, 2015, том 79, № 12, с. 1633–1637.
4. Terentiev, E.N. and Terentiev, N. E., Mathematical Principles for Setting Signal Processing Systems and Regularization, ISSN 1062–8738, Bulletin of the Russian Academy of Science. Physics, 2015, Vol. 79, No 12, pp. 1427–1431., Inc., 2015, DOI 10.3103/S1062873815120229

ТЕОРЕМЫ ОТСЧЕТОВ В ОПЕРАЦИЯХ МАТЕМАТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА И ТЕОРИИ ПОЛЯ

Ст. преп. *Терентьев Е.Н.*, head developer *Терентьев Н.Е.*

При моделировании физических процессов, явлений предлагается использовать Конечномерные Теоремы Отсчетов (КТО) вместо теоремы Винера-Котельникова [1] и методов, основанных на разностных схемах.

Ведение

Принципиальное уточнение представления функции дискретным рядом Фурье состоит в том, что:

$$f(x_0) = \sum c_k H^{(0)}(k, x_0), \quad k = 1:N, \quad x_0 = 0:N-1, \quad N \text{ — четно,} \quad (1)$$

$c_k = (f(x_0), H^{(0)}(k, x_0))$ — Фурье коэффициенты, а $H^{(0)}(k, x_0)$ — ортонормированные дискретные Фурье гармоники (2, 3).

$$H_k^{\cos^{(n)}(\pi x)} = \sqrt{\frac{1}{N}} \left\{ \pi^n \cos\left(\pi x + n \frac{\pi}{2}\right) \right\},$$

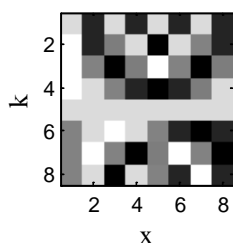
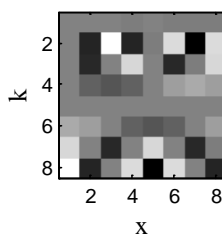
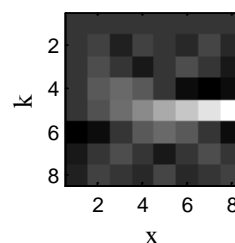
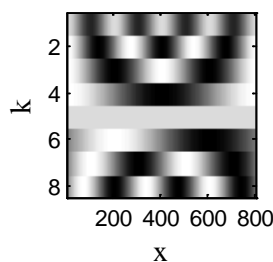
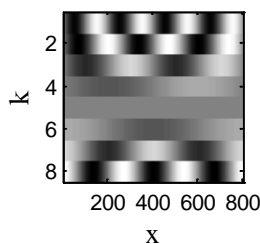
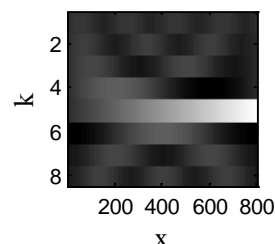
$$H_k^{\cos^{(n)}(\rho_m x)} = \sqrt{\frac{2}{N}} \left\{ (\rho_m)^n \cos\left(\rho_m x + n \frac{\pi}{2}\right) \right\}, \quad \rho_m = \frac{2\pi}{N} m, \quad m = \frac{N}{2} + 1 - k,$$

$$H_k^{\text{con}^{(n)}(x)} = \frac{1}{\sqrt{N}} \begin{cases} 0, & \text{if } n > 0 \\ 1, & \text{if } n = 0 \\ x^{-n}, & \text{if } n \leq -1 \end{cases} \quad (2)$$

$$H_k^{\sin^{(n)}(\rho_m x)} = \sqrt{\frac{2}{N}} \left\{ (\rho_m)^n \sin\left(\rho_m x + n \frac{\pi}{2}\right) \right\}, \quad \rho_m = \frac{2\pi}{N} m, \quad m = k - \left(\frac{N}{2} + 1\right)$$

$$H^{(n)}(x) = \left. \begin{cases} H_k^{\cos^{(n)}(\pi x)}, & \text{if } k = 1 \\ H_k^{\cos^{(n)}(\rho_m x)}, & \text{if } k = 2 : \frac{N}{2} \\ H_k^{\text{con}^{(n)}(x)}, & \text{if } k = \frac{N}{2} + 1 \\ H_k^{\sin^{(n)}(\rho_m x)}, & \text{if } k = \frac{N}{2} + 2 : N \end{cases} \right\}, \quad \begin{matrix} k = 1:N, \\ x_0 = 0:N-1, \\ x = 0:dx:N-d \end{matrix} \quad (3)$$

“Непрерывные функции” $f(x)$ получают этим же рядом, но только с (малым шагом $dx < 1$ оцифровки) “непрерывными гармониками” $H^{(0)}(k, x)$ (2, 3). Операции математического анализа и теории поля сводятся к операциям над Фурье гармониками $H^{(n)}(x_0)$ и $H^{(n)}(x)$: при $n > 0$ реализуем дифференцирование n -го порядка и при $n < 0$ – интегрирование n -го порядка. Заметим, что n может быть не целым!

 $H^{(0)}(x_0), N = 8, dx = 1$  $H^{(1)}(x_0), N = 8, dx = 1$  $H^{(-1)}(x_0), N = 8, dx = 1$  $H^{(0)}(x), N = 8, dx = 0.01$  $H^{(1)}(x), N = 8, dx = 0.01$  $H^{(-1)}(x), N = 8, dx = 0.01$

КТО

Дан массив (строка) отсчетов $D = f(x_0)$, матрицы $H^{(0)}(x_0)$ и $H^{(n)}(x)$ (3) тогда непрерывная функция

$$f^{(n)}(x) = (H^{(0)}(x_0) * D')' * H^{(n)}(x) \quad (4)$$

проходит через точки отсчетов $f^{(n)}(x_0)$.

Звездочкой * в (4) обозначаем правило “строка * столбец с суммированием” при умножении матриц и штрихом’ — транспонирование.

Для доказательства заметим, что это другая (без суммы) запись (1) и равенство $D = f(x_0)$ следует из того, что матрица $H^{(0)}(x_0)$ унитарная. В (4) первая звездочка реализует прямое Преобразование Фурье с $H^{(0)}(x_0)$, $dx = 1$, а вторая звездочка реализует обратное ПФ с $H^{(n)}(x)$, $dx < 1$.

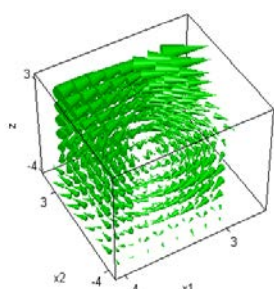
При нечетном N (1) в Фурье гармониках будет отсутствовать “нечетный косинус”, который присутствует в первой строке $k = 1$ (2, 3).

КТО в теории поля

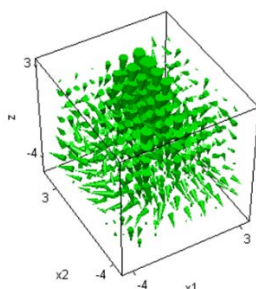
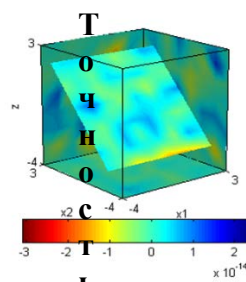
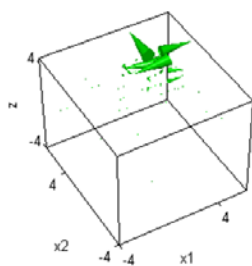
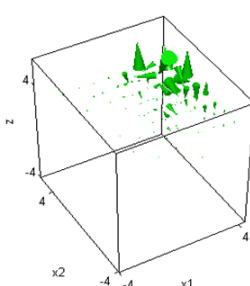
Обратим внимание, на “гладкость результатов” операций теории поля в кубах со стороной 8 с вычислением КТО частных производных [2, 3].

Использование КТО позволяет при моделировании сложных явлений, процессов обходиться без использования методов разностных схем.

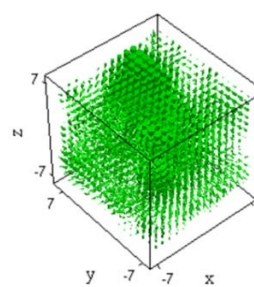
Техника КТО совместима с операцией свертка и хорошо связывается аналитическими расчетами [2, 3] и с оцениванием многократных интегралов.



Вихревое поле A

Дискретный
 $\text{rot}(A), dx=1$ div($\text{rot}(A)$) $\sim 1.e-14$ Векторное Фурье
 $B=VF(A)$ 

rot(B)

“Непрерывный”
 $\text{rot}(A), dx=0.5$

Литература

1. Fazlollah M. Reza, AN INTRODUCTION TO INFORMATION THEORY, International Student Edition, Tokyo, 1961, 496 p., Library of Congress Catalog Card Number 60–12777.
2. Terentiev E. N., Shugaev F. V., Shtemenko L. S., Dokukina O.I. and Ignateva O. A. “Modeling of laser beam propagation through the whirlwind”, Proc. SPIE 6215, 86–97(2006).
3. Shugaev F. V., Terentiev E. N., Shtemenko L. S., Nikolaeva O. A., Pavlova T. A. and Dokukina O. I. “On the problem of beam focusing in the turbulent atmosphere”, Proc. SPIE 6747, (2007).

СОПОСТАВЛЕНИЕ КОГЕРЕНТНОГО И НЕКОГЕРЕНТНОГО МЕТОДОВ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРА СИГНАЛ/ШУМ В ЗАДАЧАХ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН КОРОТКОВОЛНОВОГО ДИАПАЗОНА

Инж. Белов С.Ю.

COMPARISON OF COHERENT AND INCOHERENT METHODS FOR DETERMINING A PARAMETER SIGNAL/NOISE IN PROBLEMS OF PROPAGATION OF RADIO WAVES OF THE SHORT-WAVE RANGE

Belov S.Yu.

Предложен новый некогерентный метод оценки параметра сигнал/шум β_K . Выполнен сравнительный анализ и показано, что по аналитической (относительной) точности определения параметра β_K новый метод на по-

рядок превосходит широко используемый стандартный и одного порядка с известной когерентной методикой.

Параметр β_K возвращённого, частично рассеянного ионосферного сигнала представляет интерес как важная характеристика “возмущённости”, “мутности” статистически неоднородной ионосферной плазмы, показатель надёжности работы ионосферных каналов связи, а также диагностических каналов. Оперативная и надёжная оценка параметра β_K имеет общезначимый интерес (радиофизика, геофизика, оптика и т. д.); конкретизация осуществлена для ионосферного случая. Данный диапазон позволяет диагностировать и подповерхностный слой земли, поскольку параметр рассеяния формируется также и неоднородностями диэлектрической проницаемости подповерхностных структур.

Проблема измерения и учёта рассеивающей способности земной поверхности в коротковолновом диапазоне радиоволн важна для решения ряда задач, например, при диагностике свойств среды с помощью методов, использующих этот радиодиапазон, когда на трассе происходит промежуточное отражение (рассеяние) от земной поверхности, что представляет интерес для геологоразведочных и экологических исследований.

Важнейшими аспектами при использовании средств космического базирования для целей природопользования и экологического мониторинга являются выбор рабочего диапазона зондирования и вопросы влияния сред на проходящее излучение. Выбор КВ диапазона позволяет учитывать подповерхностный слой (толщины порядка длины волны падающего излучения).

В фиксированной точке приёма на поверхности земли (в скалярном приближении) ионосферный сигнал, узкополосный случайный процесс $E(t)$ представляет собой суперпозицию “зеркальной” $E_0(t)$ и рассеянной $E_P(t)$ по нормальному закону компонент:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(t) &= \mathcal{E}_0(t) + \mathcal{E}_P(t) = E_{00} \cdot e^{i(\omega_0 t - \varphi(t))} + \tau(t) = \\ &= R(t) \cdot e^{i(\omega_0 t - \Phi(t))} = [E_C(t) + i \cdot E_S(t)] \cdot e^{i\omega_0 t} \end{aligned} \quad (1)$$

Где $\varphi(t)$, $\Phi(t)$, $R(t)$, $E_m(t)$, $m = c, s$ — медленные на периоде $T = \frac{2 \cdot \pi}{\omega_0}$ случайные процессы; $E_{00} = \text{Const}$.

Параметр рассеяния определяется отношением:

$$\beta_k^2 = \frac{\text{мощность зеркальной компоненты}}{\text{мощность рассеянной компоненты}} = \frac{E_{00}^2}{2 \cdot \mathcal{E}_P^2} \quad (2)$$

Здесь и ниже черта “—” означает статистическое усреднение. $E_C(t) = R(t) \cdot \cos \Phi(t)$ и $E_S(t) = R(t) \cdot \sin \Phi(t)$ — низкочастотные квадратуры ионосферного сигнала, $R(t)$ — огибающая, $\Phi(t)$ — суммарная фаза.

При этом индекс $K = E4, R2, R4$ означает экспериментально регистрируемые первичные случайные процессы и соответствующий метод их регистрации: $E4$ — когерентный; $R2, R4$ — некогерентные амплитудные.

Достаточно широко используется для оценки β_K (2) стандартный некогерентный $R2$ -метод, основанный на соотношении:

$$\frac{\overline{R^2}}{(\overline{R})^2} = f(\beta_{R2}) = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{(1 + \beta_{R2}^2) \cdot \exp(\beta_{R2}^2)}{\left[(1 + \beta_{R2}^2) \cdot I_0(\beta_{R2}^2/2) + \beta_{R2}^2 \cdot I_1(\beta_{R2}^2/2) \right]^2}. \quad (3)$$

$I_n(x)$ — функция Бесселя n -го порядка от чисто мнимого аргумента.

Используя когерентный $E4$ -метод, β_{E4} оценивается по эксцессу γ_{E4} квадратур:

$$\gamma_{E4}(\beta_{E4}) = \frac{\overline{E_m^4}}{(\overline{E_m^2})^2} - 3 = -\frac{3}{2} \cdot \frac{\beta_{E4}^4}{(1 + \beta_{E4}^2)^2}; \quad m=c,s. \quad (4)$$

Следует заметить, что измеряемыми первичными параметрами являются отношения моментов $\overline{R^2}/(\overline{R})^2$, $\overline{E_m^4}/(\overline{E_m^2})^2$ соответственно. Естественно, соотношения (3), (4) получены с учётом определённых моделей структуры ионосферного сигнала. Исследования показали, что вероятностные свойства ионосферного сигнала (1) отражений первой кратности достаточно хорошо описываются моделью Райса со смещённым спектром (РС-модель), на основе которой получены выражения (3), (4). Заметим, что выражение (4) когерентной методики $E4$ обеспечивает на порядок более высокую относительную аналитическую точность оценки параметра β_K .

В настоящей работе предлагается новый некогерентный $R4$ -метод определения β_{R4} по эксцессу γ_{R4} огибающей для РС-модели:

$$\gamma_{R4}(\beta_{R4}) = \frac{\overline{R^4}}{(\overline{R^2})^2} - 3 = \gamma_{R4}(\beta_{R4}) = -1 - \frac{\beta_{R4}^4}{(1 + \beta_{R4}^2)^2}. \quad (5)$$

Для сопоставления приведённых методов в смысле относительных погрешностей, допускаемых при вычислении β_K , обусловленных видом функциональных зависимостей $f(\beta)$, $\gamma_{E4}(\beta)$ и $\gamma_{R4}(\beta)$, получим выражения (6):

$$\varepsilon_k = \left| \frac{\Delta\beta_K}{\beta_K} \right| = \left| \frac{1}{\beta_K} \cdot \frac{dG_K}{dZ_K} \cdot \Delta(Z_K) \right|, \quad (6)$$

где $K = R2, E4, R4$; $G_K = f, \gamma_{E4}, \gamma_{R4}$; $\Delta(Z_K)$ — абсолютные статистические ошибки измеряемых величин: $Z_K = \frac{\overline{R^2}}{(\overline{R})^2}, \frac{\overline{E_m^4}}{(\overline{E_m^2})^2}, \frac{\overline{R^4}}{(\overline{R^2})^2}$.

Погрешности (включая статистические) для разных методик определения β_K :

$$\varepsilon_{R2}(\beta) = \frac{\pi}{8} \cdot \frac{[(1+\beta^2) \cdot I_0(\beta^2/2) + \beta^2 \cdot I_1(\beta^2/2)]^3}{\beta^2 \cdot \exp(\beta^2) \cdot I_1(\beta^2/2)} \cdot \Delta(Z_{R2}); \quad (7a)$$

$$\varepsilon_{E4}(\beta) = \frac{(1+\beta^2)^3}{6 \cdot \beta^4} \cdot \Delta(Z_{E4}); \quad (7б)$$

$$\varepsilon_{R4}(\beta) = \frac{(1+\beta^2)^3}{4 \cdot \beta^4} \cdot \Delta(Z_{R4}). \quad (7в)$$

Статистическая ошибка $\Delta(Z_K)$ зависит от объёма выборки N и при одинаковых объёмах выборки может быть разной для каждого из способов. Чтобы акцентировать внимание на погрешностях за счёт различия функциональных зависимостей (3)–(5), нормируем (7) на $\Delta(Z_K)$.

Графики зависимостей $\varepsilon_K^* = \frac{\varepsilon_K}{\Delta(Z_K)}$ для β_{R2} , β_{E4} и β_{R4} приведены на

рис. 1. ε_K^* будем ниже называть аналитической (относительной) погрешностью метода.

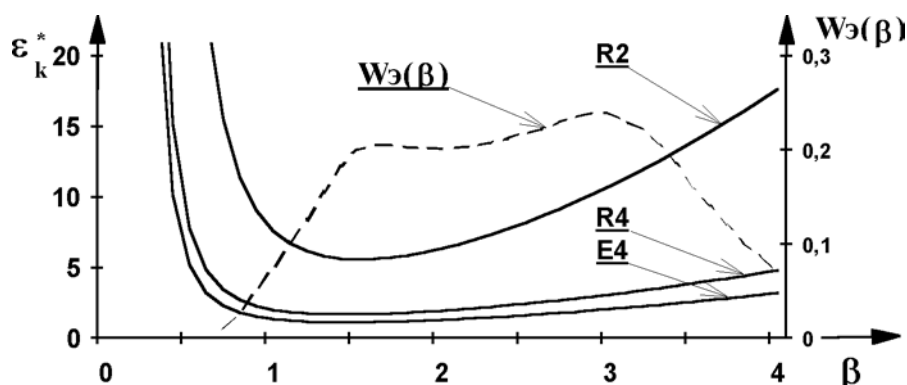


Рис. 1. Графики зависимостей ε_K^* , $K = R2, R4, E4$ (сплошные линии) и экспериментальное распределение $W_{Э}(\beta)$ (пунктир) (слой F2, 4,5 – 9,5 МГц, единичный сигнал).

Экспериментальное распределение $W_{Э}(\beta)$ определяет диапазон изменения β .

Из выражений (4) и (5) видно, что $\varepsilon_{E4}^* = \frac{2}{3} \cdot \varepsilon_{R4}^*$ — одного порядка и существенно (на порядок) превосходят точность измерения стандартной R2-методики. В итоге, анализ аналитических погрешностей оценки параметра β_K позволил рекомендовать метод R4 вместо стандартного R2. При этом достаточно высокая аналитическая (относительная) точность оценки параметра β_K может быть достигнута с помощью некогерентной аппаратуры, используя выражение (5) метода R4.

Подсекция:
МЕТОДИКА ПРЕПОДАВАНИЯ

Сопредседатели
профессор А. М. Салецкий, профессор Б. С. Ишханов,
доцент П. А. Форш

ЗАКОНЫ МЕХАНИКИ: ОТ АРИСТОТЕЛЯ ДО НЬЮТОНА

Проф. Николаев П.Н.

THE LAWS OF MECHANICS: FROM ARISTOTLE TO NEWTON

Nikolaev P.N.

Представление о механическом движении прошло длительный путь развития, прежде чем законы классической механики были сформулированы Исааком Ньютоном. В работах Аристотеля, 2400 лет со дня рождения которого исполняется в этом году, впервые были сформулированы основные принципы и понятия, которые позволяют говорить о механике Аристотеля, просуществовавшей до механики Ньютона на протяжении двух тысяч лет [1–3].

Частному случаю движения — изменению положения тела с течением времени (механическому движению) Аристотель дал название локального движения. Все виды механических движений он разбил на две группы: движение небесных тел и движение всех остальных тел.

Движение небесных тел — вращательное круговое равномерное движение. Круговое движение наисовершенное, не имеет ни начала, ни конца, у него нет материальной причины. На небе все совершенно, на Земле все возникает и исчезает. В результате в системе Аристотеля было нарушено единство мира. Это явилось следствием обыденных наблюдений за природой. На небе все оставалось постоянным, на Земле все менялось.

Движение всех остальных тел разделялось на два вида — естественное и насильственное: «...всякое движение бывает или насильственным, или [происходящим] по природе» [4, т. 3, с. 138]. Естественное движение — это движение тела к своему естественному месту: падение тяжелого тела вниз, подъем легкого вверх. Естественное движение по Аристотелю не требует силы. Введение естественных движений явилось следствием обобщения грубых качественных наблюдений: движение дыма от огня происходит вверх, тела падают вниз и т.п.

Для естественных движений Аристотель пишет: «Мы видим, что одна и та же тяжесть и тело перемещаются быстрее по двум причинам: или из-за различия среды, через которую оно проходит (например через воду, или землю, или воздух), или, если все прочее остается тем же, из-за различия [самого] перемещающегося [тела] вследствие избытка тяжести или легкости» [4, т. 3, с. 139]. То есть скорость пропорциональна степени тяжести или степени легкости и обратно пропорциональна сопротивлению среды. Получаемые и анализируемые после этого соотношения являются следствием этого утверждения.

Аристотель понимает, что неясен вопрос, чем приводятся в движение тела при естественном движении: «Ведь в противоположные места они

движутся силой, а в свойственные им — легкое вверх, тяжелое вниз — по своей природе; а чем они приводятся в движение — это еще не так ясно, как в том случае, когда они движутся против природы» [4, т. 3, с. 231]. Сила Архимеда будет открыта через сто, а закон всемирного тяготения — через две тысячи лет.

Для насильственных движений скорость тела пропорциональна силе и обратно пропорциональна сопротивлению среды. При этом сопротивление среды определяется и средой, и свойствами движущегося тела.

В механике Аристотеля существовала сложность описания движения, которые первоначально имели контакт с источником силы, а затем его утратили (брошенный камень, выпущенная стрела и т.п.). Она решается им следующим образом: «Но поскольку природа есть причина движения, содержащаяся в самой вещи, сила — [причина движения, содержащаяся] в чем-то другом или [в самой вещи], поскольку она другое, а всякое движение либо естественно, либо насильственно, то естественное движение (как, например, для камня движение вниз) будет [всего лишь] ускорено силой, тогда как противоестественное движение будет полностью произведено самой [силой]. В обоих случаях [сила] пользуется воздухом как своего рода орудием [для передачи движения], поскольку по своей природе он легкий и тяжел: движение вверх он способен осуществлять, поскольку он легкий (когда подвергнется толчку и получит начало [движения] от силы), а движение вниз — поскольку тяжелый; и в том и в другом случае [сила] передает [движение] телам, как бы приложив [его к воздуху]. Вот почему [предмет], приведенный в движение силой, продолжает двигаться даже тогда, когда то, что привело его в движение, больше его не сопровождает. Если бы не существовало тела с такими свойствами, [как у воздуха], насильственное движение было бы невозможным. Сходным образом [воздух], словно попутный ветер, подгоняет и естественное движение каждого [тела]. Итак, что среди указанных тел каждое — либо легкое, либо тяжелое, а также каков механизм их противоестественных движений — показано» [4, т. 3, с. 349].

Данные аргументы оставались основной точкой зрения вплоть до создания теории импульса.

По Аристотелю траектория тела, брошенного под углом к горизонту, состоит из трех участков: прямолинейного наклонного, прямолинейного вертикального и кругового, соединяющего эти два участка. Лишь в XVI веке было получено решение для кривой полета снаряда в виде параболы, и что наибольшая дальность полета соответствует углу в 45° (Н. Тарталья «Новая наука» (“Nova Scientia”, 1537)) [5]. Вместе с тем следует отметить, что если рассматривать движение снаряда в плотной среде, либо достаточно легкого тела в воздухе, то вопрос о преимуществе той или иной кривой для описания движения требует дополнительного анализа.

Из своей динамики Аристотель делает вывод о том, что скорость падения тела пропорциональна его весу, что соответствовало повседневным наблюдениям (лист падает медленнее, чем яблоко и т.п.). Эта точка зрения была широко распространена вплоть до Галилея.

Вплоть до Галилея введение новых понятий сводилось к видоизменению механики Аристотеля (например, гипотезы Коперника [6]). Но уже в работах Галилея, а затем и Ньютона возникает новая механика [7, 8].

Литература

1. Lo Presti R. The first scientist // Nature 2014. **512**. P. 250.
2. Матвеев А.Н. Оптика. М.: Высшая школа 1985.
3. Николаев П.Н., Николаева О.П. История и методология физики. Т. 2. М., 2014.
4. Аристотель. Сочинения. В 4-х томах. М.: Мысль 1975 – 1983.
5. История математики с древнейших времен до начала XIX века. Т. 2. М., 1970.
6. Коперник, Николай. Полное собрание сочинений. Т. 1-2. Варшава – Краков. 1973 – 1986.
7. Le opera di Galileo Galilei. Edizione Nazionale. V. I-XX. Firenze, 1929 – 1939.
8. Newton, Isaac. Philosophiae naturalis principia mathematica. Londini, 1687.

ОТ КОМПЬЮТЕРНОГО ТЕСТИРОВАНИЯ К КОМПЬЮТЕРНОМУ ОБУЧЕНИЮ

Доц. *В.Ю.Иванов*, ст. преп. *И.Б.Иванова (Полякова)*

В последнее время всё более широкое распространение приобретает так называемое дистанционное обучение, когда человек учится с помощью Интернета. Этот вид обучения имеет как преимущества, так и недостатки по сравнению с классическим аудиторным обучением. Прежде всего, следует отметить отсутствие общения с преподавателем, которое заменяется общением с компьютером. Здесь мы имеем в виду не дистанционные курсы, проводимые в реальном времени, а обучающие компьютерные программы и тесты. Именно о таком виде обучения пойдет речь.

На кафедре общей физики физического факультета МГУ уже много лет функционирует система компьютерного тестирования по физике для студентов младших курсов. Эти тесты хорошо зарекомендовали себя в качестве инструмента, позволяющего преподавателю быстро и довольно объективно проверить текущие знания студентов, а студентам — оценить степень своей подготовки по изучаемому предмету. Мы занимались разработ-

кой компьютерных тестов по механике для студентов первого курса [1–3]. В настоящее время компьютерный тест по механике состоит из трёх частей. Это вступительное тестирование, которое студенты проходят в начале первого семестра обучения на физическом факультете и которое фактически направлено на определение начального уровня подготовки студентов по механике. Промежуточное тестирование, которое проходит в середине семестра и направлено на проверку текущих знаний студентов и определение степени усвоения ими нового материала. И, наконец, итоговое тестирование, проводимое в конце семестра накануне сессии. Заключительный тест позволяет преподавателю определить степень подготовки студента к зачёту, а студенту — проверить свои знания. Все тесты проводятся в дисплейном классе. Студенты решают задачи теста и дают ответы, выбирая их из предложенных вариантов. Очевидно, что в таком виде тест — это способ контроля знаний и умений, но не способ обучения. Что же надо сделать, для того чтобы тест стал обучающим?

Традиционно изучение механики начинается с кинематики. Поэтому мы решили начать создание обучающего теста по механике именно с этого раздела. Классической задачей кинематики является задача о движении тела, брошенного под углом к горизонту. Задача ставится следующим образом.

Из артиллерийского орудия произведён выстрел под углом φ к горизонту. Величина начальной скорости снаряда равна V_0 . Сопротивлением воздуха можно пренебречь. Требуется определить основные характеристики движения снаряда, а именно:

- Модуль вектора скорости снаряда;
- Модуль вектора перемещения снаряда;
- Модуль тангенциального ускорения снаряда;
- Модуль нормального ускорения снаряда;
- Радиус кривизны траектории снаряда;
- Угол между векторами скорости и ускорения снаряда.

Все указанные характеристики являются функциями времени, таким образом можно найти значение любого из этих параметров в заданный момент времени. Определение перечисленных характеристик позволит полностью описать движение снаряда и найти такие более простые характеристики его движения, как дальность полета, максимальная высота подъёма, время полёта, которые обычно приводятся в литературе по данному вопросу.

Как следует построить тест, чтобы человек, впервые сталкивающийся с приведённой выше задачей, смог бы её изучить самостоятельно? Мы считаем, что начать следует с основных теоретических положений и определений. То есть обучающий тест должен иметь теоретическое введение, прочитав которое человек сможет составить представление о поставленной

проблеме и получить основные сведения о способах её решения. Далее должна идти основная часть теста, в которой формулируется постановка задачи и вопросы, требующие решения. Человек решает поставленную задачу, пишет основные формулы и получает ответ. Затем следует ввести ответ в компьютер. Если ответ верный, то можно переходить к следующему вопросу или более сложной задаче. Если же ответ неверный, то человеку следует найти ошибку, чтобы понять, что было сделано неправильно. Для этого компьютер должен задать наводящие вопросы или дать определенные подсказки. Мы думаем, что можно предусмотреть два вида подсказок: совет и прямое указание. Сначала компьютер советует обратить внимание на определенные факты, которые надо иметь в виду при решении задачи. Например, ещё раз прочитать теорию и обратить внимание на закон движения тела, брошенного под углом к горизонту, или вспомнить определение той величины, которую требуется вычислить в задаче, например, определение нормального или тангенциального ускорения, радиуса кривизны траектории и т.д. После этого человек должен снова попробовать решить поставленную задачу. Если во второй попытке ответ будет опять неверный, то компьютер даёт прямое указание о том, что следует сделать и приводит соответствующие формулы. Указаний может быть несколько. На рисунке показан пример компьютерных подсказок в задаче о нахождении угла между векторами скорости и ускорения снаряда через время t .

Так как после каждой подсказки предпринимается новая попытка решения задачи, есть надежда, что такой, так сказать, итерационный подход к решению позволит человеку усвоить изучаемый материал и получить верное решение. Для лучшего усвоения материала может быть предложено несколько однотипных задач. Если в результате проведённой работы человек сможет получить правильный ответ без подсказок, то можно считать, что он усвоил изучаемую тему. Заметим, что в обучающем тесте ответы вводятся в компьютер, а не выбираются из предложенных вариантов. Это, на наш взгляд, позволяет исключить случайность выбора правильного ответа, а также усложняет нахождение самого ответа, что заставляет человека думать и лучше усваивать изучаемый материал. После проработки поставленной задачи человек сможет легко определять любые характеристики криволинейного движения с постоянным ускорением. Обучающий тест можно дополнить исследовательскими задачами, к которым следует перейти после усвоения основного материала. Это могут быть такие задачи, как, например, при каких условиях дальность полета снаряда будет максимальной; в какой точке траектории тело будет иметь максимальное или минимальное тангенциальное (нормальное) ускорение, через какое время радиус кривизны траектории изменится в n раз по сравнению с начальным значением; под каким минимальным углом (с какой минимальной начальной скоростью) надо выпустить снаряд, чтобы он поразил цель, координа-

ты которой заранее известны. Наконец, можно решить ту же задачу с учётом сопротивления воздуха. Таким образом, последовательная работа с тестом позволит человеку самостоятельно изучить требуемый материал. Демонстрационный вариант обучающего теста по кинематике на примере приведенной выше задачи о движении тела, брошенного под углом к горизонту, планируется разместить на сайте дистанционного образования МГУ.

Из артиллерийского орудия произведен выстрел под углом $\phi = 44^\circ$ к горизонту. Величина начальной скорости снаряда равна $V_0 = 343$ м/с. Найти угол между векторами скорости и ускорения снаряда α в градусах через время $t = 25$ сек.

(допускается погрешность в ответе в пределах $\pm 1\%$)

Ответ:

Проверить

Подсказка 1

Запишите закон движения снаряда в виде $x(t) = V_0 t \cos \varphi$, $y(t) = V_0 t \sin \varphi - \frac{gt^2}{2}$, продифференцируйте его по времени и найдите модуль вектора скорости снаряда по формуле: $V = \sqrt{\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2}$

Подсказка 2

Найдите модуль тангенциального ускорения снаряда по формуле: $a_\tau = \frac{dV}{dt}$ и модуль нормального ускорения по формуле: $a_n = \sqrt{g^2 - a_\tau^2}$

Подсказка 3

Найдите угол между векторами скорости и ускорения снаряда по формуле: $\alpha = \arctg \frac{a_n}{a_\tau}$

Попробуйте еще раз

В заключение отметим, что обучающий тест может стать весьма действенным инструментом в процессе обучения при условии, что человек сам заинтересован в усвоении материала. В то же время надо решить ещё много проблем, чтобы сделать действительно обучающий тест, с помощью которого можно будет учиться. Однако, мы считаем, что эта работа весьма перспективна, и обучающие тесты скоро прочно войдут в программы обучения, став своеобразными интерактивными учебниками, которые позволят нашим студентам лучше усваивать университетские курсы физики, тем более, что для этого потребуются лишь желание учиться и выход в Интернет.

Литература

1. Иванов В.Ю., Полякова И.Б. Анализ результатов компьютерных тестов по механике: новые данные. Сборник тезисов докладов научной конференции «Ломоносовские чтения», Москва, 14 - 18 апреля 2014 года, секция физики, с. 96-98.

2. Иванов В.Ю., Полякова И.Б. Сравнительный анализ результатов тестирования студентов 1-го курса по механике. Сборник тезисов докладов научной конференции «Ломоносовские чтения», Москва, 15 - 24 апреля 2013 года, секция физики, с. 172-175.
3. Иванов В.Ю., Полякова И.Б. Результаты тестирования студентов первого курса по механике: сравнительный анализ. Сборник тезисов докладов научной конференции «Ломоносовские чтения», Москва, 16 - 25 апреля 2012 года, секция физики, с. 103-106.

ОБУЧЕНИЕ ШКОЛЬНИКОВ МЕТОДАМ МИНИМИЗАЦИИ В ХОДЕ ВЫПОЛНЕНИЯ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ РАБОТ

Вед. программист *Михайлов Е.А.*

Большое количество физических и технических задач приводят к необходимости нахождения минимумов некоторых функций или функционалов. Например, свет, распространяющийся между двумя точками, стремится сделать это за наименьшее время — следствием этого является закон преломления. Уравнение движения материальной точки может быть получено из так называемого принципа наименьшего действия: движение происходит так, чтобы действие принимало наименьшее значение. В ряде технических задач приходится стремиться к тому, чтобы израсходовать возможно меньше денежных средств, электроэнергии и т.п. При минимизации соответствующих функционалов, как правило, применяются методы математического и функционального анализа, теории оптимизации.

Приведенные выше примеры относятся к университетскому курсу физики или, в крайнем случае, к старшим классам школы и поэтому может показаться, что школьник может обойтись и без их использования. Однако уже с 7 класса школьники проводят различные опыты: изучают движение тел, измеряют силы и т.д. Как правило, идея о том, что все измерения имеют определенную погрешность, не вызывает у них больших затруднений. Однако, если им нужно по нескольким измерениям двух взаимосвязанных величин (например, силы упругости и величины деформации) определить характер их зависимости, это ставит их в тупик. В случае линейной зависимости можно обойтись рекомендацией «на глаз» провести прямую на графике так, чтобы половина точек лежала выше прямой, а половина — ниже. Тем не менее, сразу понятно, что такой метод является неточным.

В университетском курсе и в научных исследованиях обычно используется так называемый метод наименьших квадратов. Пусть мы измеряем две величины (x и y), при этом мы пытаемся подобрать зависимость одной

от другой в виде $y = f(p_1, p_2, \dots, p_n, x)$, где p_1, p_2, \dots, p_n — некоторые коэффициенты. В таком случае на каждом шаге мы вычисляем величину ошибки $\Delta_i = y_i - f(p_1, p_2, \dots, p_n, x_i)$, где x_i и y_i — результаты измерений. После этого составляется функционал $I = \Delta_1^2 + \Delta_2^2 + \dots + \Delta_N^2$, который в дальнейшем минимизируется по переменным p_1, p_2, \dots, p_n [1]. Для простых зависимостей (например, линейных) есть стандартные алгоритмы нахождения соответствующих значений коэффициентов, встроенные в такие программы, как Microsoft Office Excel, OriginLab и т.д. Однако с одной стороны, самостоятельное освоение метода наименьших квадратов несет в себе важную воспитательную задачу, с другой — даже в школьной лаборатории можно найти функции, которые выходят за рамки стандартных примеров, «заши-тых» в такие программы.

Автором с учениками 7–9 классов средней общеобразовательной школы № 1240 (до 2014 года — школа № 96) г. Москвы проводились исследовательские работы, посвященные изучению свойств так называемых терморезисторов: проводников, сопротивление которых зависит от температуры. В качестве примеров таких объектов использовались датчики температуры охлаждающей жидкости легковых автомобилей: их сопротивление уменьшается при нагревании. Школьники провели эксперимент и получили, что зависимость сопротивления от температуры крайне плохо приближается линейной. Было предложено подбирать ее в виде:

$$R(t) = A/t + Bt + C,$$

где t — температура по шкале Цельсия, R — сопротивление, A , B и C — постоянные коэффициенты, зависящие от конкретного датчика. Задача школьников состояла в вычислении их значений.

Для этого ими была написана компьютерная программа на языке Visual Basic, которая перебирала значения коэффициентов из заданного диапазона и вычисляла для каждого из них суммарную квадратичную ошибку I . После этого она определяла, для каких коэффициентов получается наименьшая величина ошибки. Для данных значений выводился график, чтобы можно было проверить факт визуального соответствия.

Другая группа школьников вычисляла модули ошибок: $\delta_i = |y_i - f(p_1, p_2, \dots, p_n, x_i)|$. После этого составлялся функционал $J = \max(\delta_1, \delta_2, \dots, \delta_N)$, для которого аналогичным образом искалось минимальное значение. Школьники назвали эту процедуру «методом наименьших максимумов» (по аналогии с методом наименьших квадратов). С математической точки зрения, если метод наименьших квадратов соответствует поиску минимума с использованием нормы пространства L_2 (функции с интегрируемым квадратом), указанный «метод наименьших максимумов» аналогичен поиску минимума с использованием нормы пространства C (непрерывные функции) [2]. С его помощью также были получены значения коэффициентов, хорошо описывающие результаты эксперимента.

Таким образом, можно отметить, что хотя школьники не знают «взрослых» методов минимизации функционалов, персональный компьютер позволяет им решать задачи на поиск минимумов, связанных с ошибками в физических измерениях. Кроме того, подобные методы были использованы при выполнении проектных и исследовательских работ технико-экономического плана (например, при проектировании маршрутов автобуса, где минимизировался убыток от работы маршрута [3]). Проведенные работы представлялись на ряде конференций и конкурсов проектно-исследовательских работ школьников («Форум молодых исследователей», «Технопарк», «Система приоритетов») и были отмечены грамотами. В настоящее время проводится работа по организации работ сходной тематики в рамках недавно организованного факультатива по компьютерному моделированию для школьников на Физическом факультете МГУ.

Литература

1. Митин И.В., Русаков В.С. Анализ и обработка экспериментальных данных. М., 2012.
2. Волков В.Т., Ягола А.Г. Интегральные уравнения. Вариационное исчисление. Курс лекций. М., 2009.
3. Михайлов Е.А. Задачи оптимизации в школе. // Практические методики в области основного и дополнительного образования – 2014. Библиотека «МГУ – школе» <http://lib.teacher.msu.ru/>

ИЗУЧЕНИЕ ДВУХЛУЧЕВОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ С ПОМОЩЬЮ ТОНКИХ ЛИНЗ

Доц. Рыжиков С.Б., с. н. с. Рыжикова Ю.В.

Большинство экспериментов, демонстрирующих явление интерференции, сложны в реализации. Мы предлагаем простой способ продемонстрировать явление интерференции, используя лазерную указку и обычную линзу от очков.

Схема эксперимента

Линза от очков кладется на не отражающую поверхность. Лазерная указка зажимается в штативе и луч направляется почти вертикально на линзу от очков в то место, где она касается стола, как показано на рис. 1. Тогда на потолке можно наблюдать систему интерференционных колец.

Линза может лежать на столе как выпуклой стороной вверх, так и вниз. В экспериментах можно использовать как собирающую, так и рассеивающую линзы.

При расчете размера колец их можно считать результатом интерференции двух точечных источников, получающихся при отражении лазерного луча от поверхностей линзы, как показано на рис. 2. Используя инвариант Аббе [1], или непосредственно из законов отражения и преломления, можно найти расстояние l между источниками S_1 и S_2 для тонкой выпукло-вогнутой линзы с радиусами кривизны R_1 и R_2 :

$$l = \left| \frac{R_1}{2} \frac{n(R_1 - R_2)}{n(R_1 - R_2) + R_2} \right|, \quad (1)$$

где n — показатель преломления линзы.

Если разница радиусов кривизны линзы мала, то $|R_1 - R_2| = \Delta R \ll R$, где, формула (1) принимает вид:

$$l = \frac{n|\Delta R|}{2} = \frac{n}{2(n-1)} R^2 |D_0|, \quad (2)$$

где R — среднее значение радиуса кривизны.

Два точечных источника формируют на удаленном экране интерференционное кольцо, которые можно условно считать кольцами равного наклона.

Предположим, что в центре картины наблюдается интерференционный максимум. Тогда размер m -го кольца на экране равен:

$$r = h \sqrt{\frac{2m\lambda}{l}}, \quad (3)$$

где h — расстояние до экрана.

Заметим, что подобные кольца равного наклона наблюдались еще И. Ньютоном. Хорошо известны его работы по наблюдению интерференционных полос равной ширины, так называемых «кольца Ньютона». Эти наблюдения изложены в классическом труде «Оптика...» [2] во второй книге в частях 1, 2 и 3. Однако его наблюдения колец равного наклона, изложенные в 4 части этой же книги малоизвестны ([2], с. 227 и далее).

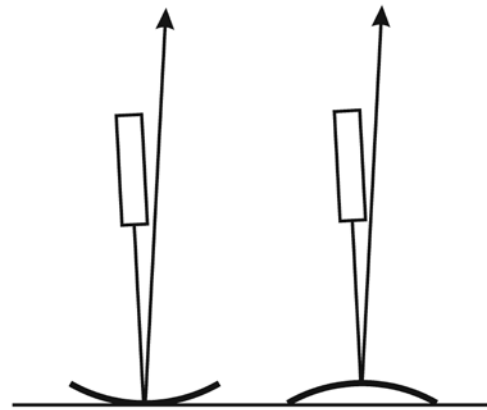


Рис. 1. Схема эксперимента.

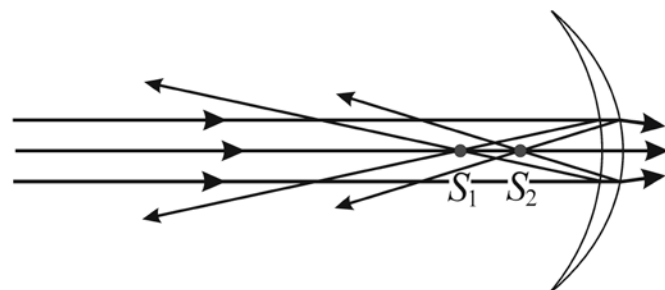


Рис. 2. Формирование точечных источников.

Описанный эксперимент можно использовать как простую и эффективную демонстрацию при изучении интерференции, как в вузе, так и в школе. Заметим, что в физико-математических школах интерференцию можно изучать уже в 8-м классе, как описано в [3, 4].

Поскольку наблюдаемая интерференционная картина позволяет получать количественные закономерности, она может стать темой проектно-исследовательской работы одаренных школьников.

В 2016 г. ученик лицея «Вторая школа» выполнил под руководством авторов подобную работу, которая получила Диплом II степени на Московской городской конференции школьных исследовательской работ «Потенциал».

Литература

4. Элементарный учебник физики. В 3 т. / Под ред. Г.С. Ландсберга. – М.: Наука. – Физматлит. – 1995.
5. Ньютон. И. Оптика или Трактат об отражениях, преломлениях, изгибаниях и цветах света. – М. – Л.: Госиздат. – 1927.
6. Рыжиков С.Б. В каком классе можно рассказывать школьникам о проблемах нанотехнологий? // Вестник Московского университета, серия 20 (педагогическое образование). – 2011. – №3. – с. 100-106.
7. Рыжиков С.Б., Рыжикова Ю.В. Загадки оптики. – М.: ОЛМА Медиа Групп. – 2015. (www.olmamedia.ru/authors/13728).

РЕЙТИНГ УЧЕБНЫХ ГРУПП ФИЗИЧЕСКОГО ФАКУЛЬТЕТА ПО ДАННЫМ ТЕСТИРОВАНИЙ

с.н.с. *Терентьев М.А.*

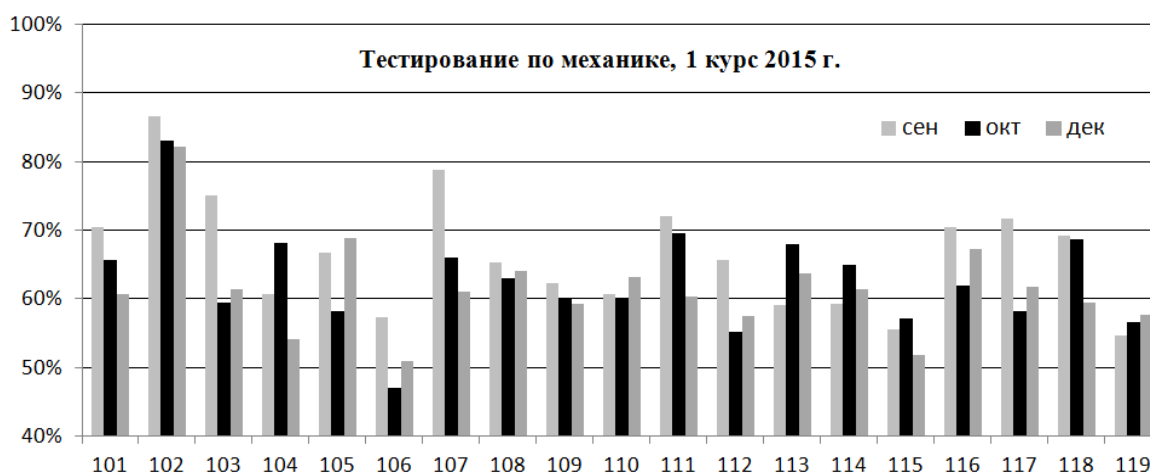
На протяжении ряда лет на первом и втором учебных курсах физического факультета МГУ действует и совершенствуется балльно-рейтинговая система (БРС), призванная побудить студентов более равномерно выполнять учебные планы в течение семестра. Эта система учитывает выполнение тестирований, контрольных, самостоятельных и домашних работ, посещаемость занятий и т.п. Баллы начисляются за каждую активность студента, а их сумма влияет на получение зачёта и экзаменационную оценку по той или иной дисциплине. Данные из БРС можно использовать для формирования рейтинга студентов, который вносит элемент соревновательности в учебный процесс и позволяет наблюдать за динамикой успеваемости студентов на протяжении нескольких семестров.

Формирование рейтингов на основе БРС возможно при условии унификации учёта активностей — все студенты должны быть в равных условиях,

а их успеваемость должна оцениваться на едином контрольном материале по единым критериям. В настоящее время такую унификацию дают компьютеризированные тестирования, проводимые Центром контроля качества образования физического факультета [1]. Результаты тестирований можно использовать для формирования частичного рейтинга учебных достижений. Первый опыт в этом направлении отражён в [3], где были построены и проанализированы рейтинги учебных достижений студентов 1 и 2 курсов на протяжении нескольких семестров. Ранее было показано [2], что результаты тестирований в основном соответствуют результатам экзаменационных сессий, так что можно рассчитывать на достоверность такого рода рейтингов.

В данном исследовании предпринимается попытка анализа рейтингов учебных групп физического факультета МГУ, построенных по данным отдельных тестирований. Для анализа были взяты средние баллы групп, сформированные по итогам тестирований, проведённых ЦККО в осеннем семестре 2015/2016 учебного года. Анализируется динамика рейтинга групп по выбранным дисциплинам о отличия в рейтингах по различным дисциплинам. Отметим, что рейтинги одних и тех же групп в разных семестрах не сравнивались, поскольку состав групп от семестра к семестру обычно претерпевает заметные изменения — часть студентов отчисляется по результатам сессии, ряд студентов восстанавливается на факультет, отдельные студенты переводятся между группами.

Для примера ниже представлены нормированные средние баллы учебных групп 1 курса по данным трёх тестирований студентов по механике (средние баллы по курсу составили 66 % в сентябре, 63 % в октябре и 61 % в декабре).

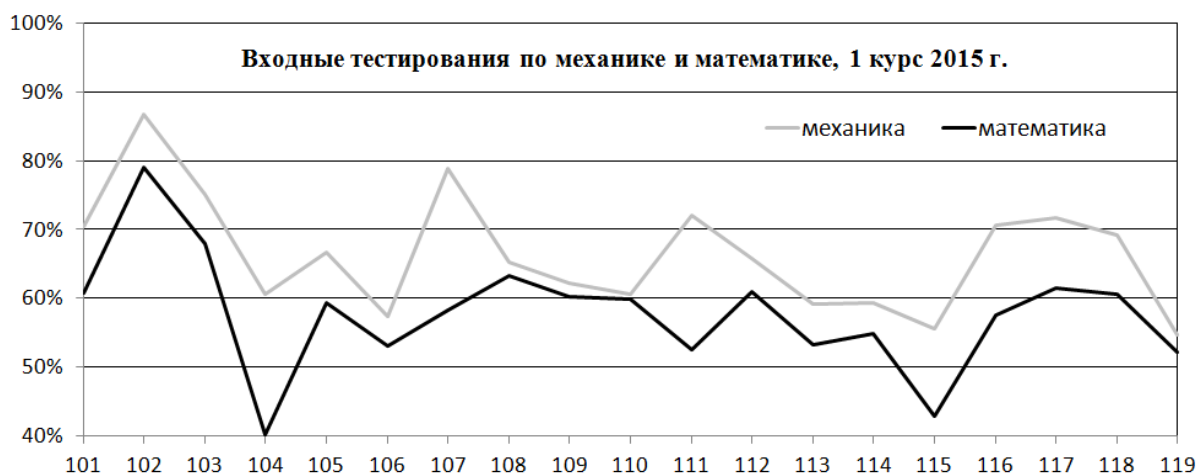


Разброс средних баллов составляет ~30 % и указывает на особенности распределения поступивших студентов по группам учебной частью. В некоторых группах можно отметить значительное падение среднего балла в

течение семестра, что можно связать с низким качеством организации учебного процесса в группе. Средние же баллы большинства групп (с поправкой на случайные колебания) по существу неизменны, что даёт основания для использования рейтингов групп в учебном процессе. Студентам, пропустившим тестирование, засчитывалось 0 баллов (отсутствующим по уважительной причине предоставлялось дополнительное время) — при составе группы в 25 человек одна неявка может снизить средний балл группы, самое большее, на 4 %. На деле снижение может оказаться ещё меньше из-за ожидаемо низкой успеваемости прогульщиков.

Аналогичное сравнение средних баллов групп можно провести на основе данных тестирований по математическим дисциплинам. Выводы в целом будут те же самые.

Представляет интерес сопоставление рейтингов по физике и математике. На предлагаемой диаграмме представлены нормированные средние баллы учебных групп 1 курса по данным первых тестирований — по механике и школьной математике (средние баллы по курсу составили соответственно 66 % и 58 %). Сделав поправку на снижение средних баллов за счёт неявки (в 104, 111 и 115 группах неявка на тест по математике была значительной, порядка 3–5 человек), можно сделать вывод о высокой корреляции успеваемости групп по физике и математике на старте обучения на физическом факультете.



В конце семестра такой корреляции обнаружить не удаётся, что может свидетельствовать как о недоработках, так и об ответственной работе преподавателей различных дисциплин в ряде групп. Более глубокий анализ результатов тестирований позволяет сравнить показатели решаемости того или иного раздела теста в различных группах. Здесь стабильно обнаруживается значительный разброс между группами — некоторые разделы дисциплин в отдельных группах излагаются либо поверхностно, либо не излагаются вовсе, что в конечном счёте сказывается на средних баллах групп.

Таким образом, рейтинги групп дают ценную информацию об организации учебного процесса в отдельных группах.

Литература

1. <http://ckko.phys.msu.ru>
2. Терентьев М.А. Итоги сессии и результаты тестирования // Научная конференция «Ломоносовские чтения». Секция физики. Сб. тезисов докладов. М: Физический факультет МГУ, 2014. Стр. 118–120.
3. Терентьев М.А. Рейтинг учебных достижений студентов по результатам тестирований // Научная конференция «Ломоносовские чтения». Секция физики. Сб. тезисов докладов. М: Физический факультет МГУ, 2015. Стр. 126–128.

МОДЕРНИЗАЦИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ДЕМОНСТРАЦИОННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СОВРЕМЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ СВЕТА

Ст. преп. *Селиверстов А. В.*
panopticum@physics.msu.ru

Элементная база многих демонстрационных экспериментов формировалась в 40–70-е годы XX века [1]. И если электронные компоненты, например, сильно изменились в той части, которая обеспечивает потребности экспериментальной установки (а не демонстрирует непосредственно явление) — источники питания, усилители, генераторы и т.п. — то механические, электрические, оптические составляющие более консервативны: зачастую используются те же устройства и приспособления, что и 50 лет назад. К плюсам этого можно безусловно отнести сохранение проверенных временем, методически выверенных демонстраций. Однако минусов гораздо больше.

Во-первых, некоторые элементы устарели и более не производятся. Это означает невозможность замены выходящих из строя приборов или её неоправданную дороговизну.

Во-вторых, в результате научно-технического прогресса появились новые устройства. Как правило, они обладают более широким кругом возможностей, нежели традиционные, имеют лучшие эксплуатационные характеристики.

В-третьих, с момента создания многих демонстраций педагогические технологии, в том числе информационные, сделали огромный шаг вперёд. Отчасти это обусловлено возможностью использования новых технических решений (мультимедийные проекторы, видео- и веб-камеры), а отчас-

ти — педагогической необходимостью. Изменившаяся аудитория высшей школы требует новых дидактических подходов, увеличивая роль наглядности, связи с практикой — а этого часто невозможно добиться, используя классическое оборудование.

Таким образом, до сих пор актуальной является задача модернизации элементной базы физического кабинета. Рассмотрим ту её часть, которая связана с источниками света, ведь они не ограничены оптическим разделом, но используются во всей практике физического кабинета: для проекции экспериментов, освещения установок, в том числе и стробоскопического.

Критерии модернизации

Источник света, как правило, является одним из элементов экспериментальной установки. Вместе с остальными элементами он должен обеспечить ряд дидактических требований, предъявляемых к учебному эксперименту (наглядность, выразительность, видимость, надёжность, безопасность, эстетичность, эргономичность, экономичность и т.п.) [2]. Модернизацию необходимо проводить с учётом этих требований:

- основные характеристики источников не должны ухудшаться;
- новые решения должны быть легко тиражируемы и иметь стандартизованные характеристики для постепенного перехода на модульное построение демонстрационных установок;
- стоимость модернизации не должна превышать стоимость ремонта;
- долговечность источника должна расти, а стоимость его эксплуатации — снижаться;
- желательно повышение универсальности источника.

Основные характеристики источников света

С точки зрения использования источников света в демонстрационном эксперименте можно выделить следующие основные их характеристики:

- *Световой поток*, создаваемый источником. Определяет яркость изображения, видимого аудиторией, максимальный комфортно наблюдаемый размер этого изображения и т.п.
- *Спектральный состав* излучения источника (монохроматический, линейчатый, сплошной) и характеризующие его величины (набор отдельных длин волн или их диапазонов). Эти параметры определяют условия применимости того или иного источника в специфических оптических экспериментах (по интерференции, дифракции, поляризации света, по наблюдению спектров и т.п.).
- У источников белого света, используемых для проекции, существенным параметром является *цветовая температура*. Не влияя существенно на объективные характеристики изображений, она определяет комфортность восприятия изображения аудитории.

ей: тёплые (цветовая температура до 3300 К) и нейтральные (от 3300 К до 5000 К) белые оттенки вызывают меньший психологический дискомфорт и искажения цветности, чем холодные (свыше 5000 К).

- *Размер излучающей области* (точечный или протяжённый источник). Этот параметр важен как при теневой проекции, так и в чисто оптических экспериментах.
- *Диаграмма направленности* излучения. Согласованность диаграммы направленности с параметрами оптической системы позволяет более эффективно использовать световой поток от источника.

Направления модернизации

До настоящего время для проекции использовались мощные проекционные лампы накаливания с компактной нитью накала, в т.ч. галогенные (проекционные фонари, кодоскопы, диапроекторы), а для теневой проекции и наблюдения спектров — электрическая дуга или ртутные дуговые лампы сверхвысокого давления. Все эти источники сильно нагреваются при работе, что делает их эксплуатацию небезопасной — в частности потому, что тепловое излучение разогревает демонстрируемые образцы. Ресурс таких ламп невелик (сотни часов), они дороги, далеко не всегда бывают в продаже. Дуговой фонарь требует расходных материалов, потребляет высокий ток и питается от постоянного напряжения, поэтому его работу невозможно обеспечить в обычной аудитории. Ртутные лампы сняты с производства в России, а после 2020 г. они будут запрещены на международном уровне согласно Минаматской конвенции по ртути. Возможная замена этим источникам — мощные светодиодные прожекторы: устройство мощностью 30 Вт излучает световой поток порядка 2500 лм, что, с учётом направленности излучения, конкурирует по яркости создаваемого изображения с кодоскопом; однако во втором случае требуется галогеновая лампа мощности 400 Вт с потоком около 15000 лм, имеющая временной ресурс работы почти в сто раз меньше при сравнимой стоимости. Кроме того, снижение тепловыделения даёт возможность использовать в качестве конденсоров линзы Френеля, а это уменьшает вес и габариты осветительного прибора.

Для демонстрации сплошного видимого спектра перспективным представляется применение сверхъярких светодиодных фонарей, дающих световой поток до 2000 лм. Небольшая излучающая область позволяет использовать их с минимальными переделками (заменой коллимирующей линзы). Линейчатые спектры, ранее показывавшиеся с помощью ртутной лампы, можно демонстрировать с использованием натриевых ламп высокого давления, которые получили широкое распространение в последнее время из-за их использования в комнатном растениеводстве.

Эти же лампы позволяют получить излучение, большая часть энергии которого расположена в узком спектральном диапазоне, вблизи уширенного жёлтого дублета. Во многих случаях такой свет можно считать монохроматическим. Хотя по длине когерентности этот источник проигрывает лазерам, однако по световому потоку (около 6000 лм для лампы мощностью 70 Вт) он оставляет далеко позади любую лазерную указку (например, зелёный лазер мощностью 50 мВт даёт поток примерно 40 лм).

Современные технологии видеопроекции дают возможность использовать для экспериментов и гораздо более слабые источники. Так, люминесцентные лампы позволяют наблюдать интерференционные картины от биохроматического источника с характерными смазываниями контраста.

Демонстрация люминесценции обычно требует излучения ближнего ультрафиолетового диапазона. Появление бытовых образцов лампы Вуда (“лампы чёрного света”) упростило эти эксперименты: само стекло лампы играет роль фильтра, задерживающего практически весь свет видимого диапазона. Однако светодиодные фонари, излучающие на длине волны 395 нм, упрощают их ещё сильнее за счёт мобильности источника света.

Использование светодиодов также даёт возможность реализовать стробоскопическое освещение протяжённых объектов. Основная проблема при этом заключается в низкой яркости стробоскопических фонарей, приводящей к слабой или неоднородной освещённости наблюдаемых предметов. Заменяя стробоскоп на светодиодную ленту, питаемую от генератора импульсов, можно существенно снизить неоднородность подсветки.

У светодиодных настольных ламп есть и ещё одно применение: они подходят для восстановления голограмм Денисюка, поскольку имеют малые размеры и широкий спектр.

Таким образом, можно говорить о возможности системной модернизации источников света для лекционных демонстраций по физике на основе использования широко распространённых приборов и устройств.

Литература

1. Грабовский М.А., Млодзеевский А.Б., Телеснин Р.В. и др. Лекционные демонстрации по физике. / Под ред. Ивероновой В.И. М.: Наука. 1972. 640 с.

Подсекция:
НАУКИ О ЗЕМЛЕ

Сопредседатели
профессор М. А. Носов, профессор В. Б. Лапшин,
чл.-корр. И. И. Мохов

ПРОЯВЛЕНИЯ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ И ЦУНАМИ
ПО ДАННЫМ ГЛУБОКОВОДНЫХ СТАНЦИЙПроф. *Носов М.А.*

До второй половины 20-го века для регистрации землетрясений и цунами использовались исключительно наземные сейсмостанции и береговые мареографы. В 60-х годах получает развитие донная сейсмология [1]. В это же время С.Л. Соловьев предлагает «гидрофизический» метод прогноза цунами, основанный на регистрации волн вдали от берега донными станциями [2, 3]. Получив существенное техническое развитие к концу 20-го века [4–6], этот метод ныне активно используется на практике: вариации уровня моря регистрируются высокочувствительными датчиками давления, установленными на дне океана. В последнее десятилетие в Мировом океане развернута сеть глубоководных станций DART (Deep-ocean Assessment and Reporting of Tsunamis, <http://nctr.pmel.noaa.gov/Dart/>), насчитывающая к настоящему времени более 60 станций. Аналогичные глубоководные измерители уровня моря, функционирующие с конца 20-го века имеет японское агентство JAMSTEC (Japan Agency for Marine-Earth Science and Technology, <http://www.jamstec.go.jp/>) [7]. В 2009 году у тихоокеанского побережья Канады установлена система NEPTUNE [8]. В стадии разработки находится и европейская система донных обсерваторий EMSO (European Multidisciplinary Seafloor Observatory), обладающая возможностями регистрации цунами [9]. Здесь мы перечислили некоторые наиболее известные системы глубоководных измерителей цунами, и список этот можно было бы продолжать.

По сравнению с береговыми измерениями глубоководная регистрация цунами имеет целый ряд важных преимуществ [10, 11]. Во-первых, в силу того, что скорость цунами возрастает при увеличении глубины океана, глубоководный датчик быстрее зарегистрирует волну, чем береговой мареограф, расположенный на том же расстоянии от очага. Во-вторых, при подходе к побережью волна цунами сильно искажается (например, из-за резонанса в бухтах) и отчасти «забывает» о свойствах породившего ее источника. В тоже время в открытом океане сигнал цунами не является искаженным или фильтрованным. В-третьих, амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) донных датчиков давления является абсолютно плоской в диапазоне волн цунами, в то время как многим береговым мареографам свойственна сложная и непостоянная АЧХ. В-четвертых, частотный диапазон волн цунами характеризуется чрезвычайно низким уровнем фонового шума (~ 0.001 м), что позволяет легко различать сигнал цунами с амплитудой порядка 0.01 м. Для сравнения отметим, что в диапазоне длин волн цунами уровень естественного «шума» (вариации положения поверхности воды, обязанные мезомасштабным океаническим вихрям) значительно

выше (~ 0.1 м), что затрудняет выделение сигнала цунами на профиле уровня моря при «мгновенной» съемке вдоль трека спутниковым альтиметром. И, наконец, еще одним важным преимуществом глубоководных измерителей, по сравнению с береговыми, является их «неуязвимость» по отношению к разрушающему воздействию катастрофических волн цунами, которое всегда приурочено к мелководью или зоне наката.

На записях, получаемых с использованием станций DART или иных аналогичных систем, перед вступлением цунами всегда наблюдается высокочастотный шумоподобный сигнал, порожденный сейсмическими волнами [12, 13]. Адекватная интерпретация этого сигнала обычно затруднена как большим интервалом дискретизации данных (15 с для DART), так и отсутствием данных о сейсмических движениях дна в точке установки регистратора давления.

Детальный анализ сигналов, предшествующих вступлению цунами, стал возможен, благодаря уникальным техническим возможностям системы DONET (Dense Oceanfloor Network System for Earthquakes and Tsunamis), которая была установлена в 2006–2011 гг. Японским агентством морских и наземных исследований и технологий (Japan Agency for Marine-Earth Science and Technology — JAMSTEC) [14].

Система DONET включает в себя 20 донных станций, соединенных кабельными линиями с береговым центром обработки данных. Каждая станция оснащена сейсмометром (Ocean Bottom Seismometer — OBS) и датчиком давления (Pressure Gauge — PG), размещенными практически в одной точке — на удалении не более 10 м друг от друга. Станции установлены на глубинах от 1900 до 4400 м, расстояние между ними варьируется от 15 до 20 км. Частота дискретизации данных составляет 10 Гц для вариаций давления и 200 Гц для ускорений движения дна.

К моменту катастрофического землетрясения у побережья Японии (землетрясение Тохоку), произошедшего 11 марта 2011 г., функционировали 10 станций DONET, — все они успешно записали как само сейсмическое событие, так и последовавшие за ним волны цунами [15, 16]. По данным Геологической Службы США (USGS) землетрясение Тохоку произошло в 05 ч. 46 мин. 24 сек. (UTC), его эпицентр (38.297° с.ш., 142.372° в.д.) располагался в 129 км к востоку от города Сендай, глубина гипоцентра составила 30 км, моментная магнитуда $M_w = 9.0$. Сильный афтершок ($M_w=7.9$, эпицентр: 36.281° с.ш., 141.111° в.д., глубина 42 км), который произошел в 06 ч. 15 мин. 40 сек., также был зарегистрирован всеми 10 станциями DONET. Взаимное расположение эпицентров обоих сейсмических событий и станций DONET показано на рис. 1. Белыми изолиниями на рисунке изображена вертикальная косейсмическая деформация дна (очаг цунами), рассчитанная нами по структуре подвижки (Finite Fault Model, USGS) [17].

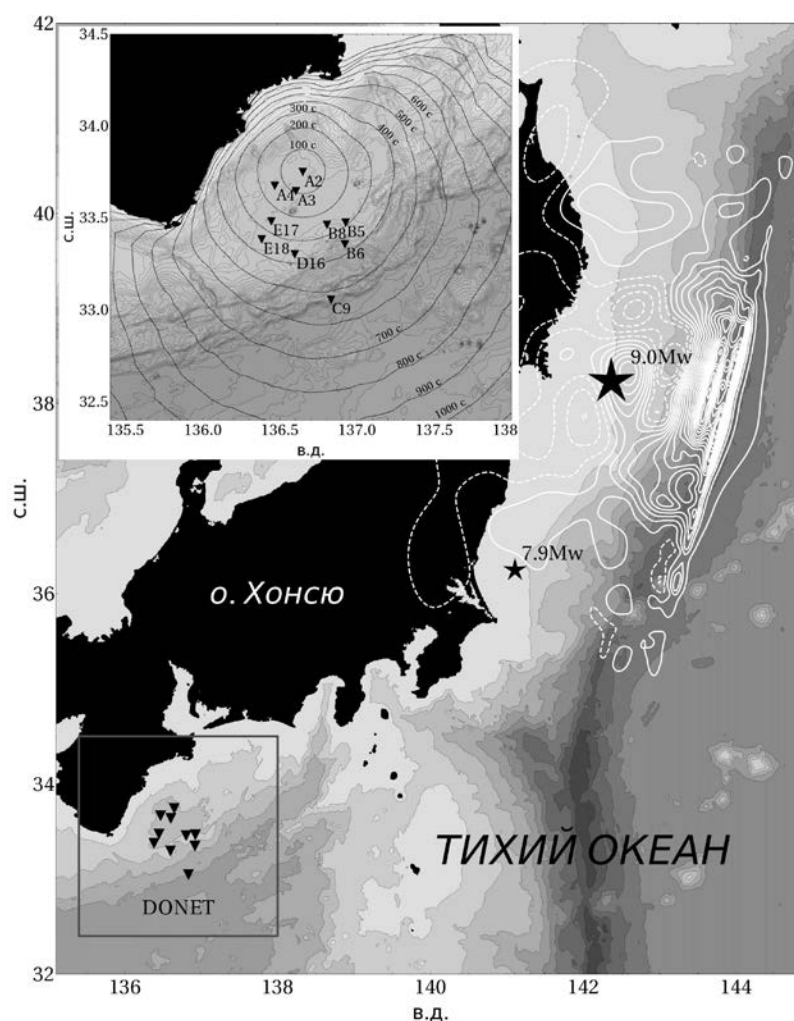


Рис. 1. Взаимное расположение станций DONET (треугольники) и эпицентров основного землетрясения 11.03.2011 и афтершока (звездочки). Белые изолинии — косейсмическая деформация дна (сплошная линия — поднятие, пунктирная — опускание, интервал 0.5 м). Изобаты построены с интервалом 1 км. В левом верхнем углу на врезке детально показана область вблизи станций DONET (изобаты построены с интервалом 100 м).

Спектр сейсмических движений дна обычно охватывает диапазон от 0.001 до 100 Гц. Гравитационные волны возникают при колебаниях дна с низкими частотами: $f < f_g \equiv \alpha \sqrt{g/H}$, где g — ускорение силы тяжести, H — глубина океана, α — числовой коэффициент ~ 1 , точное значение которого можно определить из аналитического решения задачи о генерации гравитационных волн колебаниями участка дна [11]. В дальнейшем будем использовать значение коэффициента $\alpha_{100} \approx 0.366$, соответствующее стократному ослаблению амплитуды волны по сравнению с амплитудой колебаний дна (для сравнения: $\alpha_{10} \approx 0.273$, $\alpha_{1000} \approx 0.439$). Гидроакустические волны возникают при высокочастотных колебаниях дна: $f > f_{ac} \equiv c/4H$,

где c — скорость звука в воде. Промежуточный частотный диапазон $f_g < f < f_{ac}$ соответствует вынужденным колебаниям, когда водный слой следует за движениями дна. В этом случае ни гравитационные, ни акустические волны не возникают, а вариации придонного давления p связаны с ускорением движения дна a по второму закону Ньютона: $p = \rho H a$, где ρ — плотность воды. Для условий нашей планеты всегда выполняется условие: $f_g < f_{ac}$. Следовательно, частоты гравитационных и гидроакустических волн, возникающих в результате подводных землетрясений, во всех случаях лежат в различных и непересекающихся диапазонах.

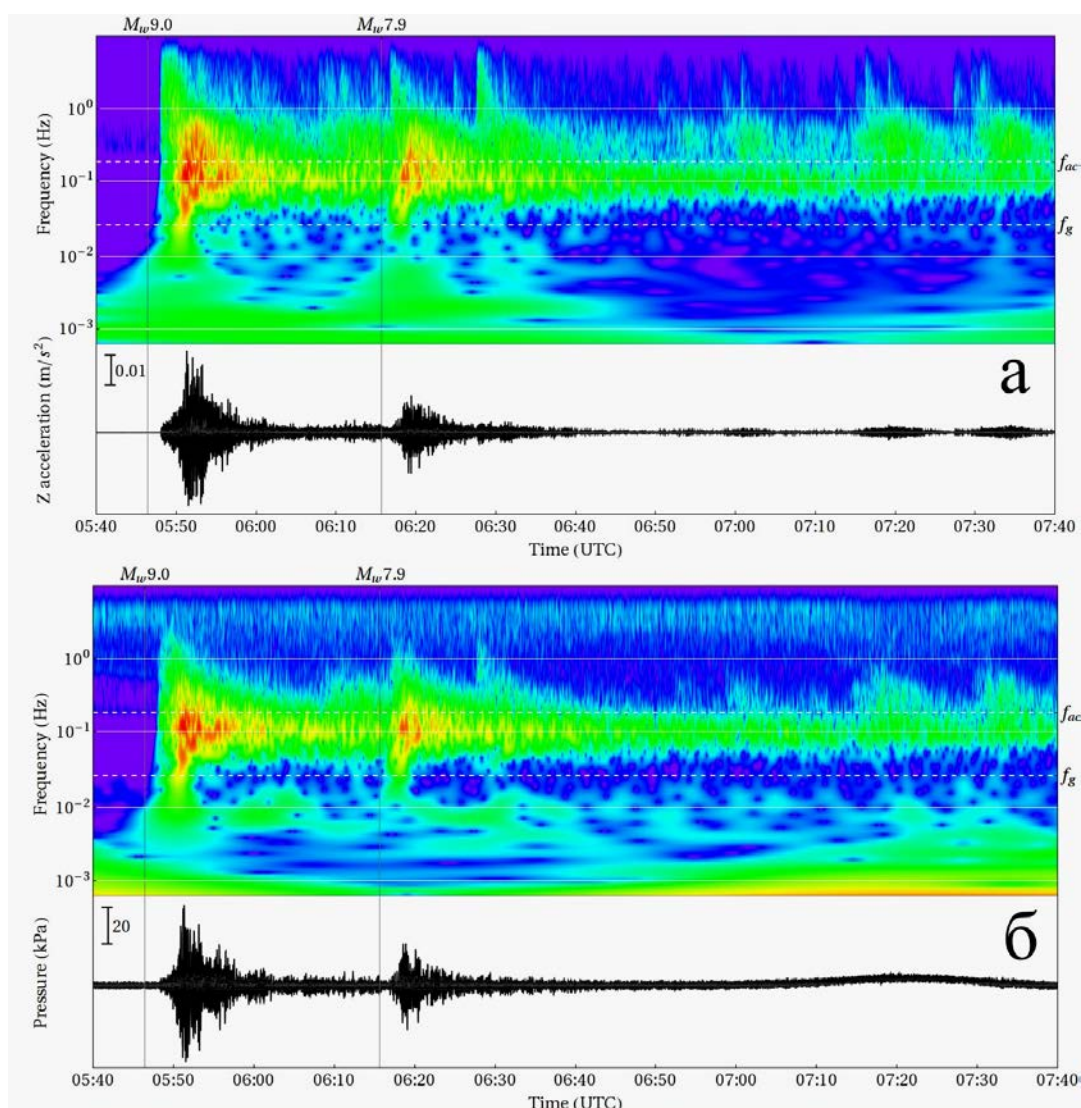


Рис. 2. Вертикальные ускорения (а) и вариации придонного давления (б), зарегистрированные станцией DONET «A2» во время землетрясения 11.03.2011, и спектрограммы сигналов. Отмечены моменты времени, соответствующие основному сейсмическому событию (EQ9.0) и афтершоку (EQ7.9). Белыми пунктирными линиями на спектрограммах показано положение критических частот для гидроакустических (f_{ac}) и гравитационных (f_g) волн.

На рис. 2 в качестве примера представлены сейсмограмма (вертикальная компонента ускорения) и вариации давления, зарегистрированные станцией DONET «A2». Сигналы представлены вместе с нормированными на максимальное значение спектрограммами (вейвлет-преобразование Морле). На спектрограммах отмечено положение характерных частот $f_g \approx 0.0256 \text{ Гц}$ и $f_{ac} \approx 0.187 \text{ Гц}$, значения которых получены по приведенным выше формулам при $H_{A2} = 2011 \text{ м}$, $g = 9.8 \text{ м/с}^2$ и $c = 1500 \text{ м/с}$.

Из рис. 2 видно, что после землетрясения первыми вступают высокочастотные объемные волны, затем — низкочастотная диспергирующая волна Релея. Наиболее интенсивный и долгоживущий сигнал — проявление связанных упругих колебаний водного и подлежащего осадочного слоев — наблюдается на частотах $\sim 0.1 \text{ Гц}$. Эта частота лежит в диапазоне вынужденных колебаний $f_g < f < f_{ac}$, о чем свидетельствует полная — вплоть до мелких деталей — идентичность спектрограмм ускорения и давления в указанном диапазоне. Таким образом, проявляется линейная связь между вариациями давления и ускорением дна, следующая из второго закона Ньютона.

Проследим связь между вариациями давления и ускорением колебаний дна путем сопоставления спектров мощности сигналов. Для того чтобы спектры мощности вариаций давления и ускорения можно было изобразить на одном графике, сигнал, зарегистрированный акселерометром, представим в единицах давления в соответствии с формулой $p = \rho H a$. Для расчета спектров мы использовали фрагменты записей длительностью 15 мин, соответствующие основному сейсмическому событию $M_w 9.0$ (05:46–06:01 UTC) и афтрешоку $M_w 7.9$ (06:15–06:30 UTC). Сглаженные спектральные оценки представлены на рис. 3. Красными кривыми показаны спектры мощности ускорения, синими кривыми — спектры мощности вариаций давления.

Из рис. 3 видно, что в диапазоне «вынужденные колебания» ($f_g < f < f_{ac}$) действительно наблюдается близкий ход красных и синих кривых. Вне этого частотного диапазона кривые расходятся. Примечательно, что степень совпадения кривых не зависит от того, какому сейсмическому событию соответствуют наблюдаемые сигналы — основному землетрясению $M_w 9.0$ или афтрешоку $M_w 7.9$.

В гидроакустике известна связь между скоростью движения частиц в волне и давлением $p = \rho c u$. Для сложной геометрии системы (неровное дно, взволнованная поверхность воды) и при наличии многократных отражений акустических волн от поверхности воды и дна океана вместо точного выполнения этого соотношения следует ожидать совпадения «по порядку величины», которое должно иметь место в частотном диапазоне «аку-

стические волны» ($f > f_{ac}$): $p \sim \rho c u$. Для проверки соотношения, к сожалению, мы не имели возможности использовать записи с велосиметров станций DONET (из-за насыщения). Но, в силу известной связи между скоростью и ускорением $u \sim a / \omega$, где ω — циклическая частота, спектр мощности скорости S_u несложно восстановить по спектру мощности ускорения S_a : $S_u \sim S_a / \omega^2$. Т.о. следует ожидать, что в частотном диапазоне $f > f_{ac}$ спектры вариаций давления и ускорения будут связаны между собой следующим образом: $S_p \sim \rho^2 c^2 S_a / \omega^2$. Спектры, рассчитанные по акселерограммам в соответствии с этой формулой, представлены на рис. 3 черными кривыми. Хорошо видно, что черные и синие кривые действительно обнаруживают общую тенденцию в диапазоне $f > f_{ac}$. Как уже пояснялось, о точном соответствии кривых, в данном случае, речь не идет. При больших частотах (и при очень малых амплитудах сигнала) наблюдается некоторое систематическое различие в ходе черных и синих кривых, что, вероятно, связано с проявлением аппаратных шумов датчиков давления.

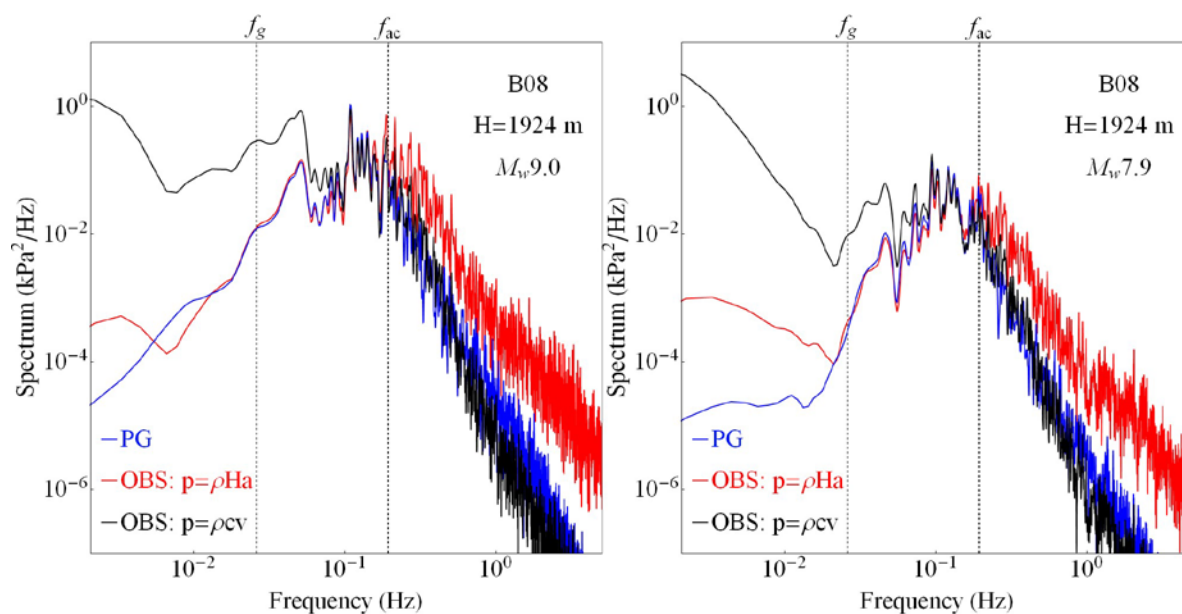


Рис. 3. Спектры мощности сигналов, зарегистрированных датчиками давления (синяя кривая) и акселерометрами (красные и черные кривые) станции DONET B08 после основного сейсмического события $M_w 9.0$ (05:46-06:01 UTC) и после первого сильного афтершока $M_w 7.9$ (06:15-06:30 UTC). Красные кривые соответствуют спектру вертикального ускорения, представленного в единицах давления по формуле $p = \rho H a$. Черные кривые – спектр мощности вертикальной скорости, представленный в единицах давления. Спектр скорости рассчитан по спектру ускорения в соответствии с формулой $S = \rho^2 c^2 S_a / \omega^2$. Вертикальные пунктирные линии показывают положение критических частот для f_{ac} и f_g волн.

Обратимся далее к анализу гравитационных волн. На записи вариаций давления (рис. 2 б) достаточно хорошо заметно вступление волны цунами, которая достигает станции «А2» более чем через час после основного сейсмического события. В силу значительного эпицентрального расстояния (~800 км) сейсмические волны и цунами разделены во времени, поэтому обе фазы наблюдаются отчетливо. Однако амплитуда вариаций давления, обусловленных сейсмическими волнами (44 кПа), более чем на порядок превосходит амплитуду сигнала цунами (3.7 кПа). На меньших эпицентральных расстояниях сигнал цунами может быть полностью закамуфлирован проявлениями сейсмических и гидроакустических волн. В этом случае для выделения сигнала цунами следует применять низкочастотную фильтрацию. В качестве частоты отсечки фильтра целесообразно выбирать величину f_g , т.к. гравитационные волны с частотами $f > f_g$ практически не проявляются в вариациях придонного давления. Этот факт следует из потенциальной теории волн, согласно которой вариации донного давления и смещения свободной поверхности в гравитационных волнах связаны формулой $p / \rho g \xi = 1 / ch(kH)$, где k — волновое число, связанное с частотой дисперсионным соотношением $\omega^2 = gk th(kH)$. При увеличении частоты волн в окрестности значения f_g амплитуда вариаций давления экспоненциально быстро падает. А низкочастотные ($f \ll f_g$) волны проявляются в вариациях давления без ослабления ($p / \rho g \xi \rightarrow 1$). На практике для выделения низкочастотных (длинных) волн можно использовать частоту отсечки фильтра $f_{lv} \approx 0.0718 \sqrt{g / H}$. Числовой коэффициент в формуле обеспечивает отклонение функции $1/ch(kH)$ от 1 не более чем на 10 %. (если потребовать отклонение не более 1 %, то значение коэффициента составит 0.0225). В работе [18] с использованием коэффициента «0.0718» мы получили хорошее согласование предвычисленных и измеренных волн цунами. Подчеркнем, что выделение сигнала, соответствующего волнам цунами, — важнейший элемент системы оперативного прогноза. Прогностические модели цунами обычно основаны на уравнениях теории длинных волн. Следовательно, в качестве источника возмущения в такие модели следует вводить данные, соответствующие именно проявлениям длинных волн. Некорректная фильтрация исходных данных (вариаций придонного давления) может послужить причиной как переоценки, так и недооценки амплитуды цунами.

На рис. 4 в качестве примера записи, полученной глубоководной станцией DART (21413), представлен de-tided сигнал, зарегистрированный во время землетрясения и цунами 11 марта 2011 г. Сигнал представлен вместе со спектрограммой (вейвлет-преобразование Морле). На записи хорошо видны проявления сейсмических волн (высокочастотный всплеск), кото-

рые первыми достигли точки постановки станции. Лидирующая волна цунами всупает значительно позднее – более чем через час после прихода сейсмических волн. Амплитуда лидирующей волны составила порядка 1 метра. Сигнал цунами характеризуется хорошо заметной фазовой дисперсией. На спектрограмме черной пунктирной линией отмечено расчетное время вступления в зависимости от частоты сигнала: $t_{ar} = L / C_{gr}$, где L — расстояние от эпицентра землетрясения до станции DART21413, C_{gr} — групповая скорость гравитационных поверхностных волн. Расчет выполнен при $L = 1147$ km и при глубине океана $H = 5776$ m (средняя глубина океана вдоль трассы распространения). Видно, что теоретическая оценка времени вступления хорошо соответствует наблюдаемой картине.

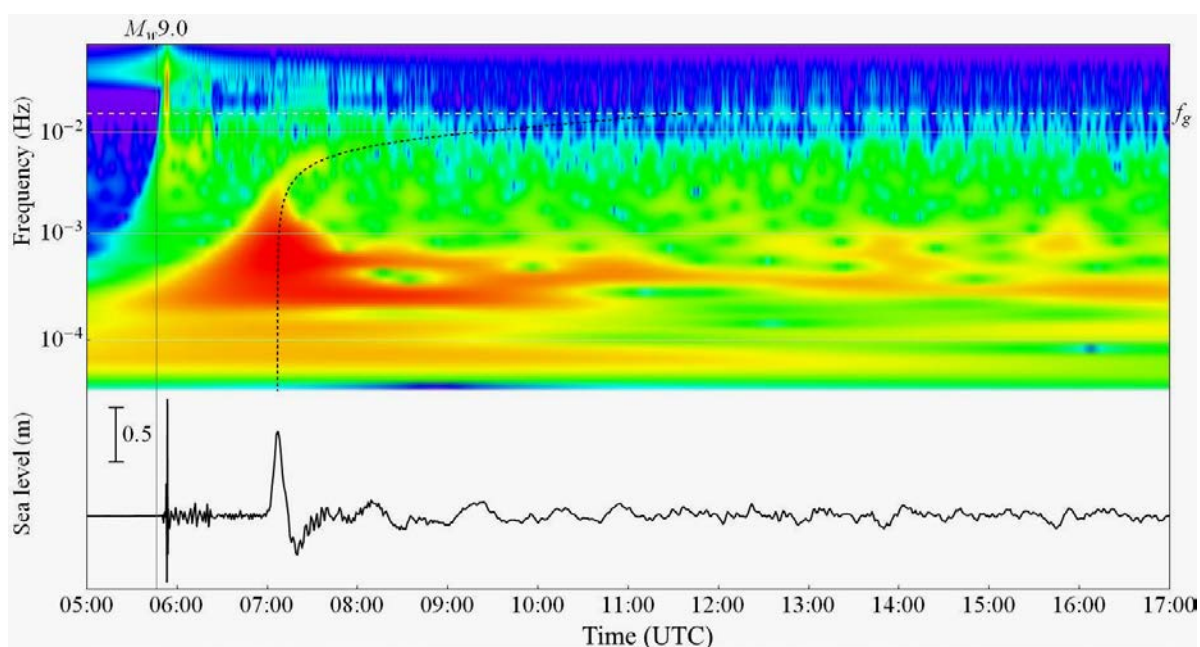


Рис. 4. Сигнал, зарегистрированный глубоководной станцией DART21413 во время землетрясения и цунами 11 марта 2011 г, и спектрограмма сигнала. Продолжительность записи 12 часов. Отмечен момент времени, соответствующий началу землетрясения $M_w 9.0$. Белой пунктирной линией на спектрограмме показано положение критической частоты для гравитационных (f_g) волн. Черной пунктирной линией показана теоретическая оценка времени вступления сигнала, рассчитанная по формуле $t_{ar} = L / C_{gr}$.

В заключение остановимся на эффекте генерации слабых гравитационных волн поверхностными сейсмическими волнами [16]. Условно эти явление можно отнести к «предвестникам цунами», так как слабые колебания уровня моря значительно (более чем на час) опережают лидирующую волну цунами. Сразу отметим, что связь «предвестников» с волной цунами не является прямой, и она требует дальнейшего детального изучения. «Предвестники цунами» хорошо заметны на спектрограммах вариаций

давления, представленных на рис. 2 б и рис. 4. Видно, что после вступления сейсмических волн (как от основного события, так и от афтершока) возникают слабые вариации давления с частотами ~ 0.01 Гц, которые продолжаются более часа, сливаясь затем с проявлениями волн цунами. Эти колебания явно выделяются в самостоятельную «ветвь» на спектрограммах давления, аналога которой не существует на спектрограммах ускорения (рис. 2 а). Формирование «предвестников», по-видимому, обязано горизонтальным низкочастотным колебаниям дна океана в областях подводных склонов. Ключевым моментом здесь является не только наличие достаточно крутых склонов, но и интенсивных низкочастотных колебаний, т.к. высокочастотные движения дна $f > f_g$ не способны породить гравитационные волны. Низкочастотные сейсмические волны, как и волны цунами, обычно порождаются достаточно сильными землетрясениями. Поэтому не исключено, что наблюдаемые слабые колебания уровня моря действительно могут служить в качестве естественного предупреждения о цунами.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 16–55–50018, №16–05–00053).

Литература

1. Bradner H. Seismic measurements on the ocean bottom, *Science*, vol. 146, pp. 208–216, 1964.
2. Соловьев С.Л. Проблема цунами и ее значение для Камчатки и Курильских островов. Проблема цунами. М.: Наука, 1968. С. 7–50.
3. Жак В.М., Соловьев С.Л. Дистанционная регистрация слабых волн типа цунами на шельфе Курильских островов // ДАН СССР. 1971. Т. 198. № 4. С. 816–817.
4. UNESCO Tech. Papers. (1975), An intercomparison of open sea tidal pressure sensors. UNESCO Tech. Papers in Mar. Sci., 21, 67 p.
5. Cartwright D.E., Zettler B.D., Hamon B.V. Pelagic tidal constants // Internat. Assoc. Phys. Sci. Oceans, Publ. Sci. 1979. № 30, 65 p.
6. Gonzalez F.I., Bernard S.N., Milbern H.B., Castel D., Thomas J., and Hemsley J.M. The Pacific Tsunami Observation Program (PacTOP) / Proc. IUGG/IOC, Intern. Tsunami Symp. 1987. P. 3–19.
7. Hirata K., Aoyagi M., Mikada H., Kawaguchi K., Kaiho Y., Iwase R., Morita S., Fujisawa I., Sugioka H., Mitsuzawa K., Suyehiro K., Kinoshita H., and Fujiwara N. Real-Time Geophysical Measurements on the Deep Seafloor Using Submarine Cable in the Southern Kurile Subduction Zone // IEEE Journal of Oceanic Engineering. 2002. V. 27. N 2. P. 170–181.
8. Thomson R., Fine I., Rabinovich A., Mihály S., Davis E., Heesemann M., and Krassovski M. Observation of the 2009 Samoa tsunami by the NEPTUNE-Canada cabled observatory: Test data for an operational regional tsunami forecast model // Geophys. Res. Lett. 2011. V. 38, L11701, doi:10.1029/2011GL04.

9. Favali P., Beranzoli L. EMSO: European multidisciplinary seafloor observatory // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2009. V. 602. Iss. 1. P. 21–27.
10. Titov V.V., Rabinovich A.B., Mofjeld H.O., Thomson R.I., Gonzalez F.I. The Global Reach of the 26 December 2004 Sumatra Tsunami. Science. 2005. V. 309. P. 2045–2048.
11. Levin B. W., Nosov M. A. Physics of Tsunamis, Second Edition. — Springer International Publishing AG Switzerland, 2016. — P. 388.
12. Лаверов Н.П., Лобковский Л.И., Левин Б.В. и др. Курильские цунами 15 ноября 2006 г. и 13 января 2007 г.: два транстихоокеанских события // ДАН. 2009. Т. 426. № 3. С. 386–392.
13. Носов М.А., Колесов С.В., Левин Б.В. Вклад горизонтальной деформации дна в генерацию цунами у побережья Японии 11 марта 2011 г. // ДАН. 2011. Т. 441. № 1. С. 108–113.
14. Kaneda Y. The advanced ocean floor real time monitoring system for mega thrust earthquakes and tsunamis – Application of DONET and DONET2 data to seismological research and disaster mitigation // Proc. OCEANS Conf., doi: 10.1109/OCEANS.2010.5664309, 2010.
15. Matsumoto H., Kaneda Y. Some features of bottom pressure records at the 2011 Tohoku earthquake — Interpretation of the far-field DONET data // Proc. 11th SEGJ International Symposium, Yokohama, Japan. 2013. P. 493–496, doi: 10.1190/segj112013–124.
16. Носов М.А., Семенцов К.А., Колесов С.В. и др. Регистрация гравитационных волн, образованных в океане поверхностными сейсмическими волнами при землетрясении 11 марта 2011 г. у побережья Японии // Доклады Академии наук. 2015. Т. 461, № 5. С. 593–598.
17. Nosov M.A., Moshenceva A.V., Kolesov S.V. Horizontal motions of water in the vicinity of a tsunami source // Pure Appl. Geophys. 2013. V. 170. Iss. 9–10. P. 1647–1660. DOI 10.1007/s00024–012–0605–2.
18. Носов М. А., Григорьева С. С. Предвычисление цунами по данным сети глубоководных станций // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. – 2015. – № 4. – С. 109–115.

ГЛУБОКОФОКУСНЫЕ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ ОХОТСКОГО МОРЯ

Доц. Воронина Е.В.

В последнее десятилетие в акватории Охотского моря, вблизи западного побережья Камчатки, произошло три сильнейших землетрясения, признанных уникальными, как по своей природе, так и по своим характеристикам. Эти землетрясения произошли на глубинах (490–640) км, то есть,

на границе между верхней и нижней мантии Земли, и имели магнитуды 7,3–8,3.

Табл.1. Данные о сильнейших землетрясениях из каталога Гарвардского унив-та [5].

Дата	Время в очаге	Широта, град. сев.	Долгота, град. вост	Глубина, км.	Магнитуда	Момент, (H^*M)
24.05.2013	08:44	54.892	153.224	610	8.32	$3.84 \cdot 10^{21}$
24.11.2008	12:03	54.203	154.322	492	7.28	$1.06 \cdot 10^{20}$
05.07.2008	05:12	53.882	152.886	633	7.7	$4.49 \cdot 10^{20}$

По причине глубокофокусной природы очагов землетрясений (Табл.1), разрушений на поверхности Земли и угрозы цунами не было. Однако, ощутимые колебания от них были зарегистрированы на расстояниях от эпицентра до 9000км, по всей территории Евразии, Северной Америки и на Гавайских островах.

Самым сильным из них было землетрясение 24 мая 2013 года, ощущавшееся в Москве силой 2-3 балла на верхних этажах высотных зданий; в центре Москвы, на Лесной улице, из домов были эвакуированы жители. Это землетрясение признано самым мощным за период инструментальных наблюдений. Энергия землетрясения равна 10^{17} Дж, что эквивалентно взрыву 35 мегатонн тротила. В результате землетрясения образовался разлом длиной 180 км и подвижкой до 10 метров.

Постановка задачи.

Согласно эволюционной концепции разрушения геоматериалов полная система уравнений в лагранжевом описании движения сплошной среды включает в себя [1, 3]:

Закон сохранения массы:

$$\rho V = \rho_0 V_0$$

Закон сохранения импульса:

$$\rho \dot{v}_i = \sigma_{ij,j}$$

Закон сохранения энергии: $\rho \dot{E} = \sigma_{ij} \dot{\epsilon}_{ij}$

где: $2\dot{\epsilon}_{ij} = v_{i,j} + v_{j,i}$ — тензор скорости деформации,

$2\omega_{ij} = v_{i,j} - v_{j,i}$ — тензор поворота элемента среды как целого,

$\sigma_{ij} = -P\delta_{ij} + S_{ij}$ — тензор напряжений в виде шаровой и девиаторной части; P — давление, ρ — плотность, V — объем горной породы, E — внутренняя энергия единицы объёма, \dot{v}_i — скорость смещения.

Девииаторная часть тензора напряжений может быть представлена в виде равновесной составляющей, связанной с упругими процессами в среде и неравновесной (релаксирующей) частью сдвиговых напряжений, формирующих неупругую подвижку в очаге землетрясения.

Определяющие уравнения в релаксационной форме имеют вид:

$$\dot{\sigma}_{ij} = \lambda (\theta^T - \theta^P) \delta_{ij} + 2\mu (\dot{\varepsilon}_{ij}^T - \dot{\varepsilon}_{ij}^P)$$

где: $\dot{\varepsilon}_{ij}^T$ — полная скорость деформации среды, $\dot{\varepsilon}_{ij}^P$ — скорость неупругой составляющей. Приращение напряжений $\Delta\sigma_{ij} = \dot{\sigma}_{ij}\Delta t$ пропорциональны приращению полных скоростей деформации, а релаксируют напряжения пропорционально развитию неупругой составляющей скорости деформации.

При этом, если $\dot{\varepsilon}_{ij}^P > \dot{\varepsilon}_{ij}^T$ то $\Delta\sigma_{ij} < 0$ идет релаксация, стабилизирующая деформационный процесс к состоянию динамического равновесия. Если же противоположная ситуация, то есть $\dot{\varepsilon}_{ij}^P < \dot{\varepsilon}_{ij}^T$, то $\Delta\sigma > 0$ — напряжения растут, увеличивая скорость неупругих деформаций, что приводит к сверхбыстрому катастрофическому режиму разрушения среды и деградации ее механических параметров. Функцию деградации среды, в простейшем варианте, можно представить, как функцию, зависящую от накапливаемой неупругой деформации и вида напряжённого состояния.

Вид напряжённого состояния среды в очаговых зонах землетрясений определяется коэффициентом Лоде-Надаи:

$$\mu_\sigma = 2 \frac{S_2 - S_3}{S_1 - S_3} - 1$$

Где $S_{1,2,3}$ — главные значения девиатора тензора снимаемых напряжений.

Повреждения в областях растяжения-сдвига (при $\mu_\sigma < 0$) начинают накапливаться при существенно меньших внешних напряжениях и скорость их накопления выше, чем для областей сжатия-сдвига (при $\mu_\sigma > 0$). Следовательно, прочностные параметры среды будут деградировать быстрее в областях растяжения-сдвига.

Результаты анализа и обсуждение.

Фокальная зона приурочена к области, знания о строении которой очень ограничены. Это зона субдукции Тихоокеанской плиты под Североамериканскую, составной частью которой являются микроплита Охотского моря и Камчатка. Тихоокеанская плита, возраст которой в этой части океана примерно 100 млн. лет, смещается в северо-западном направлении со скоростью около 78 мм/год на севере Охотского моря и до 83мм/год в южной его части [4]. Предполагается, что повышенная мощность землетрясений связана с тем, что погружающиеся под экваторией Охотского моря участки океанской плиты, имеют высокую плотность и пониженную температуру, по сравнению с окружающими их горными породами нижней

мантии. Эти землетрясения оказались также сверхбыстрыми, так как скорость распространения разрушения для них составляет до 8 км/сек., что превышает скорость распространения поперечных волн в мантии на этих глубинах. В более мягких породах разрывы происходят медленнее. Эти уникальные параметры землетрясений Охотского моря заставляют более детально изучить как процессы в очаговых зонах, так и то влияние, которое они оказывают на геодинамику региона.

Временной анализ распределения магнитуд показал, что сейсмическая в акватории Охотского моря усиливаются со временем, имеют чёткую периодичность порядка четырёх лет. Землетрясения не имеют заметных форшоков, но сопровождаются довольно сильными афтершоками. Это свидетельствует о развитии процесса разрывообразования в среде.

Механизмы очага землетрясений Охотского моря представляют собой сбросы по круто падающей плоскости, ориентированной на север-северо-восток.

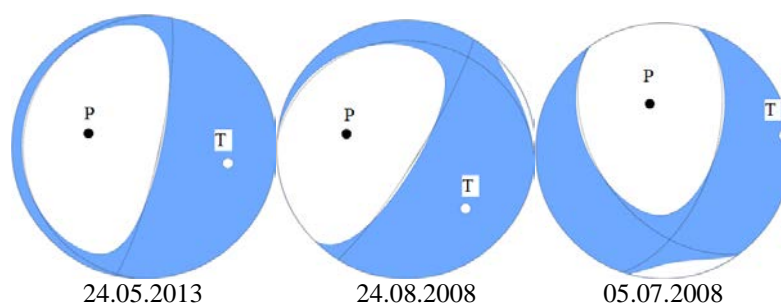


Рис. 1. Механизмы очага землетрясений Охотского моря.

Табл. 2. Данные об осях напряжений в механизмах очага.

Дата события	Ось растяжения <i>T</i>			Промежуточная ось <i>N</i>			Ось сжатия <i>P</i>		
	<i>Val</i>	<i>Pl</i>	<i>Az</i>	<i>Val</i>	<i>Pl</i>	<i>Az</i>	<i>Val</i>	<i>Pl</i>	<i>Az</i>
24.05.2013	3.673	36	101	0.312	1	192	-3.95	54	284
24.11.2008	0.99	35	135	0.123	15	34	-1.16	51	285
05.07.2008	4.235	5	83	0.479	31	176	-4.74	58	344

Оси девиаторных напряжений сжатия и растяжения ориентированы ортогонально простиранию Курильского желоба: ось сжатия погружается под океаническую плиту; ось растяжения — под континент. Механизмы очага поверхностных землетрясений типа взбросов. Но с глубиной формируется напряжённое состояние, отличное от поверхностного. Для глубин более 300км, в северной части Курил и западнее Камчатки, наблюдается область горизонтального растяжения, к которой и приурочены гипоцентры сильнейших землетрясений.

По собственным значениям тензора сейсмического момента быть рассчитан коэффициент Лодде-Надаи и определён вид напряжённого состояния среды. Значения параметра $+0.25 \geq \mu_s \geq -0.25$ определяют области

очагов, как области сдвига. В данном случае сдвиг произошел в вертикальной плоскости.

Результаты, полученные по анализу механизмов очага глубокофокусных землетрясений Охотского моря, свидетельствуют о растяжении акватории Охотского моря на больших глубинах. К сожалению, детальных данных по строению восточной части акватории Охотского моря нет, но известно [2], что в центральной части микроплиты высокий тепловой поток, порядка 200 мВт/м^2 и пониженная плотность на глубинах 20–30 км. Это предполагает выход астеносферного слоя почти на подошву земной коры. Кроме того, с глубин 50–70 км, наблюдается подъем разогретого мантийного вещества, в виде толеитовых базальтов, на поверхность и образование рифтовых структур, приводящих к растяжению земной коры.

На глубинах, определяемых гипоцентрами землетрясений, близкими к границам фазовых переходов в мантии, под влиянием высоких давлений происходит резкое изменение кристаллической структуры горных пород, прочность среды уменьшается и это приводит к смещениям, возникающим при землетрясениях. Нельзя исключить и влияние механизма сдвигового плавления, при котором резко возрастает скорость испаривания.

Литература

1. Воронина Е.В. Анализ вариаций напряжённого состояния среды в областях подготовки сильного землетрясения // Процессы в геосредах. 2015. № 2. с. 32–38.
2. Лыскова Е.Л. Глубокофокусные землетрясения. // Вопросы геофизики. 2014. Вып. 47., с. 62–74.
3. Макаров П.В., Ерёмин М.О. Модель разрушения хрупких и квазихрупких материалов и геосред // Физическая мезомеханика. 2013. т. 16. № 1. стр. 5–26.
4. Zh.Zhan, H.Kanamori, V.C.Tsai, D.V.Helmberger. Rupture complexity of the 1994 Bolivia and 2013 Sea of Okhotsk deep earthquakes. //Earth and Planetary Science Letters. 2014, v. 385, pp. 89–96.
5. <http://earthquake.usgs.gov/>

ВЕТРОВЫЕ ВОЛНЫ В ЖИДКОСТИ

Гл. н. с. *Шелковников Н.К.*

Поверхностные ветровые волны в океане являются яркой иллюстрацией процесса взаимодействия атмосферы и океана. Параметры таких волн изменчивы и определяются в основном средней скоростью ветра U и продолжительностью его действия, с увеличением которого высота волн h , их период T и длина λ растут и могут достигать значительных размеров. Так в

умеренных южных широтах («ревушие сороковые») по данным [1] скорость ветра U может достигать 50 м/с, а высота волны — до 30 м.

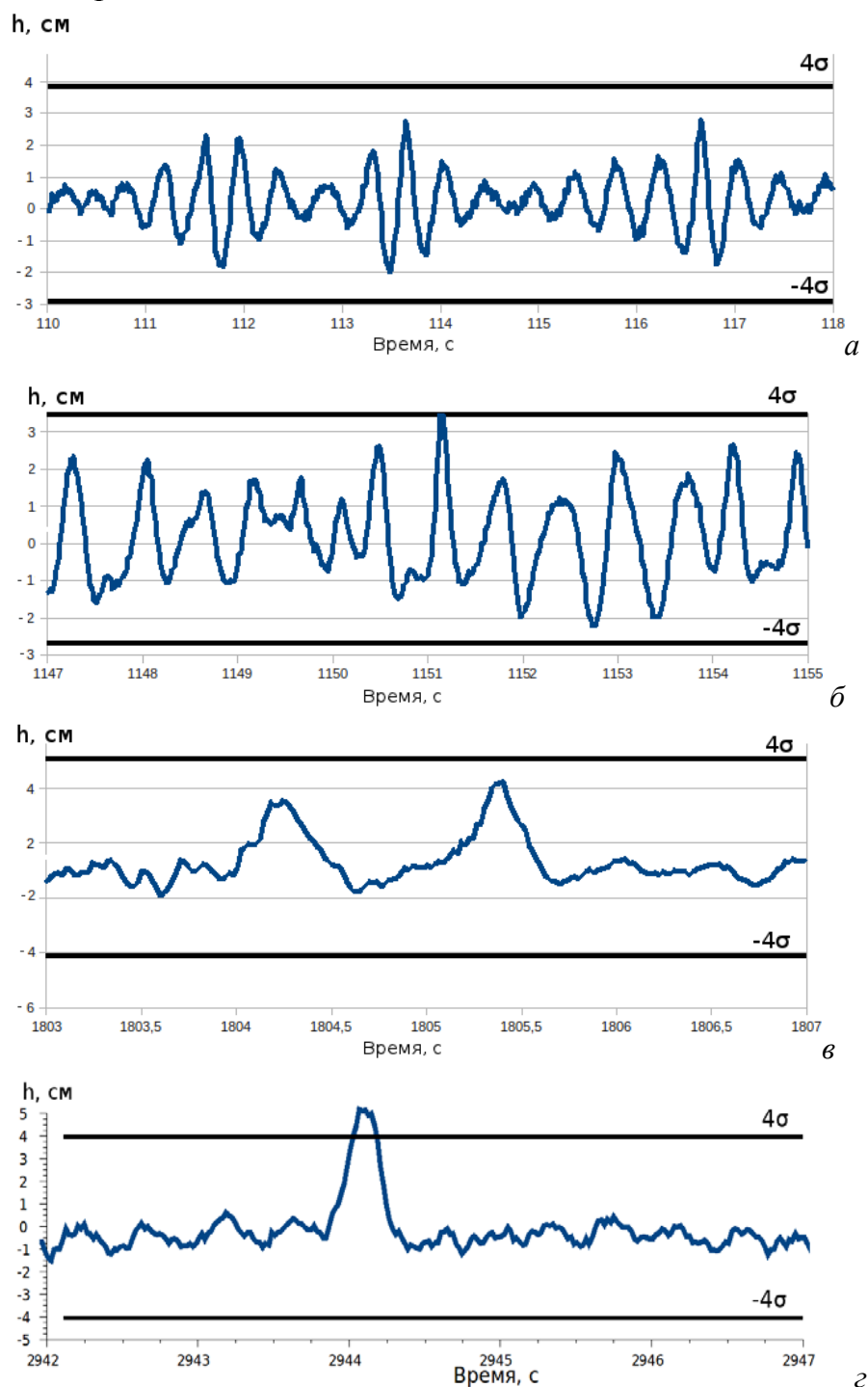


Рис. 1. Процесс развития ветровых волн в кольцевом канале при постоянных глубине H и скорости ветра, на различных этапах развития: *а*) начальная стадия, при выполнении условий глубокой воды ($\lambda \ll H$). *б*) переходный период ($\lambda = H$). *в*) формирование двух уединенных волн. *г*) заключительная стадия ($\lambda > H$) при котором формируется одна уединенная волна, которая существует до тех пор пока действует ветер. Отмечены линии $\pm 4\sigma$, соответствующие критерию волны-убийцы.

В последние десятилетия в научной литературе появились сведения о так называемых «волнах-убийцах» (ВУ), обладающих необычными свойствами. Так они могут возникать «ниоткуда» и исчезать в «никуда», «блуждать» в океанских просторах в течении долгого времени. Могут наблюдаться в прямых каналах и на берегу при соблюдении так называемого критерия существования ВУ в виде $hs \geq 4\sigma$, где σ — стандартное отклонение водной поверхности, hs — значительная высота волны. С целью понимания реальности существования волн-убийц в морских условиях и критериев, при которых они могут появляться, например, в прямых каналах и на берегу нами был проведен анализ многолетних наблюдений в Черном, Средиземном морях и в Тихом и Атлантическом океанах, параметры волн в последнем случае достигали высоты 10 метров. Во всех этих условиях имело место существование цугов волн с наличием «9 вала». Кроме того, были проведены эксперименты в кольцевом аэрогидроканале [2].

На рисунке 1 приведены волнограммы формирования цугов волн с наличием «9 вала» на глубокой воде $H > \lambda$ в кольцевом канале. При дальнейшем развитии процесса, при постоянной глубине H и скорости ветра U , происходило увеличение длины волны λ , формировалось условие переходного периода, когда $\lambda \approx H$. В дальнейшем при $\lambda > H$ наблюдалось возникновение уединенных волн. При выключении ветра уединенная волна затухала, при этом время затухания было больше чем время развития. Критерий существования волны-убийцы на всех этих этапах не выполнялся, за исключением сформировавшейся уединенной волны.

Из приведенного следует, что при условии глубокой воды как в море, так и в кольцевом канале формировались цуги волн. В океанских условиях при уменьшении ветра эти волны затухали. В кольцевом канале, при сохранении ветрового режима, возникали уединенные волны, затухающие только при выключении ветра. В обоих случаях критерии существования волны-убийцы не наблюдались, за исключением уединенной волны.

Литература

1. Заславский М.М, Монин А.С. Ветровые волны. Океанология. Физика океана том 2. Гидродинамика океана. Москва, 1978 г.
2. Шелковников Н.К. Вынужденный солитон в жидкостях // Письма в ЖЭТФ 2005 г. Т. 82, вып. 10, 720–723 с.
3. Шелковников Н.К. Экстремальные волны в океане. Известия РАН, серия физическая, 2016, том 80, № 2, с. 229–232.

ТОМОГРАФИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ
В ЗАДАЧЕ ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ
В УФ-ДИАПАЗОНЕ

Ст. н. с. *Падохин А.М.*, доц. *Нестеров И.А.*, доц. *Андреева Е.С.*,
асп. *Калашикова С.А.*

TOMOGRAPHIC METHODS IN THE PROBLEM OF THE IONOSPHERIC REMOTE SENSING IN UV-BAND

Padokhin A.M., Nesterov I.A., Andreeva E.S., Kalashnikova S.A.

В последнее десятилетие для восстановления двух- и трехмерных распределений электронной концентрации в F слое ионосферы по данным спутниковой УФ-спектрометрии стали применяться томографические методы. Общей чертой данных работ является использование УФ-спектрометров последнего поколения типа GUVI на спутнике TIMED, SSUSI и SSULI на спутниках DMSP 5D3 для восстановления непосредственно распределения электронной концентрации, что требует привлечения дополнительной информации о фотохимии ионосферы. Поэтому в последние годы все чаще решается задача томографического восстановления скорости объемной эмиссии на выбранной длине волны в ионосфере, не требующая дополнительной информации о физических механизмах, вызывающих данное свечение. Проблематике посвящена и настоящая работа, в которой проведено моделирование и оптимизация алгоритмов задачи низкоорбитальной спутниковой УФ-томографии скорости объемной эмиссии OI 135.6нм в ионосфере для реальной геометрии орбит спутников DMSP 5D3, и режимов работы установленных на них УФ-спектрометров SSUSI и SSULI.

Рассмотрим постановку задачи для 2D-томографии по УФ-данным. Реконструкции подлежит высотный разрез скорости объемной эмиссии OI 135.6нм в ионосфере вдоль траектории спутника. Исходя из параметров орбиты DMSP 5D3 и режимов работы спектрометров SSUSI и SSULI, геометрия лучей, вдоль которых осуществляется сканирование области реконструкции, представлена на рис. 1 а. В качестве модельного будем использовать распределение скорости объемной эмиссии, представленное на рис. 1 б.

Интенсивность собственного свечения ионосферы I_k на длине волны 135.6нм вдоль направления сканирования l_k определяется как:

$$\int_{l_k} \varepsilon(\phi(\mathbf{r}), h(\mathbf{r})) \exp\left(-\int \rho(\mathbf{r}') dl'\right) dl = 4\pi I_k, \quad (1)$$

где $\varepsilon(\phi(\mathbf{r}), h(\mathbf{r}))$ — скорость объемной эмиссии OI 135.6нм, $\rho(\mathbf{r}')$ — коэффициент поглощения. Отметим, что скорость объемной эмиссии OI 135.6нм связана с распределением электронной концентрации $[e]$, концентраций ионов $[O^+]$ и атомов $[O]$ кислорода [1, 9]:

$$\varepsilon = \frac{k_1 k_2 \beta_{1356} [O][e][O^+]}{k_2 [O^+] + k_3 [O]} + \alpha_{1356} [e][O^+], \quad (2)$$

где коэффициенты реакций k_1 , k_2 и k_3 приблизительно равны 1.3×10^{-15} см³/с, 1.0×10^{-7} см³/с и 1.4×10^{-10} см³/с, соответственно; вклад реакции нейтрализации в возмущенное состояние (O^5S), соответствующее излучению на длине волны 135.6 нм $\beta_{1356} = 0.54$; коэффициент реакции излучающей рекомбинации α_{1356} зависит от температуры и при 1160 °К приблизительно равен 7.5×10^{-13} см³/с. Принимая во внимание характерные

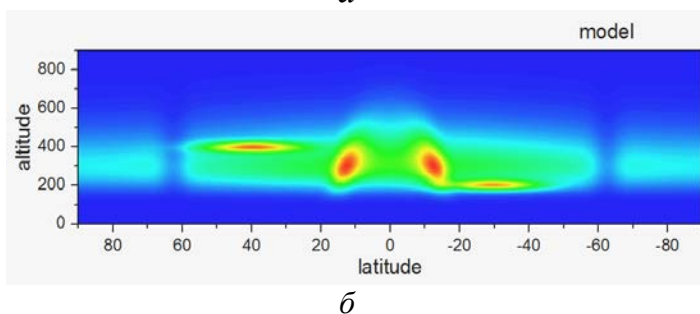
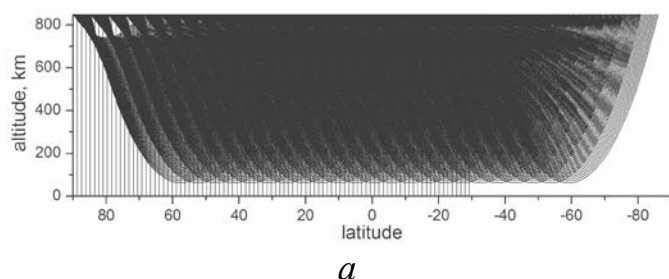


Рис. 1. Геометрия лучей в координатах широта-высота (а) и комплексная модель для реконструкции (б), содержащая ионосферные структуры различных типов.

значения концентраций электронов, ионов и атомов кислорода на ионосферных высотах, скорость объемной эмиссии OI 135.6 нм пропорциональна квадрату электронной концентрации. Таким образом, можно рассматривать томографическую задачу (1) относительно неизвестного распределения электронной концентрации, как делается в ряде работ. Однако сам коэффициент пропорциональности между скоростью объемной эмиссии и квадратом электронной концентрации может зависеть как от высоты, так и меняться со временем в зависимости от локального времени и сезона. В связи с этим разумным представляется томографическая реконструкция распределения скорости эмиссии $\varepsilon(\phi(\mathbf{r}), h(\mathbf{r}))$ не требующая дополнительной информации о физических механизмах, вызывающих данное свечение, с последующим восстановлением распределения электронной концентрации по полученному распределению $\varepsilon(\phi(\mathbf{r}), h(\mathbf{r}))$.

Используя разложение реконструируемой функции по некоторому конечному базису функций, можно перейти от интегрального уравнения (1) к системе линейных алгебраических уравнений относительно коэффициентов разложения реконструируемой функции по данному базису. Для решения полученной СЛУ в данной работе использовались итерационные алгоритмы ART и SIRT, хорошо зарекомендовавшие себя в задачах радиотомографии ионосферы.

Принимая во внимание характерные значения концентраций электронов, ионов и атомов кислорода на ионосферных высотах, скорость объемной эмиссии OI 135.6 нм пропорциональна квадрату электронной концентрации. Таким образом, можно рассматривать томографическую задачу (1) относительно неизвестного распределения электронной концентрации, как делается в ряде работ. Однако сам коэффициент пропорциональности между скоростью объемной эмиссии и квадратом электронной концентрации может зависеть как от высоты, так и

Приведем результаты восстановления модельного распределения объемной скорости эмиссии показанной на рис. 1 б по набору данных сканирования вдоль направлений, показанных на рис. 1 а. На данном этапе пренебрежем поглощением. Моделирование показало, что алгоритмы ART и SIRT требуют модификации для использования в задаче УФ-томографии ионосферы: необходимо учитывать условие неотрицательности решения, использовать весовые функции для уменьшения решения в областях, где оно априори мало, а также использовать межитерационное сглаживание для устранения влияния погрешности аппроксимации, причем параметр сглаживания должен уменьшаться в ходе итераций. В таком случае можно достичь хорошего качества получаемых реконструкции, ошибки не будут превышать 6 % (см.

рис. 2). Видно, что хорошо восстанавливается общий уровень решения, положение структур (слои, положение горбов ЭА, положение провала в северном полушарии). Отметим, что провал в южном полушарии не восстанавливается из-за отсутствия в данной широтной области вертикальных лучей сканирования (модельные данные спектрометра SSUSI), см. рис. 1 а, что говорит о важности этих лучей для разрешающей способности метода.

Отметим также, что подход межитерационного сглаживания также позволяет подавить влияние случайных шумов в исходных данных на результаты реконструкции.

Проведенное в работе численное моделирование задачи УФ-томографии ионосферы для реальной геометрии орбит спутников DMSP 5D3 и режимов работы установленных на этих аппаратах спектрометров SSUSI и SSULI показало, что используя хорошо известные и зарекомендовавшие себя в задачах радиотомографии ионосферы итерационные алгоритмы типа ART и SIRT, возможно успешно восстанавливать параметры распределения скорости объемной эмиссии OI 135.6 нм в ионосфере. При этом постановка томографической задачи относительно скорости объем-

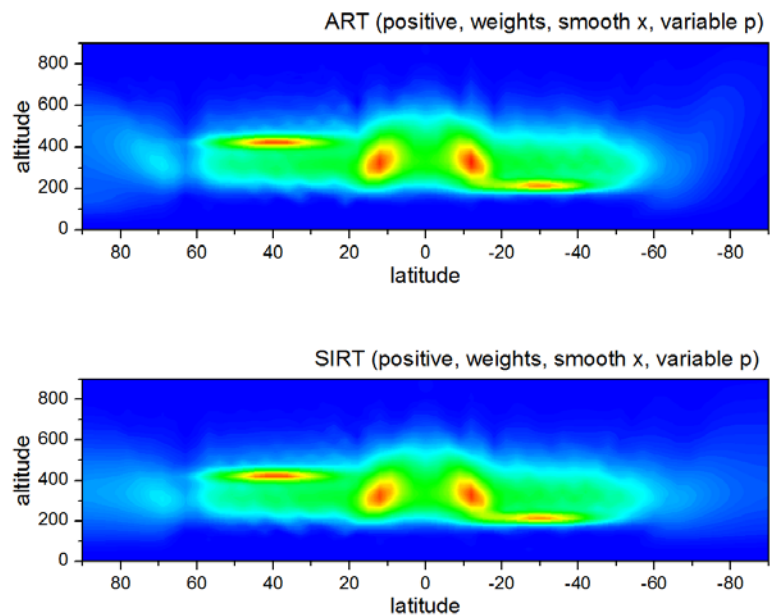


Рис. 2. Результаты реконструкции модельного распределения (рис. 1) методом ART и SIRT.

ной эмиссии позволяет избежать дополнительных трудностей, связанных с учетом фотохимических реакций, вызывающих собственное свечение ионосферы, что необходимо в случае постановки задачи относительно электронной концентрации.

Вместе с тем результаты моделирования показали, что алгоритмы ART и SIRT требуют модификации для использования в задаче УФ-томографии ионосферы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 15–35–21065–мол_a_вед).

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМОБАРА И ТЕЧЕНИЙ В ВОДОЕМАХ В ПЕРИОД ТАЯНИЯ ЛЕДОВОГО ПОКРОВА

С.н.с. Блохина Н.С.

В период весеннего прогрева или осеннего охлаждения в пресных и слабосоленых водоемах формируется термобар (ТБ) — зона фронтального раздела с температурой 4°C (в пресных водоемах) от поверхности до дна, где сходятся прибрежные и глубинные воды. 4°C — это температура, при которой вода имеет максимальную плотность. Достигая этой температуры, поверхностные воды становятся наиболее плотными и опускаются ко дну водоема, формируя термобар. Ограничивая обмен между прибрежными и глубинными водами, термобар оказывает огромное влияние на формирование тепловых, динамических процессов в водоеме, его экологическое состояние. Именно из-за этого явления происходит скапливание различного рода загрязнений в прибрежной области водоемов, что приводит к ухудшению состояния водного объекта весной и осенью. В связи с этим, изучение динамики развития термобара в водоемах имеет огромное значения для понимания термогидродинамических процессов в них, и как следствие, может внести свой вклад в усовершенствование методов устранения загрязнения в водных объектах.

Явление термобара развивается в водоемах при разных гидрометеорологических условиях. Особый интерес представляет исследование формирования термобара в водоемах еще полностью не освободившихся ото льда, так как такая ситуация типична весной в озерах северных широт. Настоящая работа посвящается изучению особенностей развития термобара и течений в водоеме в период таяния ледового покрова и является продолжением исследований [1, 2, 3].

Рассматриваются термогидродинамические процессы в водоеме с наклонным дном глубиной $H = 50$ м и длиной $L = 750$ м (половина водоема). Движение в нем описывается нелинейной системой уравнений Навье-

Стокса в приближении Буссинеска, уравнением теплопроводности и уравнением состояния пресной воды, учитывающим наличие максимума плотности в районе 4°C . Центральная часть водоема покрыта льдом толщиной $H_i = 1$ см и длиной $L_i = 50$ м. Процесс его таяния описывается уравнением баланса льда. Верхняя граница льда нагревается за счет потока тепла от солнца $Q_R = 450$ Вт/м², а остужается за счет длинноволнового излучения. К его нижней и правой кромкам поступают потоки тепла от воды. На границе раздела вода–атмосфера задается радиационный поток Q_R . Вычисляются длинноволновое излучение (охлаждающее водную поверхность), потоки явного и скрытого тепла, которые в зависимости от метеорологических условий могут, как нагревать, так и охлаждать поверхность водоема.

Задача решается численно с использованием конечно-разностных методов.

Расчеты для водоема (рис. 1) свободного ото льда (а) и частично им покрытого (б) (в начальный момент времени) показали, что через 8.5 часов его прогрева месторасположение термобара в этих двух случаях остается одинаковым. Распределение изотерм во всей области, исключая центральную часть схоже. Отличие лишь в их наклоне. Ближе к центру водоема (случай б) наблюдается значительный градиент температуры по горизонтали. В этом случае внутри антициклонического вихря, охватывающего водоем от центра до термобара, в его центральной области существует интенсивный глубинный вихрь (ИГВ), зародившийся у кромки льда. По мере прогрева водоема в случае (а) термобар постепенно перемещался к его центру и исчезал при достижении температуры воды больше 4°C .

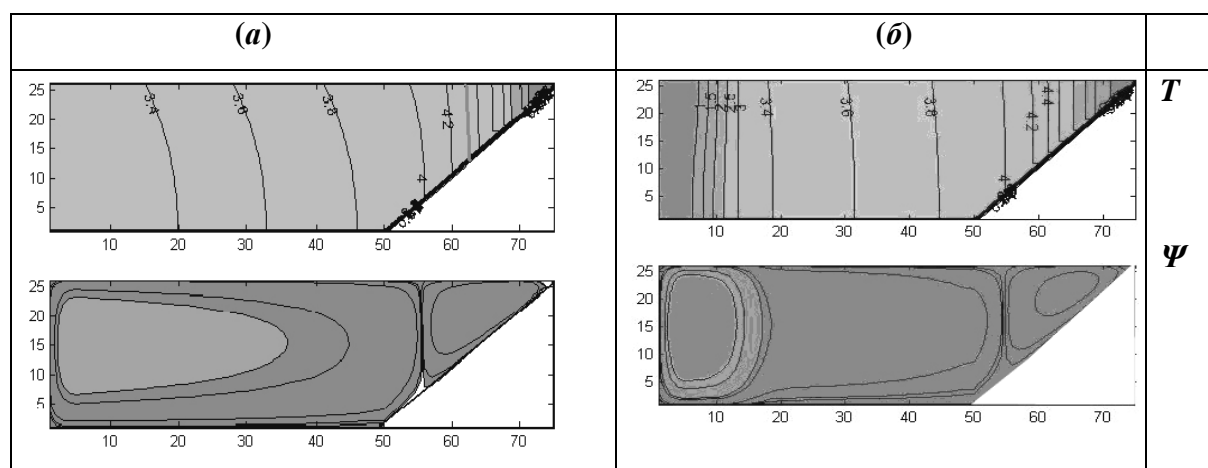


Рис.1. Поля распределения температуры (T) и функции тока (ψ) для случая водоема свободного ото льда (а) и частично покрытого льдом (б) через 8.5 часов после зарождения термобара у берега.

В случае (б) картина развития термобара и формирования течений в водоеме отлична от этой ситуации и зависит от интенсивности и размера ИГВ. Наблюдается несколько стадий перемещения термобара: 1. распро-

странение ТБ к центру водоема; 2. остановка ТБ и его перемещение к берегу; 3. снова перемещение ТБ к центру водоема. Наши оценки показали, что термобар проходит весь водоем от места расположения, представленного на рис. 1 в случае (а) примерно за 5.5 суток, а в случае (б) — за 9.5 суток. Образовавшийся у кромки льда интенсивный глубинный вихрь почти в два раза увеличивает время существования ТБ в водоеме.

Такое развитие ТБ в период таянья льда весной объясняется наличием у воды максимума плотности при температуре 4°C . От 0°C до 4°C плотность воды увеличивается, а от 4°C до 8°C уменьшается по одинаковому закону. Однако изменение плотности воды (от 0°C до 8°C) происходит тем значительней, чем дальше значение ее температуры от 4°C .

Прогрев водоема приводит к тому, что поверхностные воды становятся теплее. Справа от кромки льда вплоть до ТБ в последующие моменты времени в одних и тех же местах температура воды увеличивается, но еще не достигает 4°C . При этом, чем выше температура воды (до 4°C), тем больше ее плотность. Это приводит к опусканию поверхностной воды ко дну, что увеличивает интенсивность и размер ИГВ. Прибрежные поверхностные воды также нагреваются, но с увеличением температуры (от 4°C) плотность воды уменьшается. Интенсивность прибрежного вихря увеличивается медленнее, чем глубинного. После таяния льда вся поверхность воды слева от термобара начинает прогреваться, что способствует еще большему увеличению интенсивности конвективного вихря слева от ТБ. Этот вихрь «запирает» и даже вытесняет прибрежную циркуляцию к берегу. Ситуация меняется, когда в результате прогрева водоема в прибрежной области формируются более неустойчивые слои жидкости, чем в глубинной. Прибрежный вихрь начинает увеличиваться в размере, постепенно захватывая глубинные воды, что изменяет направление движения термобара. Термическое состояние водоема забывает свое первоначальное состояние и дальнейшее распространение термобара соответствует ситуации (а), когда лед первоначально отсутствовал в водоеме.

Проведенные исследования показали, что развитие термобара и течений в пресных водоемах весной существенным образом зависит от ледовой обстановки. Наличие у воды температуры, при которой ее плотность максимальна, приводит к двум гидродинамическим эффектам. С одной стороны наблюдается усиление прибрежной циркуляции из-за прогрева прибрежных вод до температуры 4°C и перемещение термобара от берега. С другой стороны это же аномальное свойство воды способствует формированию интенсивного глубинного вихря около кромки льда и его усилению по мере прогрева водоема и таяния льда. Это приводит к торможению перемещения термобара к центру водоема и даже к изменению направления его движения, что ослабевает интенсивность перемешивания прибрежных вод.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 14–05–00822, 15–01–6363).

Литература

1. Блохина Н.С., Орданович А.Е. Влияние ледового покрова водоема на развитие весеннего термобара // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. 2012, № 1, С. 113–118.
2. Блохина Н.С. Влияние ветра на развитие термобара и течений в небольшом водоеме в период таяния ледового покрова // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. 2013, № 4, С. 59–64.
3. Блохина Н.С. Влияние ветра на развитие термобара и течений в водоемах различной глубины в период таяния ледового покрова // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. 2015, № 4, С. 102–108.

АНАЛИЗ ВЛАГОСОДЕРЖАНИЯ АТМОСФЕРЫ ПО ДАННЫМ ПРИЕМА СИГНАЛОВ GNSS

Доц. *Нестеров И. А.*, асп. *Терешин Н. А.*

SENSING ATMOSPHERIC WATER VAPOR CONTENT USING RECEIVED GNSS SIGNALS

I. A. Nesterov, N. A. Tereshin

Водяной пар является основным фактором в физике многих атмосферных процессов и явлений [1]. Высокая изменчивость содержания атмосферного водяного пара во времени требует непрерывного проведения измерений по всей поверхности земного шара.

Существующие средства зондирования атмосферного влагосодержания, такие как спутниковые радиометры, существенно облегчают задачу глобального мониторинга влагосодержания. Тем не менее, радиометрическое зондирование осложнено в случае изменчивой подстилающей поверхности (которую представляет собой большая часть суши). Погодные условия, такие как облачность, также оказывают влияние на корректность измерений.

Данная работа представляет метод, который позволяет использовать измерения двухчастотными навигационными приемниками фазовой задержки сигнала спутников GNSS (*Global Navigation Satellite System*), таких как спутники GPS и ГЛОНАСС.

Современные навигационные приемники измеряют фазовую задержку спутникового сигнала на двух и более частотах в диапазоне 1–2 ГГц. Эта

задержка преимущественно зависит от расстояния, которое проходит сигнал, но свой вклад также дает и атмосферное преломление, которое в том числе модулируется содержанием водяного пара. Дополнительно к этому вносятся различные ошибки, связанные с неполной синхронизацией времени приемника и спутника и неточностями оценки их положения, релятивистскими эффектами, и многими другими факторами.

Для получения независимых от приемника и спутника измерений задержки в первую очередь производится устранение вклада, создаваемого расстоянием до спутника — расстояние рассчитывается по заранее известным эфемеридам и примерному положению приемника. Чтобы исключить влияние часов приемника на измерения, используется метод одинарных разностей [2]. Получаемая в остатке чисто атмосферная задержка зависит только от оптической толщины атмосферы, связанной с углом подъема конкретного спутника. Использование картирующей функции Нила [3] позволяет оценить значение зенитной атмосферной задержки, не зависящей от углов подъема спутников.

Неопределенность точного положения приемника также создает небольшой дополнительный вклад, который необходимо оценить в процессе решения задачи извлечения влажной тропосферной задержки. Данный метод не оценивает корректное положение приемника заранее, а использует дополнительный неизвестный вектор смещения $\delta\rho$ (разницу между приблизительным и настоящим положениями приемника), который создает дополнительную задержку сигнала (\mathbf{n} — вектор направления распространения сигнала):

$$\Delta\rho = (\bar{n}, \delta\bar{\rho})$$

Значение этого вектора смещения определяется в процессе решения задачи вместе с значениями влажной задержки.

Для расчета задержки, создаваемой водяным паром, необходимо исключить из зенитной задержки вклад ионосферы и сухого воздуха. Использование двухчастотных приемников позволяет исключить ионосферную задержку путем построения безионосферной комбинации сигналов нескольких частот в связи с характерной обратной квадратичной зависимостью ионосферной задержки от частоты. Задержка, создаваемая сухим воздухом, не зависит от частоты сигнала и не может быть исключена подобным образом, поэтому производится ее оценка исходя из модели Саастамойнена [4], которая включает в себя заранее известные данные о давлении и температуре на поверхности вблизи приемника.

Получаемая в результате влажная задержка — задержка, создаваемая водяным паром — является прямой характеристикой атмосферного влагосодержания, и можно показать [5], что влажная задержка пропорциональна интегральному влагосодержанию атмосферы (массе воды в атмосферном столбе).

В связи с небольшой величиной влажной задержки, соотношение сигнал-шум для получаемых данных является очень высоким, поэтому вместо индивидуальных расчетов для каждого проделанного приемником измерения производится решение задачи аппроксимации полученных данных базисными сплайнами с использованием регуляризации Тихонова.

Описанный в работе метод был применен к массиву данных, взятому из архива записей стационарных приемников *GPS Scripps Orbit and Permanent Array Center* за 2015 год. Для получения актуальных полей давления, температуры и, в случае оценки влажной части тропосферной задержки по модели Саастамойнена, влажности использовались данные глобального реанализа NCEP NCAR, а также реанализа NARR для североамериканского региона.

Для ряда приемных станций были рассчитаны временные ряды тропосферной задержки, по которым были оценены значения атмосферного влагосодержания.

Рассчитанные значения тропосферной задержки для ряда станций-приемников были сравнены с оценкой тропосферной задержки, полученной по модели Саастамойнена, а также с результатами расчетов аналогичной методики GAGE, используемой консорциумом UNAVCO. Сравнение выявило, что обе методики расчета тропосферной задержки по данным GPS не имеют явных преимуществ относительно друг друга, и имеют среднее отклонение от оцененной задержки порядка 3–4 см при корреляции в 75–80 %.

Рассчитанные значения влагосодержания для одной из станций, расположенной в Звенигороде, были сравнены с данными об осаждаемой воде, которые были получены расположенным вблизи фотометром сети AERONET. Коэффициент корреляции обоих рядов данных составляет 70 %, однако количественное сравнение показало, что метод на данный момент имеет систематическую ошибку, в связи с которой происходит переоценка влагосодержания на 0.8 см жидкой воды.

Для региона западного побережья Северной Америки, на территории которого находится большинство приемников, принадлежащих архиву SOPAC, были рассчитаны пространственные поля влагосодержания. Сравнение этих полей с данными о количестве осаждаемой воды из реанализа NARR показало, что характерные особенности распределения влагосодержания четко выражены в обоих случаях, но ошибка определения влагосодержания относительно данных реанализа достигает 40 %.

В данной работе был разработан и реализован метод расчета влагосодержания по данным станций-приемников глобальных навигационных систем. Точность получаемых результатов невелика по сравнению с радиометрическим зондированием, однако метод нечувствителен к неблагоприятным погодным условиям и свойствам подстилающей поверхности и

позволяет почти непрерывно получать актуальные данные о влагосодержании атмосферы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант №16–35–00607.

Литература

1. Дроздов О. А. и др. Климатология. Л.: Гидрометеиздат, 1989.
2. Alber C. et al. Obtaining single path phase delays from GPS double differences // *Geophysical Research Letter*. 2000, V. 27, № 17, p. 2661–2664.
3. Niell A. E. Global mapping functions for the atmosphere delay at radio wavelengths // *J. of Geophysical Research: Solid Earth*. 1996, V. 101, № B2, p. 3227–3246.
4. Saastamoinen J. Atmospheric correction for the troposphere and stratosphere in radio ranging satellites // *The use of artificial satellites for geodesy*. 1972, p. 247–251.
5. Solheim F. S. et al. Propagation delays induced in GPS signals by dry air, water vapor, hydrometeors, and other particulates // *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. 1999, V. 104, № D8, p. 9663–9670.

ЭВОЛЮЦИЯ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ЭПОХ БРЮНЕС-МАТУЯМА ПО БАЗАЛЬТАМ СРЕДИННО-АТЛАНТИЧЕСКОГО ХРЕБТА

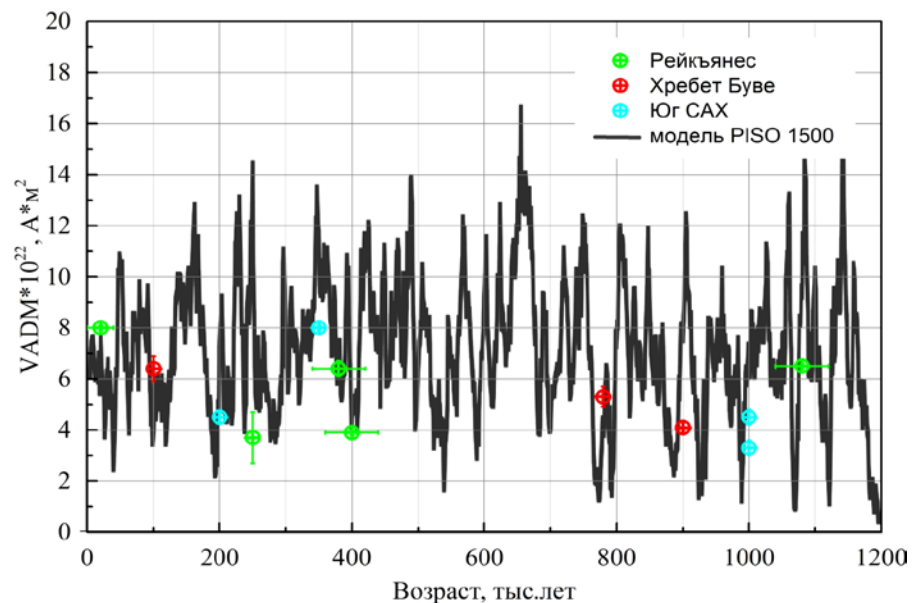
М.н.с. Целебровский А.Н., проф. Максимочкин В.И.

Для решения проблемы интерпретации аномального магнитного поля (АГП) в океане и палеогеодинамической эволюции океанской литосферы в целом, а также эволюции главного геомагнитного поля нами были получены новые данные о палеомагнетизме дна северного (хребет Рейкьянес) и южного сегментов Срединно-Атлантического хребта, позволяющие лучше понять механизмы образования АГП океана.

Выявлено, что часть естественной остаточной намагниченности (NRM) базальтов является вторичной. Одна из вторичных компонент имела вязкую природу (VRM), вклад которой в NRM оказался невелик: 1–8 % и лишь для 6 образцов достигал 28 % от общей величины NRM. Также выявлена компонента химической природы (CRM). Нами было показано [1], что виды остаточной намагниченности химической и термоостаточной (TRM) природы в океанских базальтах могут быть разделены в экспериментах "Телье", так как отличаются как по величине, так и по спектру блокирующих температур. Учет этой особенности позволил выделить из NRM первичную компоненту термоостаточной природы и повысить достоверность определения палеонапряженности геомагнитного поля ($H_{др}$). Полу-

чено 12 достаточно надежных определений $H_{др}$ и виртуального аксиального дипольного магнитного момента Земли (VADM): 5 определений по базальтам южного сегмента САХ и хребта Буве с известным возрастом 0.1–1 млн. лет и 7 определений по базальтам хребта Рейкьянес (рис. 1). Выявлены вариации интенсивности геомагнитного поля для эпохи Брюнес — $H_{др} = (17.5–42.5)$ А/м по базальтам хребта Рейкьянес и $H_{др} = (18.9–52.6)$ А/м по базальтам Южного сегмента САХ. $VADM = (3.3–8.0) \cdot 10^{22}$ Ам², определенные по базальтам южного сегмента САХ и хребта Буве, довольно хорошо согласуются с данными [2] изменения виртуального дипольного магнитного момента Земли за период 0–1 млн. лет. $VADM = (3.4–9.6) \cdot 10^{22}$ Ам², определенные по базальтам хребта Рейкьянес, также довольно хорошо согласуются с данными [2], если оценить возраст образцов по удалению места их отбора от оси спрединга в модели инверсионного магнитоактивного слоя [3]. При этом $VADM = (8.0 \pm 0.1) \cdot 10^{22}$ Ам², определенная по NRM самого молодого базальта, отобранного с оси спрединга хребта Рейкьянес, близка к современной величине VADM Земли. $VADM = (3.3–4.5) \cdot 10^{22}$ Ам², рассчитанные по базальтам возрастом 1 млн. лет, показывают низкое значение виртуального дипольного магнитного момента Земли на границе Брюнес-Матуяма.

Рис. 1. Дипольный магнитный момент Земли вычисленный за последние 1.2 млн лет, модель PISO-1500 [2] (сплошная кривая) и данные, рассчитанные нами по NRM базальтов Срединно-Атлантического хребта.



Полученные нами результаты свидетельствуют о единых закономерностях развития процесса спрединга южного и северного сегментов САХ. Также сделан вывод о том, что скорость спрединга в этих районах за 1,1 млн. лет существенно не менялась, а немонотонные изменения АГП в пределах осевой аномалии и структура инверсионного магнитоактивного слоя САХ в значительной степени определяются вариацией величины геомагнитного поля. Резкое падение NRM базальтов хребта Рейкьянес возрастом

0,7–1,1 млн. лет обусловлено уменьшением интенсивности геомагнитного поля в период инверсии.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант №16–05–00144.

Литература:

1. Максимочкин В.И., Целебровский А.Н.. Химическая намагниченность океанических базальтов и определение палеонапряженности геомагнитного поля методом Телье // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия, 2015, № 6, с. 136–143.
2. J.E.T. Channell, C. Xuan, D.A. Hodell. Stacking paleointensity and oxygen isotope data for the last 1.5 Myr (PISO-1500) // Earth and Planetary Science Letters, 2009, 283, p. 14–23.
3. Шрейдер А.А., Беляев И.И., Попов Э.А., Пальшин Н.А., Трухин В.И., Кашинская И.В. Геомагнитные исследования в рифтовой зоне хребта Рейкьянес // В книге "Рифтовая зона хребта Рейкьянес", Москва, Наука. 1990. С. 62–78.

ТРЕХМЕРНАЯ ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ВОЛН ЦУНАМИ

Мл. н. с. *С.В. Колесов*, проф. *М.А. Носов*

THREE-DIMENSIONAL NUMERICAL MODEL OF TSUNAMI WAVES

Kolesov S. and Nosov M.

Большинство современных моделей прогноза цунами развиваются в рамках длинноволнового приближения. При таком подходе пренебрегают сжимаемостью воды, а возникающие гравитационные волны полагают длинными и, следовательно, недиспергирующими [Пелиновский, 1996; Gisler, 2008; Носов, 2014]. Однако, в реальности волны цунами диспергируют, что особенно проявляется при распространении на большие расстояния [Куликов и др., 2005; Horrillo et al., 2006]. Кроме того, генерации цунами сопутствуют эффекты сжимаемости, проявление которых особенно хорошо заметно на больших глубинах [Levin, Nosov, 2016]. Длина волн цунами определяется горизонтальными размерами очага. Если узкий очаг приурочен к глубоководному желобу (например, цунами на Центральных Курилах 13.01.2007) волны цунами характеризуются значительной дисперсией, проявление которой заметно даже на небольшом удалении от источника [Колесов, Носов, 2009]. В таких случаях, применение теории несжимаемой жидкости и длинноволнового приближения может приводить к ошибочным результатам. Во избежание ошибок следует решать 3D задачу,

используя, например, линейную потенциальную теорию сжимаемой жидкости. Применение линейной теории ограничено условием малости амплитуды волны по сравнению с глубиной океана $A/H \ll 1$, которое для цунами выполняется практически везде, за исключением сравнительно узкой мелководной прибрежной зоны.

При выходе гравитационных волн на мелководье, увеличивается отношение длины волны к глубине и снижается роль фазовой дисперсии. Кроме того возникшие на большой глубине в очаге цунами гидроакустические волны из-за существования частоты отсечки $\nu_0 = c/4H$ (минимальной частоты гидроакустических волн на данной глубине H) не могут проникнуть на мелководье. Следовательно, в решении 3D задачи на мелководье нет практической целесообразности, здесь можно ограничиться длинноволновым приближением пренебрегающим дисперсией и сжимаемостью воды. Учитывая вышеизложенное, расчет динамики цунами от генерации в очаге до наката на берег имеет смысл проводить, используя комплекс из двух связанных моделей: линейной потенциальной на больших глубинах и длинноволновой на мелководье.

Разделим расчетную область на две части: глубоководную и мелководную. В глубоководной части задача о генерации и распространении волн цунами решается в рамках линейной потенциальной теории сжимаемой жидкости. Основные уравнения гидродинамики (уравнения Эйлера и неразрывности) сводятся к волновому уравнению относительно потенциала скорости течения [Bolshakova et al., 2011]. На свободной поверхности жидкости применяется граничное условие, типичное для теории гравитационных волн малой амплитуды. На абсолютно жестком дне – условие непротекания. В мелководной области решается неоднородное уравнение линейной потенциальной теории несжимаемой жидкости [Nosov et al., 2013]. Уравнения записаны криволинейных координатах (сферических по горизонтали, сигма по вертикали) и решаются совместно явным конечно-разностным методом на равномерной сетке. Оба расчетных блока динамически сопрягаются вдоль заданной изобаты.

В докладе будут изложены детали численной модели, результаты ее верификации на аналитических решениях и примеры применения для расчета реальных цунами на Центральных Курилах 23 ноября 2006 г и 13 января 2007 г. .

Литература

1. Bolshakova A., Inoue S., Kolesov S., H. Matsumoto, M. Nosov, and T. Ohmachi. Hydroacoustic effects in the 2003 Tokachi-oki tsunami source //Russ. J. Earth. Sci. 2011. V.12. ES2005. doi:10.2205/2011ES000509.
2. Gislér G.R. Tsunami simulations //Annu. Rev. Fluid Mech., 2008, 40. – p. 71–90.

3. Horrillo J., Kowalik Z. Shigihara Y.: Wave dispersion study in the Indian Ocean tsunami of December 26, 2004 //Science of Tsunami Hazards, 25 No.1, p. 42–63 (2006)
4. Levin B.W., Nosov M.A. Physics of Tsunamis, Second Edition //Springer International Publishing AG Switzerland, ISBN 978–3–319–24035–0, 388 p.
5. Nosov M.A., Moshenceva A.V., Kolesov S.V. Horizontal motions of water in the vicinity of a tsunami source //Pure and Applied Geophysics, 170(9–10), p. 1647–1660, 2013. doi: 10.1007/s00024–012–0605–2
6. Колесов С.В., Носов М.А. Метод численного моделирования волн цунами с учетом фазовой дисперсии //Природные катастрофы: изучение, мониторинг, прогноз: III Сахалинская молодежная научн. школа, Южно-Сахалинск, 3–6 июня 2008 г.: сб. материалов / отв. ред. О.Н. Лихачева, с. 168–175. ИМГиГ ДВО РАН Южно-Сахалинск, 2009.
7. Куликов Е.А., Медведев П.П., Лаппо С.С. Регистрация из космоса цунами 26 декабря 2004 г. в Индийском океане //ДАН. 2005. Т. 401. No 4. с. 537–542.
8. Носов М.А. Волны цунами сейсмического происхождения: современное состояние проблемы //Известия РАН. Физика атмосферы и океана, 2014, 50, №3, с. 1–12
9. Пелиновский Е.Н. Гидродинамика волн цунами //Н. Новгород: ИПФ РАН, 1996. –276 с.

НАБЛЮДЕНИЯ ИОНОСФЕРНОГО ПРОВАЛА НАД ЕВРОПОЙ
ПРИ РАЗНЫХ УРОВНЯХ ГЕОМАГНИТНОЙ ВОЗМУЩЕННОСТИ
ПО ДАННЫМ РАДИОТОМОГРАФИИ

Инж. Туманова Ю.С., доц. Андреева Е.С., доц. Нестеров И.А.

IONOSPHERIC TROUGH OBSERVATION OVER EUROPE
ACCORDING TO RADIODOMOGRAPHY
UNDER DIFFERENT GEOMAGNETIC CONDITIONS

Tumanova Yu.S., Andreeva E.S., Nesterov I.A.

Ионосфера обладает выраженной слоистой структурой, в которой присутствуют неоднородности электронной концентрации различных масштабов. Одной из характерных структурных особенностей ионосферы является главный ионосферный провал (ГИП). Он представляет собой узкий «желоб» с пониженными значениями электронной концентрации (от нескольких раз до двух порядков величины по сравнению с фоновыми значениями), вытянутый вдоль широты. Впервые ГИП был зарегистрирован в 1960-х годах при внешнем зондировании F2-слоя ионосферы со спутников серии Alouette. С тех пор проведены многочисленные исследования ГИП,

однако многие вопросы — статистические и динамические характеристики ГИП, вариации формы ГИП и т.д. — остаются открытыми. Исследования ионосферных провалов не теряют своей актуальности, поскольку затрагивают широкий круг проблем физики ионосферы, навигации, локации, распространения радиоволн, прогнозирования состояния ионосферы и т.д.

В настоящее время существующие навигационные спутниковые системы (НСС) и сети наземных приемников позволяют проводить измерения радиосигналов НСС, проходящих через ионосферу, и применять методы радиотомографии (РТ) для восстановления пространственной структуры электронной концентрации в ионосфере. НСС включают системы первого поколения — низкоорбитальные (НО) системы (Transit, Парус и др.) и системы второго поколения — высокоорбитальные (ВО) системы (GPS/ГЛОНАСС). Методы НОРТ позволяют реконструировать 2D (высота-широта) распределения электронной концентрации в ионосфере над цепочкой приемников в вертикальной плоскости. Разрешение НОРТ составляет 20-30 км по горизонтали и 20-40 км по вертикали [3]. Впервые в мире НОРТ-реконструкции ГИП были получены в марте-апреле 1990 г. сотрудниками МГУ и ПГИ РАН [1]. Метод ВОРТ позволяет восстанавливать 4D (3 пространственных координаты и время) распределения электронной плотности ионосферы. На плотных сетях приемников (Европа, США, Аляска, Япония) разрешение ВОРТ может составлять 50 км и шагом по времени 10–30 минут [2–5]. Таким образом, методы РТ ионосферы позволяют получать регулярные данные о динамике и структуре ионосферы, в том числе и о провалах ионизации. В данной работе представлены примеры РТ реконструкций ионосферы над европейским регионом при различных уровнях геомагнитной возмущенности.

В качестве иллюстрации на рисунках 1 и 2 приведены примеры эволюции ионосферы с провалом ионизации над Европой по результатам ВОРТ реконструкций.

На рис. 1 на картах вертикального ТЕС (полное электронное содержание — total electron content), вычисленных из 4D ВОРТ-реконструкций, можно наблюдать появление глубокого и широкого провала ионизации в районе широт 58-63°с.ш. в 20:00UT. Хорошо видно, как в течение трех часов (с 21:00UT до 23:00UT) провал постепенно трансформируется и смещается в южном направлении. Данные относятся к возмущенному периоду, индекс $K_p = 4$, значения K_p и Dst индексов для 8 октября 2012 г. приведены на рис. 3.

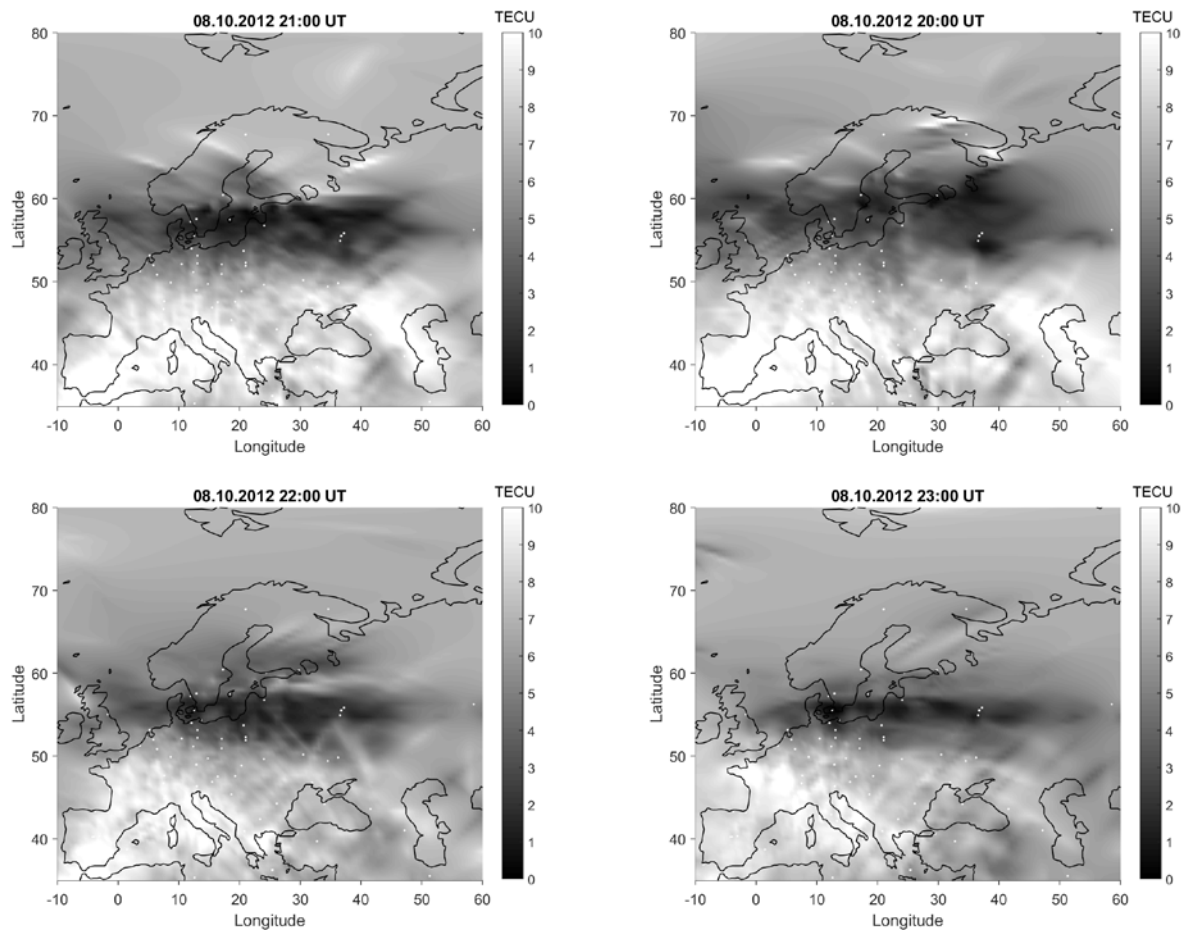
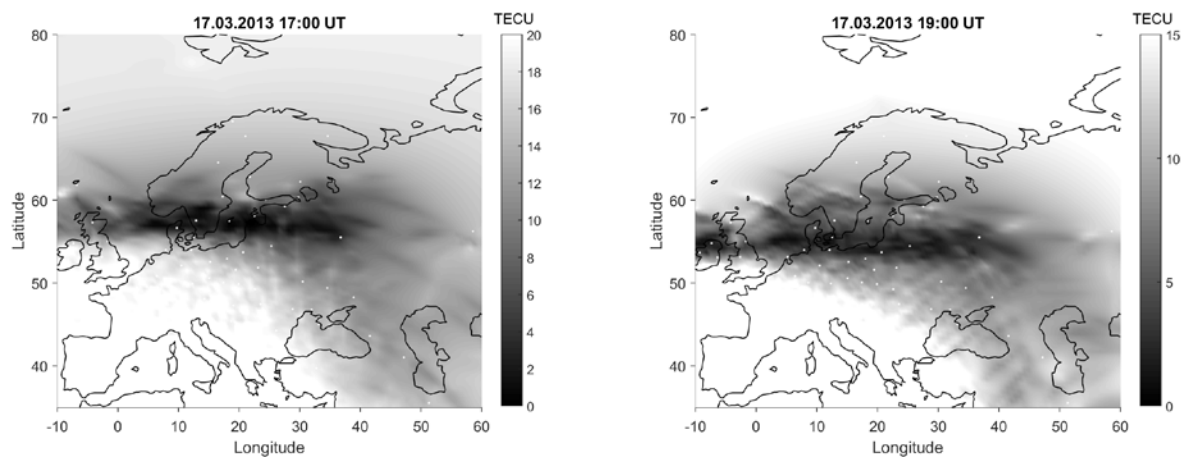


Рис. 1. Пример эволюции провала ионизации над Европой 08.10.2012, 20:00-23:00UT.



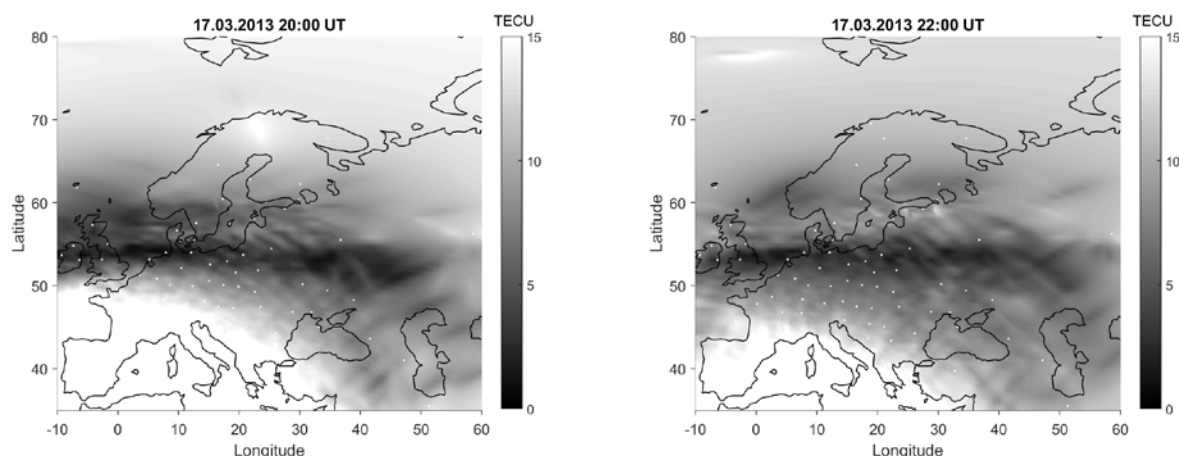


Рис. 2. Пример эволюции провала ионизации над Европой 17.03.2013, 17:00-22:00 UT.

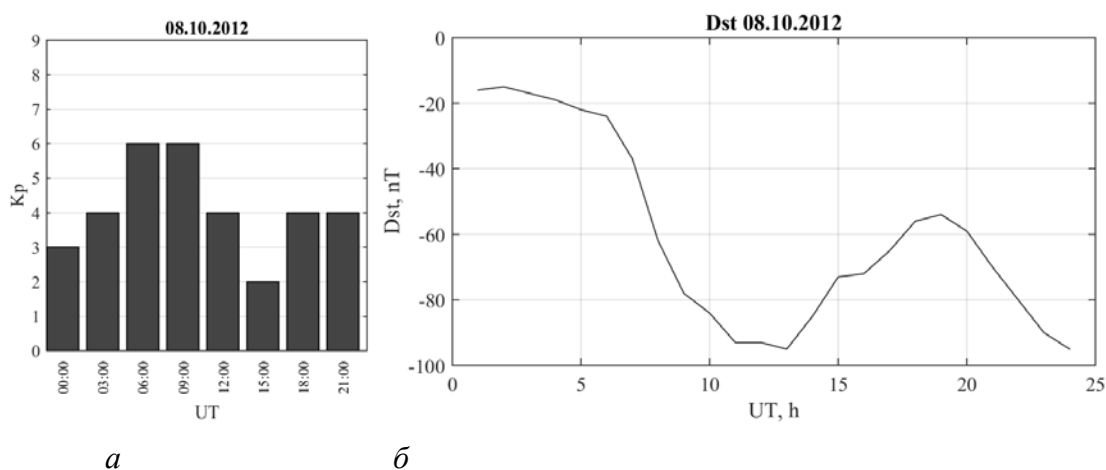


Рис. 3. Kp-индекс (а) и Dst-индекс (б) 08.10.2012.

На рис. 2 показан пример эволюции провала ионизации над Европой в период геомагнитной бури 17.03.2013 г., значения индексов геомагнитной активности представлены на рис. 4. Как видно из рис. 4, Kp-индекс достигал значения 6.

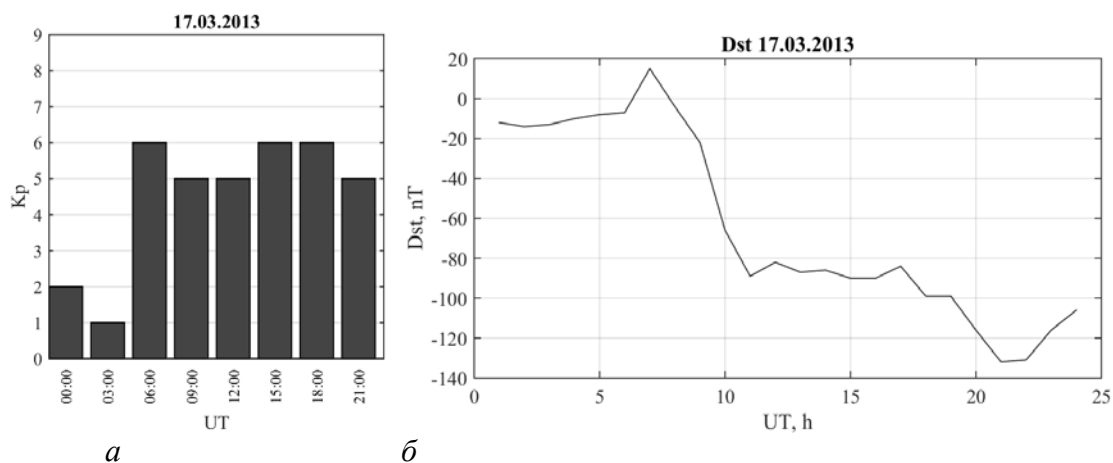


Рис. 4 Kp-индекс (а) и Dst-индекс (б) 17.03.2013.

Следует отметить, что в период бури провал ионизации расположен заметно южнее (58° – 60° с.ш.). На картах вертикального ТЕС в течение 5 часов (17:00–22:00 UT) отчетливо видно, как провал становится более протяженным и постепенно смещается к югу: с 58° – 60° с.ш. в 17:00UT до 50° – 52° с.ш. в 22:00UT.

Методы НОРТ позволяют восстанавливать более тонкие детали ионосферных структур. Неоднократно были зарегистрированы пятна повышенной ионизации внутри провала. На рисунках 5 и 6 приведены в изолиниях в единицах 10^{12} м^{-3} примеры томографических реконструкций провала ионизации над северо-западом России (Москва-Шпицберген).

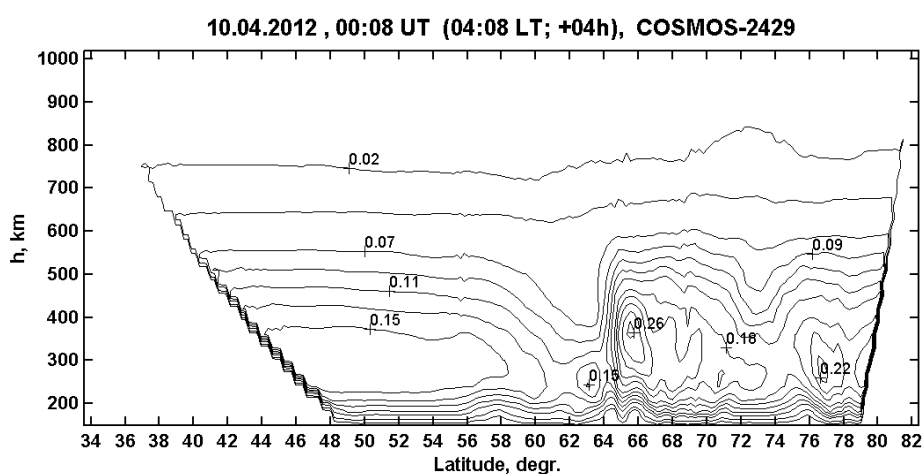


Рис. 5. РТ реконструкция ионосферы (Москва-Шпицберген) 10.04.2012 в 00:04UT.

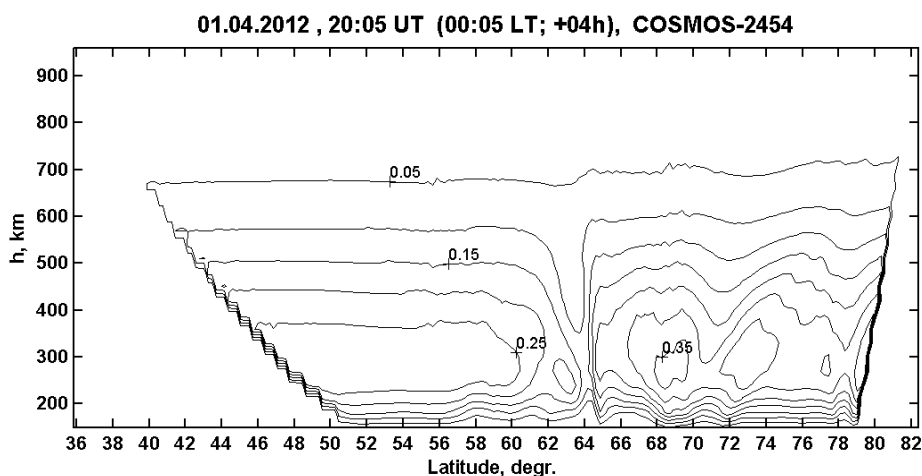


Рис. 6. РТ реконструкция ионосферы (Москва-Шпицберген) 01.04.2012 в 20:05UT.

На НОРТ сечении (рис. 5) хорошо виден провал ионизации в области широт 62° – 65° с.ш. и пятно повышенной ионизации идентифицируется внутри провала (63° с.ш.), а также квазиволновые возмущения к северу от

провала в районе широт 66° – 78° с.ш. Узкий провал ионизации в окрестности широты 64° с.ш. зарегистрирован на НОРТ реконструкции, представленной на рис. 6. Кроме того, локальный пик ионизации наблюдается в районе широты 63° с.ш. и квазиволновые возмущения в северной части реконструкции (68° – 77° с.ш.)

Проведенный анализ РТ реконструкций ионосферы показывает, что ширина и глубина провала варьируют в зависимости от уровня геомагнитной активности. Как правило, в периоды геомагнитных возмущений ионосферный провал становится более узким и глубоким. С ростом геомагнитной активности провал смещается в южном направлении на 5 – 10° , в некоторых случаях экваториальная стенка провала может достигать 35° с.ш.

Следует отметить, что в отличие от ионозондов, использующих КВ радиоволны, РТ методы позволяют диагностировать структуру ионосферы и в периоды геомагнитных бурь, поскольку в задачах РТ из-за высокой частоты зондирования поглощением, как правило, можно пренебречь [2–5]. В докладе приведены примеры сопоставления результатов РТ с данными измерений ионозондов, иллюстрирующие широкие возможности РТ методов для исследования структуры и динамики ионосферы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант №14–17–00637). Часть работ, связанная с развитием РТ алгоритмов и обработкой архивных данных, выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 16–05–01024).

Литература

1. Андреева Е.С., Галинов А.В., Куницын В.Е. и др.//Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 52. № 3. С. 783.
2. Куницын В.Е., Андреева Е.С., Кожарин М.А., Нестеров И.А., Радиотомография ионосферы с применением высокоорбитальных навигационных систем. Вестник МГУ, сер. физ., № 1, 2005. стр. 74–84
3. Куницын В.Е., Терещенко Е.Д., Андреева Е.С., Радиотомография ионосферы. Москва, Физматлит, 2007.
4. Nesterov I.A., V.E. Kunitsyn, A.M. GNSS radio tomography of the ionosphere: the problem with essentially incomplete data J. Adv. Space Res. 47(10), 1789 (2011).
5. Куницын В.Е., Нестеров И.А., Падохин А.М., Туманова Ю.С., Радиотомография ионосферы на базе навигационных систем GPS/ГЛОНАСС. Радиотехника и электроника, 56(11):1285–1297, 2011.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ВНЕЗЕМНОГО ВЕЩЕСТВА И ЗЕМНЫХ АНАЛОГОВ И ИХ ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ОБЛУЧЕНИЙ, ТЕМПЕРАТУРЫ, УДАРНЫХ ВОЗДЕЙСТВИЙ И СТАТИЧЕСКИХ ДАВЛЕНИЙ

Докторант *Безаева Н.С.*

Введение: Несмотря на интенсивное развитие космических исследований, внеземное вещество — метеориты и лунный грунт¹, доставленный на Землю советскими автоматическими станциями “Луна-16”, “Луна-20” и “Луна-24” и американскими пилотируемыми экспедициями *Аполлон* — было и остается единственным источником информации о палеомагнитных полях на разных этапах протопланетной и ранней планетной истории Солнечной системы.

Как известно, внеземное вещество в космическом пространстве подвергается воздействию двух физических процессов: ударов и корпускулярных облучений. Следы ударных (шоковых) воздействий в виде метеоритной бомбардировки поверхности твердых тел Солнечной системы видны на сильно кратеризованных поверхностях Луны, планет земной группы и астероидов. Облучения в космическом пространстве можно разделить на три компоненты: большие потоки низкоэнергетичных частиц солнечного ветра (далее SW, от англ. “*solar wind*”), меньшие потоки высокоэнергетичных галактических космических лучей (далее GCR, от англ. “*galactic cosmic rays*”) и периодические интенсивные потоки частиц солнечных вспышек (далее SEP, от англ. “*solar energetic particles*”) с типичными энергиями порядка 1 кэВ, ≥ 1 ГэВ и ≥ 1 МэВ, соответственно. Влиянием SW можно пренебречь ввиду небольшой проникающей способности в вещество (~нм). Космические лучи состоят в основном из протонов (*p*) и ядер гелия (${}^4\text{He}$) с типичными отношениями ${}^4\text{He}/p \sim 0.1$ и ~ 0.02 для GCR и SEP, соответственно, и характеризуются более глубокой проникающей способностью: от ~мкм до ~мм для SEP и от ~см до ~м для GCR. Поток более тяжелых ионов (с атомным номером $Z \geq 6$) составляет в GCR ~1 %.

Понимание воздействия вышеперечисленных физических процессов, имеющих место в Солнечной системе, на магнитные свойства внеземного вещества является ключевым для правильной интерпретации палеомагнитного сигнала и других магнитных свойств метеоритов и лунного грунта, а также понимания и корректной интерпретации природы наблюдаемых магнитных аномалий твердых тел Солнечной системы (Луна, Марс...).

В настоящей работе отдельно рассмотрены магнитные свойства внеземного вещества и земных аналогов при воздействии (I) точно калибруе-

¹ Помимо метеоритов и лунного грунта, внеземное вещество, доступное для прямого изучения в лаборатории, также включает микрометеориты, грунт астероида Итакава, возвращенный на землю в 2010г. японской миссией “*Хаябуса*”, и кометное вещество, доставленное миссией “*Стардаст*”.

мых статических давлений на примере гидростатики, (II) при ударных механических воздействиях и (III) при облучениях протонами и ионами свинца для лабораторного моделирования SEP и GCR, соответственно, а также ионами аргона для сравнения. В работе также показано, что удары и облучения могут потенциально приводить к такому физическому явлению, как самообращение намагниченности ферромагнетиков, представляющих собой основную магнитообразующую фракцию внеземного вещества и горных пород. Самообращением намагниченности называется явление намагничивания ферромагнитных минералов антипараллельно намагничивающему полю.

Методология: В первой части работы использовался новый физический инструментарий: три специально разработанные компактные немагнитные композитные камеры высокого гидростатического давления (P) типа поршень-цилиндр, которые позволили поднять уровень P последовательно до 1.2 ГПа [1], 1.8 ГПа и 2 ГПа и измерять остаточную намагниченность образцов как при воздействии P , так и после декомпрессии при использовании криогенного (сквид) магнитометра производства *2G Enterprises*. Во второй части работы генерация ударных механических воздействий производилась мощными наносекундными лазерными импульсами [2] или детонационной волной в серии сферических ударных экспериментов. В третьей части работы протонная бомбардировка образцов была проведена с использованием ускорителя *ARAMIS* — части экспериментального комплекса *JANNus* (Орсэ, Франция) [3].

(I) Влияние гидростатических давлений: Изучено поведение изотермической остаточной намагниченности насыщения SIRM марсианских метеоритов SNC². Обнаружено, что приложение гидростатических давлений до 1.2 ГПа в магнитном поле напряженностью < 5 мкТл при комнатной температуре к материалу марсианской коры приводит к необратимому размагничиванию SIRM образцов марсианских метеоритов на 6–23 %. При этом степень размагничивания статическим давлением Δ излившихся на поверхность Fe₇S₈- и (Fe₃O₄)_{1-x}(Fe₂TiO₄)_x-содержащих базальтов — шерготтитов (Δ_1) больше, чем Fe₃O₄-содержащих глубинных пород — наклитов (Δ_2): $\Delta_1 = 6$ %, $\Delta_2 \in [16; 23]$ %. Размагничивание *in situ* глубоко залегающих пород в коре Марса незначительно и может быть оценено как ≤ 5 –15 %. Принимая во внимание степень ударного метаморфизма метеоритов SNC (15–45 ГПа), естественная остаточная намагниченность NRM марсианских метеоритов не является первичной и, вероятно, была перемагничена в результате метеоритной бомбардировки марсианской поверхности. Более подробная информация изложена в [4].

² SNC — от англ. “*Shergottite, Nakhilite, Chassignite*” (Шерготтиты, Наклиты, Шассиньиты) — клан метеоритов предположительно с Марса.

Также изучено поведение остаточной намагниченности широкого спектра магнитных минералов как при воздействии гидростатических давлений, так и после декомпрессии. Приложение гидростатических давлений $P \in [1.2; 2.0]$ ГПа в нулевом магнитном поле (напряженностью < 5 мкТл) при комнатной температуре приводит к необратимому размагничиванию SIRM образцов до 84 % в зависимости от доминирующего магнитного минерала (ДММ) и магнитной жесткости образца, количественно выражающейся через остаточную коэрцитивную силу B_{cr} . После декомпрессии в зависимости от ДММ наблюдается три типа поведения остаточной намагниченности IRM_p : отсутствие изменений, дальнейшее уменьшение на δ до 7 % от SIRM, то есть, $IRM_p - \delta$ или восстановление на δ до 19 % от SIRM, то есть, $IRM_p + \delta$. В диапазоне $P \in [0; 1.2]$ ГПа обнаружена эмпирическая зависимость IRM_p от B_{cr} типа $IRM_p/SIRM = a \ln(B_{cr}) + b$, причем a и b зависят от типа ДММ; в диапазоне $P \in [0; 1.8]$ ГПа для Fe-Ni-содержащих метеоритов — обыкновенных хондритов такая зависимость имеет вид $IRM_p/SIRM = a B_{cr} + b$. Вышеописанные физические эффекты изучены на обширном материале — более 60 образцов метеоритов, горных пород и диспергированных в эпоксидной смоле синтетических порошков разных фракций, характеризующихся широким спектром литологий³, диапазоном значений $B_{cr} \in [4; >1000]$ мТл, и полным спектром наиболее типичных для внеземного вещества и горных пород магнитных минералов: металлическое железо Fe^0 и никелистое железо Fe-Ni — тэнит, тетратэнит, камасит магнетит Fe_3O_4 , титаномагнетит $(Fe_3O_4)_{1-x}(Fe_2TiO_4)_x$, моноклинный пирротин Fe_7S_8 , гематит $\alpha-Fe_2O_3$, гётит $\alpha-FeOOH$ и грейгит Fe_3S_4 . Измерения проведены с точностью 2.0×10^{-11} Ам² по магнитному моменту. Детали работы опубликованы в [5].

Использование аналогичного инструментария позволило изучить влияние гидростатических давлений до 1.61 ГПа на температуру перехода Морина T_M хорошо изученного образца горной породы, содержащей многодоменный гематит $\alpha-Fe_2O_3$. Изотермическая остаточная намагниченность, образованная под давлением в магнитном поле напряженностью 270 мТл, не восстанавливается после охлаждения образца от комнатной температуры T_0 до -30 °С и последующего естественного нагрева от -30 °С до T_0 . Зависимость эффекта памяти от давления составляет — 10 %/ГПа. T_M , определяемая по кривой нагрева, достигает комнатной температуры при воздействии гидростатических давлений 1.38–1.61 ГПа. Между T_M и P суще-

³ Метеориты: обыкновенные хондриты, SNC (предположительно с Марса), румурутит или R-хондрит, железные метеориты. Земные горные породы: базальты, андезиты, игнимбриты, риолиты, радиоляриты, граниты, микродиорит, аспидный сланец, яшма, обсидианы, монокристаллы, осадочные породы. Диспергированные в эпоксидной смоле синтетические порошки Fe_3O_4 , Fe_7S_8 , $\alpha-Fe$, $\alpha-Fe_2O_3$.

ствуется прямая линейная зависимость, при этом $dT_M/dP = (25 \pm 2) \text{ }^\circ\text{C/ГПа}$. Результаты работы опубликованы в [6].

(II) Влияние механических ударных воздействий: Изучены магнитные свойства ряда родственных образцов внеземного вещества и аналогов в исходном состоянии и подвергнутых механическому ударному воздействию в серии плоско-волновых и сферически симметричных ударно-взрывных экспериментов с диапазоном пиковых давлений механической ударной волны $P \in [0.1; >100]$ ГПа. Механические ударные воздействия могут приводить как к намагничиванию, так и размагничиванию вещества и/или изменению его магнитной жесткости (остаточной коэрцитивной силы B_{cr}).

Изучены процессы намагничивания вещества лунного грунта при прохождении ударной волны в контролируемом магнитном поле напряженностью $B \in [200; 400]$ мкТл. Ударная волна генерировалась в образцах лунных морских базальтов *Аполлон* (NASA) объемом $\sim 1 \text{ см}^3$ при облучении лазерными импульсами длительностью 30 нс, полученными в режиме модуляции добротности твердотельного лазера YAG Nd в диапазоне интенсивности $0.5 \div 4 \text{ ГВт/см}^2$ на длине волны 1.064 мкм без разрушения образцов. Показано, что в присутствии магнитного поля напряженностью $B \in [200; 400]$ мкТл лунные морские базальты приобретают шоковую остаточную намагниченность SRM при ударном воздействии с достаточно низкими пиковыми давлениями: $P \in [0.1; 2]$ ГПа. SRM возрастает линейно с возрастанием B и P . Проведено сравнение величины полученной SRM лунных образцов с величиной пьезоостаточной намагниченности PRM тех же образцов, образованной при приложении давлений 0.9 ГПа и 1.8 ГПа в течении 60 с в диапазоне магнитных полей $B \in [800; 1800]$ мкТл, при котором выявлено качественное соответствие SRM своему статическому аналогу PRM. В первом приближении для типичных образцов лунного грунта, содержащих многодоменные зерна Fe-Ni, максимальное значение SRM при низкоинтенсивном ударном воздействии с пиковым $P < 10$ ГПа можно оценить как: $SRM_{max} [\text{Ам}^2/\text{кг}] = 1.2 \cdot 10^{-4} \times SIRM [\text{Ам}^2/\text{кг}] \times B [\text{млТл}]$. Таким образом, наблюдаемые коровые магнитные аномалии Луны с большой вероятностью образовались в результате низкоинтенсивной ($< 5\text{--}10$ ГПа) метеоритной бомбардировки лунной поверхности [2].

Проведена серия сферических ударных экспериментов на метеоритах *Саратов* (обыкновенный хондрит), *Чинге* (железный метеорит, атаксит) и аналогах (базальт и диабаз Верхнего Озера, Канада, из областей, близких к импактной структуре *Slate Islands*). Пиковые давления механической ударной волны и ударно-индуцированные температуры включают сверхвысокий P - T диапазон и составляют $P \in [10; >100]$ ГПа и $T \in [300; >1200]$ $^\circ\text{C}$. Ударно-индуцированные изменения магнитных свойств вещества обусловлены рядом сопряженных с ударным метаморфизмом физических

процессов, а именно: механическое разрушение магнитных зерен в виде трещин и микротрещин, наведенные дефекты и дислокации в кристаллической решетке образцов, фазовые превращения в магнитных минералах, а также частичное или полное плавление вещества. В случае сверхвысоких P - T имеет место одновременное воздействие ударно-индуцированного нагрева и динамических давлений механической ударной волны (рис. 1).

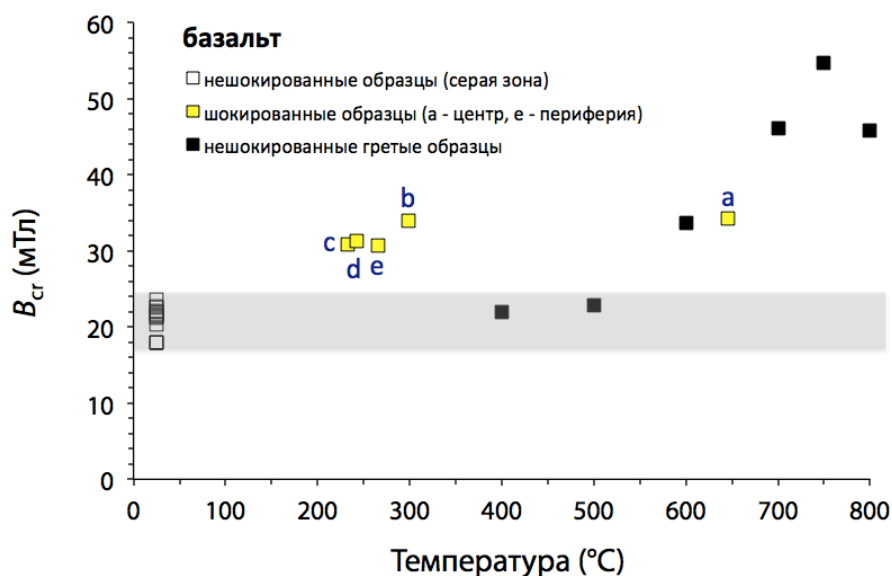


Рис. 1. Зависимость остаточной коэрцитивной силы B_{cr} от температуры для исходных, гретых и подвергнутого ударному воздействию после прохождения сферически сходящейся ударной волны (а и е — образцы из центра сферы и с периферии сферы, претерпевшие максимальные и минимальные P - T , соответственно).

При этом до сих пор оставалось неясным, каким образом эти два физических воздействия можно разделить. В настоящей работе предложена и апробирована методика разделения в механических ударных экспериментах последствий ударно-индуцированного нагрева и динамических давлений ударной волны при их одновременном воздействии на магнитные свойства метеоритов и аналогов, заключающаяся в проведении дополнительных экспериментов по нагреву исходного вещества в условиях с максимально возможной контролируемой скоростью нагрева V_n в вакууме от T_0 до T , достигаемых в ударных экспериментах в процессе прохождения ударной волны, а также контролируемой скоростью охлаждения V_o , сравнимой с V_o вещества после прохождения ударной волны, и последующем сравнением изменения магнитных характеристик исследуемого вещества, в частности B_{cr} при нагреве и при прохождении ударной волны (рис. 1).

Таким образом была выявлена природа ударно-индуцированного изменения B_{cr} в трех случаях сферически-симметричного ударного-взрывного нагружения метеоритов и аналогов, заключающаяся в преимущественном воздействии механических повреждений ударной волны при увеличении

B_{cr} и преимущественном воздействии ударно-индуцированного нагрева при уменьшении B_{cr} .

(III) Влияние облучений: Гипотеза о возможном образовании остаточной намагниченности в результате протонной бомбардировки образцов была выдвинута и экспериментально проверена в работе [7]. Однако, автор работы получил отрицательный результат: никакой остаточной намагниченности в результате протонной бомбардировки не образовалось. В настоящей работе проведены радиационные эксперименты по облучению протонами с энергиями, приближающимися к нижней границе энергетического спектра протонов SEP, широкого ряда образцов метеоритов и аналогов (горных пород, синтетических порошковых образцов, равномерно диспергированных в эпоксидной смоле). При этом был обнаружен и экспериментально зарегистрирован новый тип остаточной намагниченности – радиационно-индуцированная остаточная намагниченность RIRM (*Radiation-Induced Remanent Magnetization*), образовавшаяся в результате протонной бомбардировки метеоритов и аналогов с энергиями протонов $E_1=400$ кэВ и $E_2=850$ кэВ и дозами облучения $\phi \in [1.2 \times 10^{14}; 10^{16}]$ p/cm² в магнитном поле напряженностью ~146 мкТл. Направление RIRM в большинстве случаев близко к направлению распространения пучка протонов, а величина RIRM составляет 3–12 % от изотермической остаточной намагниченности насыщения SIRM, включая 2–6 % предрadiационной остаточной намагниченности⁴.

Облучение ряда образцов метеоритов и аналогов протонами (лабораторное моделирование SEP), ионами аргона и ионами свинца (лабораторное моделирование GCR) привело к существенным изменениям ряда объемных магнитных свойств, и в частности магнитной жесткости (остаточной коэрцитивной силы B_{cr}) облученных образцов. При этом, в зависимости от доминирующих магнитных минералов образцов, наблюдался весь спектр изменений. В самом деле, для всех Fe⁰ и FeNi-содержащих образцов, облученных протонами и ионами свинца, наблюдалось значительное снижение магнитной жесткости (до 93 %). Такой эффект, вероятно, связан с радиационно-индуцированной аморфизацией или атомным разупорядочением металлических фаз. Некоторые магнетит-содержащие образцы демонстрировали обратный эффект увеличения магнитной жесткости, что наблюдалось и на образцах метеоритов группы HED в результате их облучения ионами аргона. Протонное и свинцово-ионное облучения не привели к изменению магнитной жесткости пирротин-содержащих образцов. Подобные эффекты следует ожидать вследствие воздействия космических лучей на веземное вещество в космическом пространстве.

В работе также предложена теоретическая модель явления самообращения намагниченности ферромагнетиков, позволяющая проводить расчеты для однофазных и многофазных ферромагнитных систем (без учета взаимодействия фаз) как при отсутствии, так и с учетом диффузии магнитных

⁴Перед облучением SIRM образцов была размагничена переменным магнитным полем с амплитудой 120 мТл.

ионов между подрешетками двухподрешеточного ферримагнетика. Обосновано, что термодиффузия магнитных ионов между ферримагнитными подрешетками может стать причиной как ударно-индуцированного, так и радиационно-индуцированного самообращения намагниченности ферримагнетиков горных пород и внеземного вещества. Радиационно-индуцированное самообращение намагниченности может также наблюдаться и без изменения температуры за счет радиационно-индуцированной рекомбинации магнитных ионов и дефектов между подрешетками ферримагнетика, приводящими к изменению обменного взаимодействия внутри и между подрешетками и, как следствие, к самообращению намагниченности.

Заключение: Вышесказанное позволяет сделать вывод о том, что совокупный эффект ударных воздействий и облучений внеземного вещества в космическом пространстве может оказывать существенное влияние на палеомагнитный сигнал и магнитные свойства внеземного вещества, что следует учитывать при интерпретации палеомагнетизма метеоритов и лунного грунта, а также наблюдаемых магнитных аномалий твердых тел Солнечной системы. Образцы внеземного вещества с минимальной степенью ударного метаморфизма являются наиболее пригодными для палеомагнитных определений. При этом внеземное вещество может потенциально обладать свойствами самообращения намагниченности.

Литература

1. Sadykov R.A., Bezaeva N.S., Kharkovskiy A.I. et al. (2008) Nonmagnetic high pressure cell for magnetic remanence measurements up to 1.5 GPa in a SQUID magnetometer, *Review of Scientific Instruments*, 79, 115102.
2. Gattacceca J., Boustie M., Hood L. et al. (2010) Can the lunar crust be magnetized by shock: Experimental groundtruth, *Earth and Planetary Science Letters*, 299 (1–2), 42–53.
3. Безаева Н.С., Гатгачека Ж., Рошетт П. и др. (2015) Влияние облучений на магнитные свойства горных пород и синтетических образцов: Возможные последствия облучений внеземного вещества в космическом пространстве, *Физика Земли*, 51 (3), 18–38.
4. Bezaeva N.S., Rochette P., Gattacceca J. et al. (2007) Pressure demagnetization of the Martian crust: ground truth from SNC meteorites, *Geophysical Research Letters*, 34, L23202.
5. Bezaeva N.S., Gattacceca J., Rochette P. et al. (2010) Demagnetization of terrestrial and extraterrestrial rocks under hydrostatic pressure up to 1.2 GPa, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 179 (1–2), 7–20.
6. Bezaeva N.S., Demory F., Rochette P. et al. (2015) The effect of hydrostatic pressure up to 1.61 GPa on the Morin transition of hematite-bearing rock: Implications for planetary crustal magnetization, *Geophysical Research Letters*, 42 (23), 10188–10196.
7. Rowe M.W. (1978) Attempted proton-irradiation induced magnetization, *Geochemical Journal*, 12, 195–197.

Подсекция:
**ГАЗОДИНАМИКА, ТЕРМОДИНАМИКА
И УДАРНЫЕ ВОЛНЫ**

Сопредседатели
профессор Н. Н. Сысоев, профессор И. А. Знаменская,
профессор В. М. Шибков

ЕСТЕСТВЕННАЯ КОНВЕКЦИЯ ТЯЖЕЛЫХ ПАРОВ В ВОЗДУХЕ

С.н.с. Винниченко Н.А., асс. Плаксина Ю.Ю., Якимчук О.С.,
асп. Пуштаев А.В., проф. Уваров А.В.

NATURAL CONVECTION OF HEAVY VAPOR IN AIR

Vinnichenko N.A., Plaksina Yu.Yu., Yakimchuk O.S.,
Pushtaev A.V., Uvarov A.V.

Большинство исследований испарения, как теоретических, так и экспериментальных, посвящены испарению воды. Однако пары большинства жидкостей, использующихся в технике, в отличие от водяного пара, имеют молярную массу больше, чем у воздуха. Принято считать, что такой пар всегда будет опускаться вниз, и испарение жидкости из открытого сосуда будет происходить за счет диффузии, а не за счет конвекции. В настоящей работе показано, что это не так: знак полного числа Рэлея, а соответственно, и направление конвективного течения, определяется не только молярной массой пара, но и зависимостью давления насыщенного пара от температуры. Для веществ с молекулярной массой больше, чем у воздуха, знак числа Рэлея определяется взаимным положением температурной кривой насыщенного пара и прямой

$$p(T) = \frac{p_0(T - T_{\text{air}})\mu_{\text{air}}}{T_{\text{air}}(\mu_{\text{vap}} - \mu_{\text{air}})} \quad (1)$$

где p_0 — атмосферное давление, T_{air} — температура воздуха, μ_{air} и μ_{vap} — молярные массы воздуха и пара. У некоторых веществ (бутиловый спирт, нафталин) существует интервал температур, в котором прямая (1) лежит выше кривой насыщенного пара. Это означает, что горячий воздух, насыщенный парами, оказывается легче холодного воздуха вдали от сосуда с испаряющимся веществом, и возникает конвективное течение вверх. Определенную роль может играть и объемная конденсация пара: горячий воздух вблизи поверхности испаряющегося вещества, утратив в результате конденсации излишки тяжелого пара, становится легче, что может привести к локальному изменению направления конвекции.

Для измерения полей концентрации пара в воздухе, как правило, применяются оптические методы, также чувствительные к пространственным изменениям температуры: интерферометрия [1], теневой фоновый метод [2], инфракрасная спектрометрия [3]. Температурным фактором при этом пренебрегают. При измерении полей температуры пламени, напротив, часто пренебрегают влиянием концентраций различных компонент, хотя и на интерференционную картину, и на рефракционное отклонение лучей, и на поглощение инфракрасного излучения влияют как поле температуры, так и поля концентраций. В настоящей работе предлагается использовать для

интерпретации результатов, полученных при съемке теневым фоновым методом воздуха у поверхности испаряющегося вещества, аналогию тепло- и массопереноса. Эта аналогия основана на подобии уравнений энергии и переноса примеси, которое в случае равенства коэффициентов диффузии и температуропроводности, а также при подобии граничных условий, приводит к подобию полей температуры и концентрации. В виде аналогии Чилтона-Колборна [4] она широко применяется в инженерной практике для измерения коэффициентов теплопередачи. В геофизике подобие скрытого и контактного потоков тепла при испарении с поверхности водоема было замечено Боуэном [5]. В настоящей работе предполагается, что концентрация пара является функцией температуры, что позволяет разделить концентрационный и температурный вклад в наблюдаемую рефракцию. Точный вид психрометрической кривой определен для двух предельных случаев — отсутствия объемной конденсации и мгновенной объемной конденсации. Проведены экспериментальные измерения испарения бутилового спирта с вертикальной пластины для различных температур пластины (Рис. 1), а также этилового спирта для трех экспериментальных конфигураций: вертикальной пластины, горизонтальной пластины (испарение с нижней поверхности) и из открытого сосуда с теплопроводящими стенками. В последнем случае подобие полей концентрации и температуры нарушается из-за наличия дополнительной границы — нагретых боковых стенок сосуда, воздух возле которых теплый, но не содержит пара. Конвекция воздуха, нагревающегося от стенок сосуда, приводит к появлению дополнительного потока, увлекающего тяжелый пар этанола вверх. В этом случае предложенное разделение температурного и концентрационного вклада неприменимо, и теневой фоновый метод дает только поле показателя преломления.

Результаты экспериментов в каждом случае сравниваются с результатами двумерного и трехмерного численного моделирования, выполненного с помощью оригинального кода и в среде OpenFOAM. При этом анализируется возможность использования упрощенной модели, также основанной на предположении, что концентрация пара является функцией температуры. Упрощенная модель не включает уравнение переноса пара, а учитывает концентрационный вклад в конвекцию с помощью эффективного коэффициента расширения. Сравнение показывает хорошее согласие моделирования и экспериментов. При выполнении всех условий для подобия тепло- и массопереноса теневой фоновый метод позволяет измерять поля температуры и концентрации пара, а численное моделирование может проводиться по упрощенной модели с помощью кодов, не описывающих перенос пара. В случае нарушения условий подобия, в частности, появления в задаче дополнительных граничных условий, численное моделирование должно проводиться с использованием уравнения переноса пара, а сравне-

ние с экспериментом может быть выполнено только для поля показателя преломления.

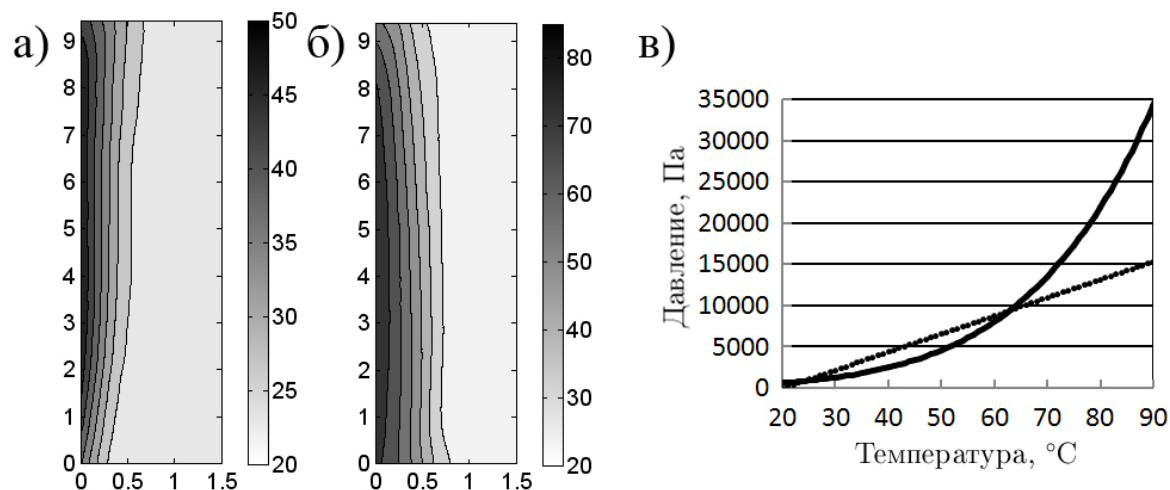


Рис. 1. а, б Поля температуры воздуха ($^{\circ}\text{C}$), полученные теневым фоновым методом при испарении бутилового спирта с вертикальной нагретой пластины. Температура пластины **а** 50°C , **б** 85°C . Расстояния указаны в сантиметрах. **в** Зависимость давления насыщенного пара бутанола от температуры (сплошная линия) и прямая (1), положение которой определяет знак полного числа Рэлея (пунктирная линия). При 50°C прямая (1) лежит выше кривой насыщенного пара, число Рэлея положительно и наблюдается течение вверх, при 85°C число Рэлея отрицательно и наблюдается течение вниз.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант 15–08–03049).

Литература

1. S. Dehaeck, A. Rednikov, P. Colinet. Vapour-based interferometric measurement of local evaporation rate and interfacial temperature of evaporating droplets // *Langmuir*, 2014, v. 30, pp. 2002–2008.
2. N. Kotchourko, M. Kuznetsov, A. Kotchourko, J. Grune, A. Lelyakin, T. Jordan. Concentration measurements in a round hydrogen jet using Background Oriented Schlieren (BOS) technique // *Int. J. Hydrogen Energy*, 2014, v. 39, pp. 6201–6209.
3. P.L. Kelly-Zion, C.J. Pursell, N. Hasbamrer, B. Cardozo, K. Gaughan, K. Nickels. Vapor distribution above an evaporating sessile drop // *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2013, v. 65, pp. 165–172.
4. T.H. Chilton, A.P. Colburn. Mass transfer (absorption) coefficients: prediction from data on heat transfer and fluid friction // *Industr. Engng. Chem.*, 1934, v. 26, pp. 1183–1187.
5. I.S. Bowen. The ratio of heat losses by conduction and by evaporation from any water surface // *Phys. Rev.*, 1926, v. 27, pp. 779–787.

РЕЖИМЫ СВЕРХЗВУКОВОГО ГОРЕНИЯ
ПРОПАН-ВОЗДУШНОГО ТОПЛИВА
В АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ КАНАЛАХ РАЗЛИЧНОЙ КОНФИГУРАЦИИ

Проф. *Шибков В.М.*, проф. *Шибкова Л.В.*, м.н.с. *Копыл П.В.*,
физик *Логунов А.А.*, студ. Морозов Р.А., м.н.с. Сурконт О.С.

Целью работы является экспериментальное изучение процессов, протекающих в условиях инициированного низкотемпературной газоразрядной плазмой сверхзвукового горения воздушно-углеводородного топлива.

Эксперименты проводились на установке, состоящей из вакуумной камеры, системы для создания сверхзвукового воздушного потока, ресивера высокого давления воздуха, ресивера высокого давления пропана, аэродинамических каналов прямоугольного сечения с присоединенными воздуховодами, высоковольтного источника питания для создания разряда постоянного тока, системы синхронизации и диагностической аппаратуры. Основой экспериментальной установки является откачиваемая металлическая цилиндрическая барокамера. Сверхзвуковой поток создается при заполнении барокамеры воздухом через профилированное сопло Лавалья. В качестве топлива использовались бедные пропан-воздушные смеси. В эксперименте эквивалентное отношение α для пропана изменялось от 0.3 до 0.75. Система хранения воздуха высокого давления состоит из газгольдера объемом 0.562 м^3 с компрессором, поднимающим давление воздуха в ресивере до величины $p = 1\text{--}5$ атм; клапана высокого давления; детектора для измерения динамического давления; электромагнитного клапана с временем срабатывания $t \sim 0.05$ с, обеспечивающего длительность пуска $\tau = 0.5\text{--}3.0$ с. Секундный массовый расход воздуха в эксперименте мог изменяться от 25 г/с до 150 г/с. Система накопления и хранения газообразного горючего состоит из стандартного баллона объемом 0.04 м^3 , который содержит жидкий пропан. Через запорный клапан и редуктор уже газообразное топливо поступает в ресивер объемом 0.012 м^3 . Воздух и пропан первоначально поступают в смеситель, установленный в дозвуковой части канала. Смешение происходит в основном до критического сечения сверхзвукового сопла Лавалья. Секундный массовый расход пропана в эксперименте мог изменяться от 1 г/с до 6 г/с.

Горение реализовывалось внутри гладких (без застойных зон) аэродинамических каналов прямоугольного сечения. Для предотвращения их теплового запирания использовались каналы переменного сечения, причем отношение выходного сечения к входному сечению $S_2/S_1 = 5, 8$ и 12 . Продольная длина каналов соответственно 70, 60 и 50 см. Аэродинамические каналы размещались внутри металлической барокамеры объемом 3 м^3 , давление воздуха в которой могло изменяться от 10 до 760 Торр. Основные эксперименты были проведены внутри открытой барокамеры при атмосферном давлении воздуха.

Проведены эксперименты по исследованию влияния электрического разряда на воспламенение и стабилизацию горения холодных незатормозженных сверхзвуковых воздушно-углеводородных потоков. Под термином «холодный поток» подразумеваются условия создания потока, при которых температура газа в нем равна 150–300 К, что во много раз меньше температуры, при которой может произойти самовоспламенение топлива и поддержание его горения. Внутри аэродинамических каналов реализована стабилизация сверхзвукового горения углеводородного топлива в условиях низкотемпературной плазмы, создаваемой с помощью скользящего вдоль электродов пульсирующего разряда.

При сгорании воздушно-углеводородного потока внутри расширяющегося аэродинамического канала на выходе из него образуется факел голубого свечения, продольные размеры которого не превышают 20–25 см. В спектре, излучаемом пламенем на выходе из канала, наблюдаются в основном полоса (0;0) радикала СН с длиной волны канта 431.5 нм. Экспериментально получено, что на выходе из аэродинамического канала концентрации электронов в пропан-воздушном пламени равна $2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, что приблизительно на порядок величины превышает равновесную концентрацию электронов при измеренной температуре пламени 1900 К.

Экспериментально измерялись зависимости относительного уменьшения скорости сверхзвукового потока перед областью горения за счет тепловыделения при сжигании пропан-воздушного топлива в аэродинамических каналах различной конфигурации. Показано, что в условиях расширяющегося аэродинамического канала с отношением $S_2/S_1 = 12$ сверхзвуковое горение бедных по отношению к углеводородному топливу смесей не оказывает существенного влияния на течение перед областью энергосвечения. При этом относительное уменьшение скорости потока перед областью горения $(v_0 - v)/v_0$ не превышает нескольких процентов, увеличиваясь от 3 до 5 % с ростом вкладываемой электрической мощности от 2 до 12 кВт. С помощью тензовесов фиксировалась тяга, возникающая при плазменно-стимулированном горении пропан-воздушного топлива в расширяющемся (не снабженным выходным соплом) аэродинамическом канале с присоединенным воздухопроводом. Показано, что при сжигании бедных смесей тяга линейно растет с увеличением секундного массового расхода пропана, достигая максимальной величины при эквивалентном отношении для пропана $\alpha = 0.75$. При дальнейшем увеличении расхода пропана тяга незначительно уменьшается.

В условиях слабо расширяющегося аэродинамического канала с отношением $S_2/S_1 = 5$ величина $(v_0 - v)/v_0$ увеличивается от 10 до 50 % с ростом эквивалентного отношения α для пропана от 0.3 до 0.5. В экспериментах фиксировался временной ход статического давления в расширяющемся ($S_2/S_1=5$) аэродинамическом канале длиной $L = 70$ см, регистрируемый датчиком давления, расположенным на расстоянии $z = 15$ см от области суще-

ствования газоразрядной плазмы. Секундный массовый расход воздуха оставался постоянным и равным 100 г/с, а массовый расход пропана изменялся от 2 до 6 г/с. Получено, что воспламенение происходит с задержкой 0.1 с после включения разряда и инъекции пропана. При этом происходит скачок статического давления Δp , равный 200 Torr , при секундном расходе пропана 4.9 г/с. Фиксируемые на осциллограмме нерегулярные шумы при сверхзвуковом горении пропана связаны с тем, что в процессе существования пульсирующего электродного разряда последовательные пробои разрядного промежутка происходят с частотой порядка 1 кГц, что вызывает электромагнитную импульсную наводку на электронные усилители регистрирующей аппаратуры. Получена зависимость величины скачка давления в расширяющемся аэродинамическом канале при возникновении горения пропан-воздушного топлива от эквивалентного отношения пропана при секундном массовом расходе воздуха $dm_{\text{air}}/dt = 100 \text{ г/с}$, скорости воздушного потока на входе в расширяющийся аэродинамический канал $v_1 = 470 \text{ м/с}$, что соответствует числу Маха потока $M_1 = 1.7$. Показано, что при сжигании бедных смесей возникающий скачок давления (также как и сила тяги) нарастает с увеличением секундного массового расхода пропана, достигает максимальной величины при эквивалентном отношении для пропана $\alpha = 0.75$, а при дальнейшем увеличении расхода пропана уменьшается.

Проведенные исследования показывают возможность применения плазменной технологии для сверхзвукового сжигания воздушно-углеводородных топлив в аэродинамических каналах переменного сечения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 14-02-00514-а).

ОБРАЗОВАНИЕ И ДИНАМИКА ВЗРЫВНЫХ ВОЛН ОТ НАНОСЕКУНДНОГО АКТУАТОРА

Проф. Знаменская И.А., проф. Сысоев Н.Н., доц. Мурсенкова И.В.,
доц. Иванов И.Э., асп. Глазырин Ф.Н.

Импульсный скользящий поверхностный разряд (плазменный лист) [1] может быть использован в качестве плазменного актуатора для управляемого воздействия на пограничный слой газодинамического потока, в том числе — разрывного. Воздействие достигается преимущественно за счет ударно-волновой конфигурации, возникающей при инициировании разряда. Ранее проводился анализ течения, инициируемого таким разрядом в воздухе, на основе сравнения результатов численного моделирования с теневыми изображениями ударных волн, было показано, что доля энергии

разряда, вводимая в приповерхностную область газа, может достигать 60 % [1].

Отдельного внимания требует вопрос об однородности энергоклада в направлении от катода к аноду, особенно в ярких разрядных каналах актуатора. Был проведён анализ энергоклада вдоль разрядных каналов по анализу течения, формирующегося после разряда. Для исследования был применён метод цифрового трассирования (Particle Image Velocimetry, PIV). Применение метода PIV к течениям, создаваемым электрическими разрядами в газе, связано с дополнительными сложностями – взаимодействием вещества трассеров с плазмой, влиянием свечения разряда на изображения, и т.д. Экспериментально методом цифрового трассирования исследованы нестационарные поля скоростей, возникающие при развитии течения за ударными (взрывными) волнами, инициированными импульсным поверхностным разрядом, скользящим по поверхности диэлектрика (плазменным листом) на стенке разрядной камеры прямоугольного сечения [1]. Два плазменных листа инициировались симметрично на верхней и нижней стенках разрядной камеры, имеющей сечение $24 \times 48 \text{ mm}^2$ ($Z \times Y$ на рис. 1). Боковые стенки камеры образованы плоскопараллельными кварцевыми окнами длиной 170 mm (X), дающими возможность оптического исследования течения по всему сечению. Площадь зоны поверхностного разряда — $30 \times 100 \text{ mm}^2$ ($Y \times X$) при поперечном размере камеры 48 mm , средняя толщина плазменного листа $\sim 0.5 \text{ mm}$ (Z) при давлении в экспериментах $(2-4) \cdot 10^4 \text{ Pa}$ [2]. Область разряда состоит из каналов, направленных перпендикулярно стёклам камеры (в направлении Y). Каналы развивались за время $\sim 30 \text{ ns}$, их плотность на поверхности составляла около 1 канала на 1 mm длины плазменного листа [1, 2]. В разряде выделяются отдельные каналы повышенной интенсивности, характеризующиеся также более ярким видимым свечением. Показано, что длительность свечения плазменных каналов разряда в зависимости от их интенсивности составляла от 100 ns до нескольких микросекунд [1], время энергоклада (протекания тока) не превышало 200 ns .

В качестве трассирующих частиц PIV системы использовался оксид титана (диаметр частиц $< 1 \text{ }\mu\text{m}$). Поскольку разряд инициировался при пониженном давлении, была разработана процедура засева исследуемой области и поддержания необходимой плотности частиц. Перед началом эксперимента производился засев разрядной камеры частицами, и затем объём откачивался до рабочего давления.

Подсветка трассирующих частиц осуществлялась двойным лазерным импульсом длительностью 6 ns каждый; задержка между двумя импульсами варьировалась от 2 до $5 \text{ }\mu\text{s}$. Лазерный импульс был синхронизирован с инициацией разряда. Съёмка проводилась при двух различных конфигурациях PIV-системы. Лазерный нож направлялся сквозь окно разрядной ка-

меры перпендикулярно поверхности плазменного листа в двух различных направлениях (см. рис. 1).

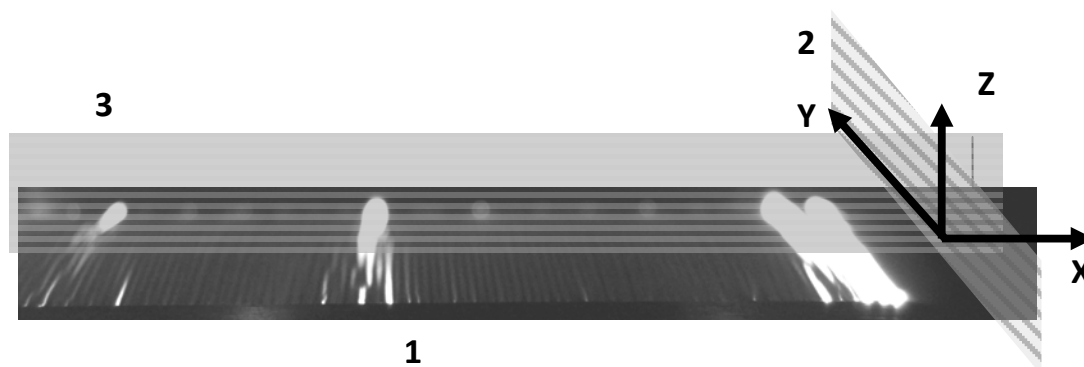


рис. 1. Фотоизображение свечения каналов поверхностного разряда в неподвижном воздухе при давлении $2 \cdot 10^4$ Pa (1) и два положения лазерного ножа (2, 3).

В первой конфигурации нож направлялся вдоль линии развития плазменных каналов (в плоскости YZ , см. 2 на рис. 1). Во второй конфигурации лазерный нож направлялся перпендикулярно каналам плазменного листа (в плоскости XZ , см. 3 на рис. 1). Таким образом, были получены PIV-изображения зоны разряда с двух взаимно перпендикулярных ракурсов, позволяющие восстановить пространственное распределение ударно-волновых конфигураций, возникающих после инициирования поверхностного разряда, и соответствующих полей скорости течения. Цилиндрические взрывные волны от отдельных каналов взаимодействуют [1], образуя квазипараллельный ударно-волновой фронт. В области каналов повышенной яркости взрывные волны более интенсивны, и образуют полуцилиндрические участки, выделяющиеся из общего фронта. На рис. 2 приведено PIV-изображение поля скоростей при давлении воздуха $2.6 \cdot 10^4$ Pa, через $20 \mu\text{s}$ после разряда, полученное при ориентации лазерного ножа вдоль канала повышенной интенсивности нижнего плазменного листа (вариант 2 на рис. 1, плоскость YZ). Снизу распространяется ударная волна повышенной интенсивности, исходящая из области яркого разрядного канала, сверху — ударная волна нормальной интенсивности от верхнего плазменного листа. Поля скоростей, полученные с двух ракурсов, близки по значениям при близких значениях интенсивности свечения канала, скорости газа достигают 75 m/s и достаточно хорошо согласуется с данными, полученными в результате численного моделирования на основе модели импульсного энерговклада. Формирующийся вдоль разрядного канала фронт ударной волны параллелен верхней и нижней поверхностям (по которым скользят каналы). Проведенный анализ полей скорости PIV также показывает, что в вертикальном сечении интенсивность ударной волны и поле скорости газа за ее фронтом существенно не изменяются на длине разрядного канала.

Это свидетельствует о **постоянстве энерговклада по направлению распространения канала**. Неоднородность свечения (рис. 1), очевидно, создается в основном накоплением светового потока при длительном послесвечении разряда.

Т.О. анализ формы фронта ударных волн и распределения скорости потока за ними показывают, что мгновенный энерговклад, обеспечиваемый плазменным актуатором, однороден вдоль направления разрядных каналов. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 15–08–02417 и Программы развития МГУ до 2020 года.

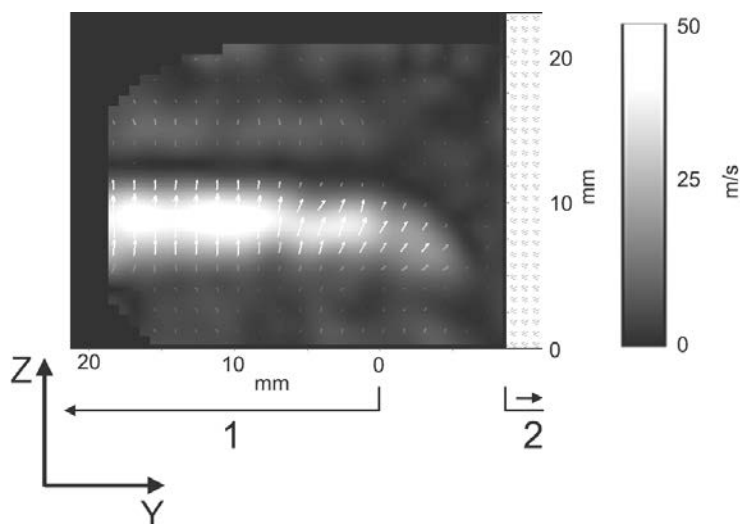


Рис. 2. Поле скорости течения, полученное PIV. 1 — область разряда, 2 — стекло.

Литература

1. Знаменская И.А., Латфуллин Д.Ф., Луцкий А.Е., Мурсенкова И.В., Сысоев Н.Н. // ЖТФ. 2007. Т. 77 № 5. С. 10–18.
2. Ф. Н. Глазырин, И. А. Знаменская, И. В. Мурсенкова и др. // Письма в "Журнал технической физики". – 2016. – Т. 42, № 2. – С. 16–22.

ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРОВ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ СТРУЙНЫХ ЗАТОПЛЕННЫХ ТЕЧЕНИЙ ВОДЫ

Проф. Знаменская И.А., проф. Сысоев Н.Н., н.с. Коротеева Е.Ю.,
асп. Новинская А.М.

Целью работы являлось: экспериментально на основе высокоскоростной ИК термографии исследовать особенности спектров температурных пульсаций в приповерхностных струйных турбулентных неизотермических течениях воды.

Теоретически было показано [1], что в двумерных течениях возможно появление двух инерционных интервалов, по которым реализуются прямой каскад переноса энстрофии (k^{-3} для энергетического спектра скорости), обеспечивающий диссипацию, и обратный каскад кинетической энер-

гии со степенным законом $k^{-5/3}$, перекачивающий кинетическую энергию в область больших масштабов [2]. Черты двумерной турбулентности проявляют крупномасштабные геофизические и астрофизические течения [3]. Численному моделированию двумерной турбулентности в последние годы посвящено большое количество работ; многими авторами отмечалось, что шансов на реализацию двумерной турбулентности в природных и лабораторных условиях фактически нет [2].

Свойство воды поглощать инфракрасное (ИК) излучение на субмиллиметровом масштабе позволило предложить метод измерения и анализа неизотермических турбулентных пульсаций жидкости в пограничном слое через стенки, прозрачные для ИК излучения [4, 5], на основе ИК термографии (ТВПЖ - термография высокоскоростных потоков жидкости). В частности, ранее в плоском тройниковом соединении методом ТВПЖ были получены спектры турбулентности, содержащие прямолинейный участок, соответствующий колмогоровскому закону « $-5/3$ » [5]. Температура в данной серии экспериментов играет роль пассивной примеси. Как показали эксперименты, частотные характеристики пульсаций (в отличие от амплитуды) не зависят от температуры смешиваемых потоков.

Рис. 1. Фото тройникового устройства.

При спектральном анализе методом ТВПЖ импактной затопленной струи [6, 7] также были получены спектры турбулентности, соответствующие закону Колмогорова « $-5/3$ ». Метод позволяет снимать информацию из приповерхностного слоя воды толщиной менее 1 мм. Исследования проводились с использованием тепловизионной камеры FLIR SC7700, работающей в спектральном диапазоне 3.7–4.8 мкм с частотой кадров 100–115 Гц.

Проведены экспериментальные исследования турбулентных пульсаций при взаимодействии двух затопленных струй воды одинаковой интенсивности под углом 120 градусов в дискообразном тройниковом устройстве. Вид тройника представлен на рис. 1. Вода поступала снизу вверх через два сопла в затопленное пространство и вытекала через сток в верхней точке сосуда. Внутренний диаметр сосуда составляет 67 мм, толщина — 13 мм, диаметр каждого сопла — 7 мм, конфигурация тройника имеет две вертикальные плоскости симметрии. Смешивались струи с горячей (30–55°C) и холодной (10–20°C) водой.

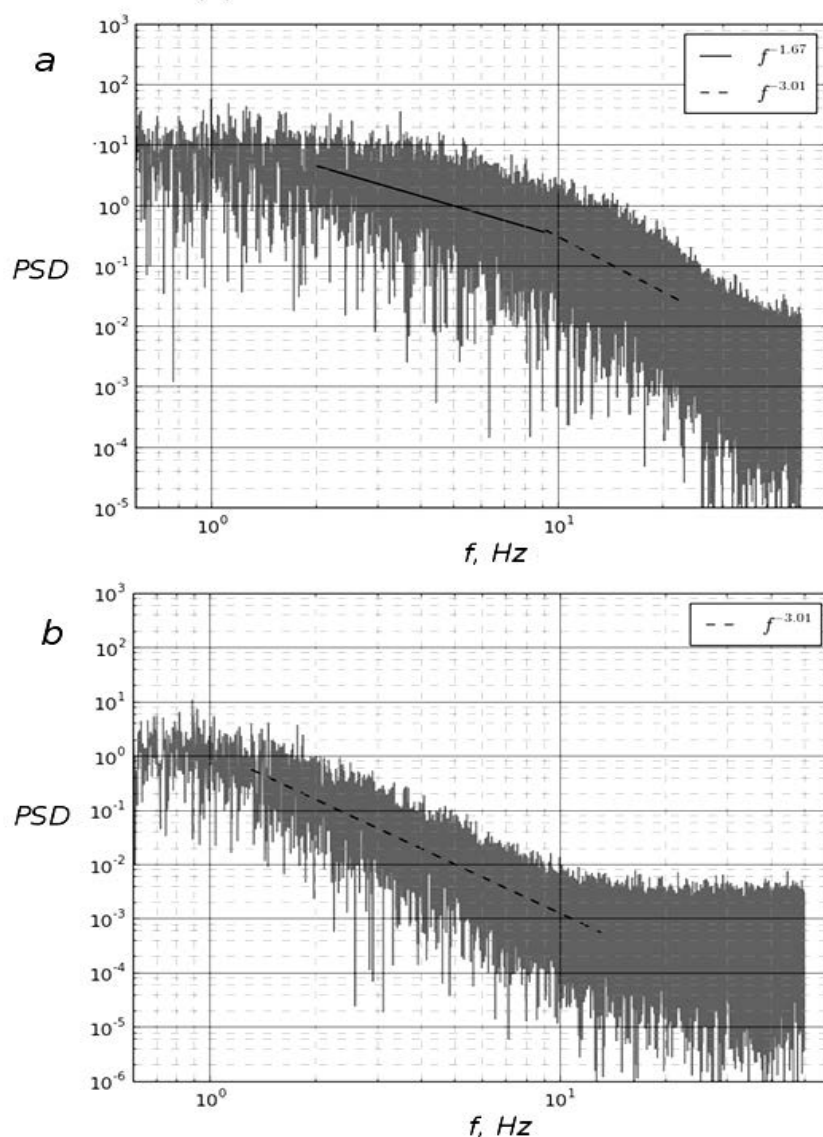


Рис. 2. Спектр мощности температурных пульсаций в дискообразном тройнике, на оси течения (a) и вблизи стенки (b).

Тепловизионная регистрация турбулентного течения в зоне смешения велась через тонкую пластину, прозрачную для ИК излучения. Расход воды через каждое сопло составил 50 мл/с, при средней скорости истечения из каждого из сопел 1.3 м/с. Число Рейнольдса течения, вычисленное по поперечному размеру сосуда, составило порядка 1.7×10^4 для усредненной температуры. На рис. 3, a приведен типичный спектр температурных пульсаций, снятый на плоскости симметрии течения, разделяющей два сопла. Анализ спектральных характеристик процесса перемешивания воды в исследуемом режиме показал наличие в зоне интенсивного взаимодействия струй на расстоянии 0.5–2.0 см от уровня сопел двух выделенных степенных интервалов на спектральных кривых. Как видно из графика, на низкочастотном участке спектра в диапазоне от 2 до 9 Гц отмечено формирова-

ние наклона, близкого к $-5/3$ (прямыми линиями обозначены наклоны на соответствующих частотных интервалах, рассчитанные по методу наименьших квадратов). Далее следует второй участок с наклоном, близким к -3 (от 9 до 22 Гц). Для спектров, снятых в верхней части сосуда в зоне торможения и закрутки струй наклон на декаде частот можно идентифицировать как -3 (рис. 2, *b*).

Т. о., пульсационные характеристики пограничного слоя жидкости могут быть исследованы в широком спектральном диапазоне через стенку, прозрачную для ИК излучения, и при использовании тепловизора с частотой кадров от 100 Гц. Экспериментально впервые показано наличие двойного инерционного интервала в квазидвумерном турбулентном потоке, образующемся при взаимодействии двух затопленных струй (в дискообразном тройнике). При смещении контрольных точек по течению вдоль линии взаимодействия струй получен наклон спектра, близкий к -3 . Механизм формирования различных спектральных интервалов в струйном течении может быть связан как со стратификацией жидкости в пристенном течении, зависящей от скорости, так и с особенностями струйного течения в сосуде квазидвумерной геометрии.

Литература

1. R. Kraichnan. Journal of Fluid Mechanics. 1971. Vol. 47. P. 535.
2. Фрик П.Г. Турбулентность: подходы и модели. Изд. 2-е, испр. и доп. М.; Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика». 2010. 332 с.
3. Данилов С Д, Гурарий Д. УФН. 2000. Т. 170, № 9, С. 921–968.
4. Патент РФ 2677793 от 30 сентября 2014.
5. Большухин М. А., Знаменская И. А., Фомичев В. И. Доклады Академии наук. – 2015. – Т. 465, № 1. – С. 38–42.
6. Znamenskaya I.A., Koroteeva E.Y. Journal of Flow Visualization and Image Processing. 2013. Vol. 20, no. 1–2. P. 25–33.
7. Знаменская И.А., Коротеева Е.Ю., Новинская А.М., Сысоев Н.Н. Письма в ЖТФ 2016 г. принято в печать.

КОНЦЕНТРАЦИЯ И ТЕМПЕРАТУРА ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕ СКОЛЬЗЯЩЕГО ПО ЭЛЕКТРОДАМ РАЗРЯДА, СОЗДАВАЕМОГО В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ГАЗА

Проф. *Шибков В.М.*, проф. *Шибкова Л.В.*, м.н.с. *Копыл П.В.*,
физик *Логунов А.А.*, студ. *Морозов Р.А.*, м.н.с. *Сурконт О.С.*

Целью работы является определение пространственно-временного распределения концентрации и температуры электронов, а также температуры

газа в области существования канальной плазмы скользящего вдоль электродов электрического разряда, создаваемого в высокоскоростном воздушном потоке. Актуальность исследования связана с поиском механизмов, обеспечивающих быстрое плазменно-стимулированное воспламенение воздушно-углеводородных топлив в сверхзвуковых газовых потоках и поддержание их стационарного горения. Для этого необходимы данные об основных характеристиках газоразрядной плазмы, используемой в этих целях.

Экспериментальная установка включает в себя вакуумную камеру, ресивер высокого давления воздуха, систему для создания сверхзвукового потока, прямоугольные аэродинамические каналы различной конфигурации, высоковольтные источники питания для создания газоразрядной плазмы, систему синхронизации и диагностическую аппаратуру. Разряд создавался между электродами, помещенными внутрь расширяющегося аэродинамического канала при атмосферном давлении окружающего воздуха. Эксперименты проводились в условиях холодного ($T=200$ К) сверхзвукового воздушного потока при следующих условиях: длительность существования сверхзвукового потока $\tau_{\text{air}}=3$ с; число Маха потока $M=1.5-3$; разрядный ток изменялся в пределах от 2 до 16 А; массовый расход воздуха $dm_{\text{air}}/dt = 50-105$ г/с; длительность импульса разрядного тока $\tau_{\text{DC}} = 2$ с.

Концентрации электронов в плазме канального разряда измерялась по штарковскому уширению спектральных линий бальмеровской серии водорода, а температура электронов по распределению интенсивности излучения тормозного спектра, а также по относительным интенсивностям излучения спектральных линий меди. Для этого производилась регистрация спектра излучения плазмы на различных расстояниях от электродов. Получено, что вблизи электродов наряду с полосами CN и линиями H, O и Cu в спектре наблюдается сильный сплошной континуум, что свидетельствует о высоком значении концентрации электронов в канальной плазме электродного разряда. Сравнение экспериментально измеренной зависимости континуума от длины волны с теоретически рассчитанным тормозным спектром показало, что температура электронов в канальной плазме скользящего вдоль электродов пульсирующего разряда изменяется вниз по потоку от 15000 К на расстоянии 1 см от кончиков электродов до 5000 К на расстоянии 10 см от электродов. При этом измеренная по различным спектральным линиям меди температура распределения заселенностей возбужденных атомов находится в пределах от 0.8 до 1.5 эВ и незначительно растет с увеличением разрядного тока. Температуру распределения в условиях больших значений концентрации электронов можно отождествить с температурой электронов. Экспериментально получено, что с увеличением разрядного тока от 2 до 16 А концентрации электронов в канальной плазме

монотонно возрастает от $2 \cdot 10^{14}$ до $3 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Температура газа в плазме увеличивается с ростом разрядного тока, но в экспериментальных условиях не превышала 800–1000 К.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 14-02-00514-а).

УДАРНЫЕ ВОЛНЫ В ГАЗЕ С НЕОДНОРОДНОЙ ПЛОТНОСТЬЮ

С.н.с. Юсупалиев У., с.н.с. Шутеев С.А.,
с.н.с. Еленский В.Г., инж. Белякин С.Т.

Задача распространения плоской сильной ударной волны (УВ) в газе с неоднородной плотностью $\rho_0(x)$ впервые рассмотрена G. Whitham [1] и им установлено следующее соотношение между скоростью УВ D_{sw} и плотностью газа ρ_0 перед её фронтом:

$$D_{sw} = D_{sw1} \left(\frac{\rho_0}{\rho_{01}} \right)^{\frac{1}{\beta_0}}, \quad (1)$$

где $\beta_0 = - \left(2 + \sqrt{\frac{2\gamma_0}{\gamma_0 - 1}} \right)$, γ_0 и ρ_{01} — показатель адиабаты и начальная плот-

ность газа перед фронтом УВ с начальной скоростью D_{sw1} соответственно.

Распространение УВ в газе с неоднородной плотностью имеет место в звездах [2–6], плотность в которых вблизи поверхности спадает к нулю по степенному закону:

$$\rho_0(x) \sim bx^\delta, \quad (2)$$

где x — координата, отсчитываемая от поверхности внутрь звезды, b и δ — постоянные.

В [6] при рассмотрении различных приближенных методов зависимость скорости экстремально сильной УВ D от геометрической координаты r и плотности среды $\rho(r)$ сведена к следующему виду: $D = C \cdot \rho^{-a} \cdot r^{-b}$, где a и b являются некоторыми функциями параметров γ_{eff} и ν ($\nu = 0, 1$ и 2 соответственно для плоской, цилиндрической и сферической УВ). Показано, что известные приближенные методы дают завышенные значения скорости УВ.

Настоящая работа посвящена установлению соотношения для скорости D_{sw} сильных цилиндрических и сферических УВ в газе/плазме с неоднородной плотностью. Наличие такой зависимости позволяет разработать метод определения пространственного распределения плотности газа/плазмы, важной для практических целей характеристики.

Для нахождения аналитической зависимости $\rho_0(D_{sw})$ рассматривается следующая модель.

Согласно [10,11], распространение УВ представляет собой адиабатический процесс. В этом случае между давлением p и плотностью газа/плазмы ρ выполняются следующие соотношения:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial p}{\partial t}, \quad \frac{\partial \rho}{\partial r} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial p}{\partial r}, \quad c^2 = \gamma_{eff} \frac{p}{\rho}, \quad (3)$$

где c — скорость звука в газе (в случае плазмы c — скорость изотермического звука), а величины p и ρ связаны уравнением состояния. Для описания процесса распространения сильной УВ в плазме/газе с неоднородной плотностью используем соотношения (3), уравнение непрерывности, уравнение Эйлера.

С целью нахождения связи между скоростью УВ $D_{sw} \equiv \dot{R}_{sw}(t) = dR_{sw}(t)/dt$ и плотностью газа/плазмы перед скачком уплотнения ρ_0 решение ищется в виде:

$$p = \rho_0(t) (\dot{R}_{sw}(t))^2 \mu(\xi), \quad \rho = \rho_0(t) g(\xi), \quad v = \dot{R}_{sw}(t) u(\xi), \quad (4)$$

где $\mu(\xi)$, $g(\xi)$, $u(\xi)$ — безразмерные функции от автомодельной переменной $\xi = r / R_{sw}(t)$. Здесь в качестве масштаба плотности ρ_0 была принята плотность невозмущенного газа/плазмы перед фронтом УВ.

В результате преобразований уравнений непрерывности и Эйлера и сопутствующих соотношений получено

$$\rho_0(t) = \rho_{01} \left(\frac{D_{sw}(t)}{D_{sw1}} \right)^{\frac{C_{sw1}}{C_{sw2}}}, \quad (5)$$

представляющее собой искомую связь между скоростью УВ $D_{sw}(t)$ и плотностью газа/плазмы $\rho_0(t)$ перед фронтом этой УВ. Отношение $\beta \equiv C_{sw1} / C_{sw2}$, где C_{sw1} и C_{sw2} — константы разделения, для трех случаев симметрии также находится из дополнительных преобразований уравнений в окрестности скачка уплотнения сильной УВ:

$$\beta = - \left(2 + \sqrt{\frac{2\gamma_{eff}}{\gamma_{eff}-1}} + \frac{v}{C_{sw2}} \frac{2\gamma_{eff}}{\gamma_{eff}+1} \right), \quad (6)$$

На рис. 1 приведены результаты численного решения уравнений гидродинамики работы [4], в которой получена зависимость скорости вещества звезды — космических лучей v за фронтом УВ от её плотности ρ_0 перед фронтом УВ (кривая 1), и скорость, полученная по формуле (5) (кривая 2) при тех же начальных условиях (ρ_{01} , v_1 и $\gamma_{eff}=1.3$). Рисунок показывает хорошее согласование численных результатов и расчетных по формуле (5).

Таким образом, установлена ранее неизвестная зависимость между скоростью УВ сильных цилиндрических и сферических УВ и плотностью газа/плазмы перед их фронтами, хорошо согласующая с численными и экспериментальными данными.

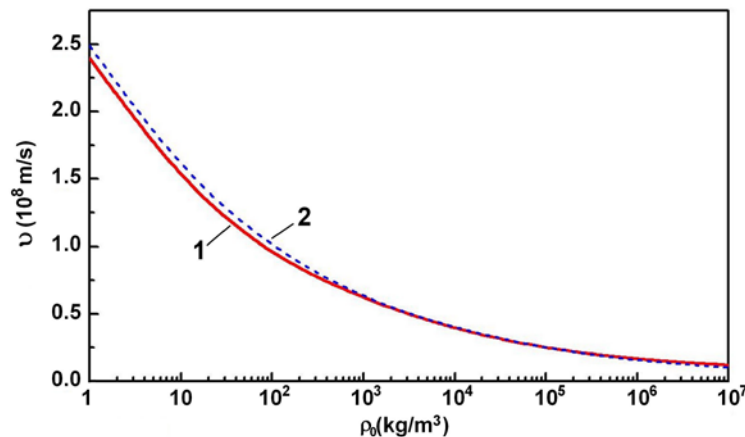


Рис. 1.

Литература

1. G.V. Whitham, J. Fluid Mech 4, 337(1958).
2. Г.М. Гандельман, Д.А. Франк-Каменецкий, ДАН СССР 107, 811 (1956).
3. A. Sakurai, Comm. on Pure and Appl. Math. 13, 553(1960).
2. S.A. Colgate, M.H. Johnson, Phys. Rev. Letters. 5, 235(1960).
3. Д.К. Надеждин, Д.А. Франк-Каменецкий, *Астрономический журнал* 41, 842 (1964).
4. А.И. Климишин, *Ударные волны в оболочках звезд*, Наука, Москва (1984).
5. А.Е. Войтенко и др., *Препринт ИЯФ No 14–70* (1970).
6. У. Юсупалиев, Н. Н. Сысоев, С. А. Шутеев, В. Г. Еленский, *Письма в ЖЭТФ* 102, 431 (2015).
7. У. Юсупалиев, С.А. Шутеев, П.У. Юсупалиев, *Прикладная физика* 5, 40 (2010).
8. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Гидродинамика*, Наука, Москва (1988).
9. Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Наука, Москва (1966).

ИССЛЕДОВАНИЕ ХИРАЛЬНЫХ СВОЙСТВ МОДЕЛЬНЫХ ВОДНЫХ СИСТЕМ

Н.с. Градобоева О.Н.

Любой объект окружающей нас действительности может либо обладать элементами симметрии, либо нет. Его свойство симметрии оказывает влияние на проявляемые им различные физические, химические и биологиче-

ские свойства. Данная работа посвящена исследованию изменения одного из вида симметрии — хиральности. Хиральность — это свойство объекта не совмещаться со своим зеркальным образом. Хиральные изомеры отличаются по биологическим, химическим свойствам и такому физическому свойству, как вращение плоскости поляризации плоскополяризованного света. Вследствие этого, учету хиральности придают большое значение при создании наноматериалов [1]. При разработке новых лекарственных препаратов учет хиральности так же крайне важен. Поскольку энантиомер (зеркальный образ) лекарства может не обладать фармацевтическим свойством или даже оказаться ядом [2]. Кроме того, проводятся обширные исследования причин гомохиральности живой природы. До сих пор не известны причины того, что аминокислоты в основном имеют L-конфигурацию, а сахара — D-конфигурацию [3]. Поскольку основным растворителем в природе является вода и все биологические молекулы находятся в водном окружении, то становится актуальным поиск ответов на следующие вопросы: влияет ли водная среда на хиральность примесных молекул и способны ли они влиять на хиральность среды? Если влияние существует, то насколько далеко оно распространяется по водной среде?

Для поиска ответов на данные вопросы были проведены исследования хиральных свойств водных кластеров в модельных водных системах. Объектами исследования являлись водные кластеры без примесей и с ахиральными примесями, такими как ионы K^+ и Na^+ , а так же водные оболочки хиральных биологически значимых молекул, таких как L-, D-глицероза и L-, D-валин. Анализ хиральных свойств водных систем проводился с помощью метода, описанного в [4]. Выборки водных кластеров без примесей и с примесными ионами были получены методом Монте-Карло с процедурой Метрополиса. Для получения выборок водных оболочек валина и глицерозы, биологические молекулы окружались слоем молекул H_2O заданной толщины в программе Solvate. Толщина слоя менялась от 4 до 14 Å с шагом в 2 Å. После чего водные системы оптимизировались алгоритмом Conjugate Gradients с помощью потенциала MMFF94 в программе Avogadro до $dE < 10^{-5}$ кДж/моль.

Было выявлено, что водные кластеры $(H_2O)_n$ при $n = 4 \div 8$ и при температурах 1 и 300 К не имеют выраженного направления закрученности, т.е. количество правых и левых конфигураций в выборках одинаково, но при этом при увеличении n наблюдается рост количества хиральных конфигураций в выборке.

При добавлении в водные кластеры примесного иона K^+ или Na^+ (рис. 1) сохраняется равновесное распределение правых и левых конфигу-

раций в выборках. При 1 К различие в количестве правых и левых конфигураций в выборке для кластеров с различными примесными ионами исчезает, начиная с 9 молекул воды, входящих в кластер (рис. 1 а). А при 300 К различие исчезает уже при 8 молекулах воды, входящих в кластер (рис. 1 б).

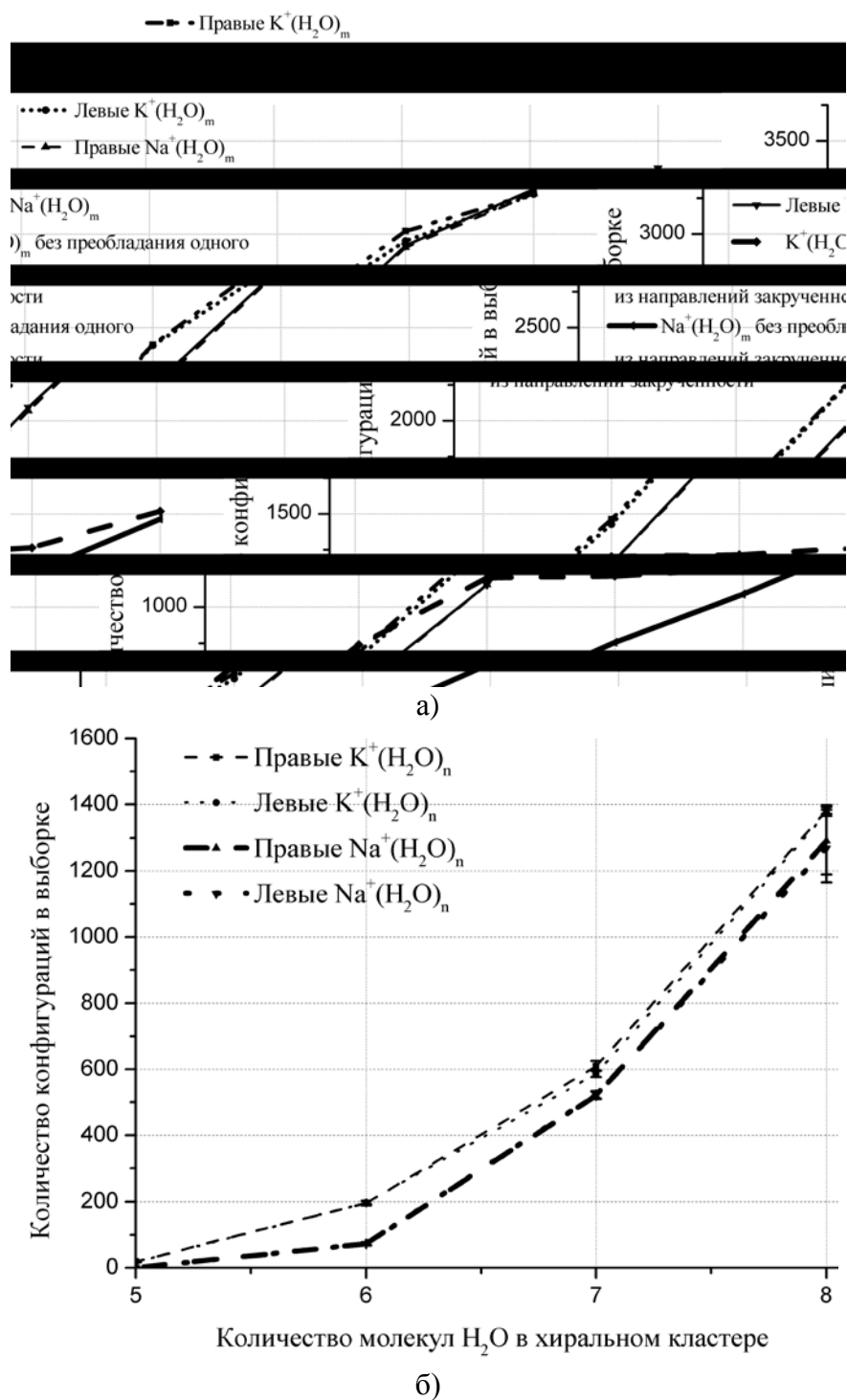


Рис. 1. Зависимость количества правых левых конфигураций в выборке от количества молекул, входящих в кластер при 1 К (а) и при 300 К (б).

Для водных оболочек L-, D-глицерозы и L-валина наблюдалось равновесное распределение правых и левых конфигураций в выборках для всех значений толщины водного слоя. А для водного слоя D-валина толщиной 4 Å в выборке было выявлено преобладание левых конфигураций над правыми (рис. 2). При увеличении толщины водного слоя распределение правых и левых конфигураций становилось равновесным.

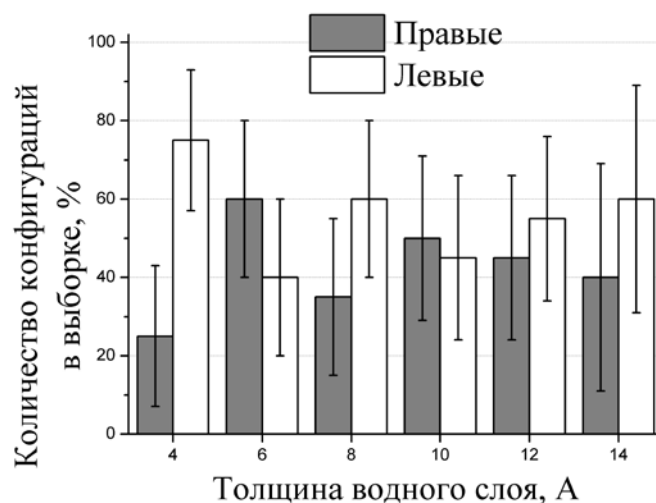


Рис. 2. Зависимость количества правых и левых конфигураций водных оболочек D-валина в выборке от толщины водного слоя.

Из вышеизложенного следует вывод, что добавление в водную систему различных по хиральности примесей может влиять на ее хиральные свойства. Кроме того, на хиральные свойства системы оказывает влияние и изменение ее температуры.

Литература

1. Захарченко А.А., Петров Б.К., Бормонтон Е.Н. Структурные характеристики однослойных углеродных нанотрубок // ВЕСТНИК Воронежского государственного технического университета. 2009. Т. 5. № 8. С. 20–24.
2. Василенко И.А., Лебедева М.В., Листров В.А. Оптические изомеры в фармацевтике // Разработка и регистрация лекарственных средств. 2015. №1. (10). С. 92–104.
3. Твердислов В.А., Сидорова А.Э., Яковенко Л.В. Биофизическая экология. Москва, 2012. С. 277–282.
4. Хахалин А.В., Градобоева О.Н. Новый метод определения хиральности водных сред и ее классификации // Тезисы XV Всероссийской школы-семинара «Физика и применение микроволн» имени А.П. Сухорукова («Волны-2015»). Секция «Спектроскопия, диагностика и томография». г. Можайск, Московская область. 1–6 июня 2015 г. М.: Физический факультет МГУ, 2015. Т. 8. С. 27–30.

СОДЕРЖАНИЕ

Подсекция «Оптика и лазерная физика»

- О ПРОБЛЕМЕ ВОССТАНОВЛЕНИЯ АМПЛИТУДНО-ФАЗОВОГО ПРОФИЛЯ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА В ТУРБУЛЕНТНОЙ СРЕДЕ
С.н.с. *Зотов А. М.*, проф. *Короленко П. В.*, с.н.с. *Рыжикова Ю. В.* 5
- ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫХ И ФИОЛЕТОВЫХ СВЕТОДИОДОВ ИЗ ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ НИТРИДА ГАЛЛИЯ
Проф. *Л. П. Авакяни*, *А. Э. Асланян*, *П. Ю. Боков*, *В. В. Волков*, *И. С. Матешев*,
А. Н. Туркин, *А. В. Червяков*, *А. Э. Юнович*. 7

Подсекция «Радиофизика, физическая электроника и акустика»

- О ГРУППИРОВКЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА
В НЕОДНОРОДНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ
Доц. *Саввин В.Л.*, асп. *Михеев Д.А.* 11
- ИНФОРМАЦИОННО-ПОИСКОВАЯ СИСТЕМА «АКУСТИКА» КАК ЭЛЕМЕНТ НАВИГАЦИИ ПО РУССКОЯЗЫЧНОЙ ФИЗИКЕ: АНАЛИЗ НАПОЛНЕНИЯ
Ст. н. с. *В.Г. Шамаев* (физ. фак. МГУ), н. с. *А.Б. Горшков* (ГАИШ МГУ)..... 12
- ГИСТЕРЕЗИСНЫЕ ПОТЕРИ ПРИ ПЕРЕМЕЩЕНИЯХ И НАКЛОНАХ ПЯТНА КОНТАКТА МАЯТНИКОВОГО ТРИБОМЕТРА
Вед. электроник *В.М. Шахпаронов*. 18
- ЛОКАЛЬНЫЙ ПОЛЕВОЙ ЗОНД НА ОСНОВЕ КРЕМНИЕВОГО НАНОПРОВОДА
Ст. науч. сотр. *Крупенин В.А.*, асп. *Божьев И.В.*,
ст. науч. сотр. *Трифонов А.С.*, ст. науч. сотр. *Преснов Д.Е.* 22
- ДОРОГА К ОТКРЫТИЮ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН
Член-корр. РАН, гл. н. с. *В. Б. Брагинский*, проф. *И.А. Биленко*, проф. *С.П. Вятчанин*,
проф. *М.Л. Городецкий*, проф. *В.П. Митрофанов*, асс. *Л.Г. Прохоров*,
доц. *С.Е. Стрыгин* и проф. *Ф.Я. Халили* 23
- ИНВАРИАНТЫ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ПОВЕДЕНИЯ
ПЬЕЗОКВАРЦЕВОГО РЕЗОНАТОРА, ПОГРУЖЕННОГО В ЖИДКОСТЬ
Доц. *Алешин Ю.К.*, асп. *Сивков М.А.* 25

Подсекция «Физика конденсированного состояния»

- ОСОБЕННОСТИ ИНДУЦИРОВАННОЙ ВОДОРОДОМ ЭВОЛЮЦИИ СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ ПАЛЛАДИЯ
Доц. *Авдюхина В.М.*, н.с. *Акимова О.В.*, физик *Левин И.С.* 29
- ВЛИЯНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ СТРУКТУРЫ ВАКУУМНЫХ АЛМАЗОПОДОБНЫХ ПОКРЫТИЙ, ЛЕГИРОВАННЫХ МЕТАЛЛАМИ VIA ГРУППЫ, НА ИХ СВОЙСТВА
Физик *Левин И.С.*, в.н.с. *Хрущов М. М.*, доц. *Авдюхина В. М.*, магистрант *Шальнов С.А.*, в.н.с. *Марченко Е.А.*, в.н.с. *Петржик М.И.* 31

ВЛИЯНИЕ ГИБРИДИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ НА ВЫСОКОЧАСТОТНУЮ ПРОВОДИМОСТЬ НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ Доц. Ормонт М.А., проф. Звягин И.П.	35
КЛАССИФИКАЦИЯ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ МЕТОДАМИ ЭКВИВАРИАНТНОЙ ТЕОРИИ КАТАСТРОФ: МОДЕЛИ С $L=C_{NV}$ ($N = 3, 4, 6$) Доц. С.В. Павлов, студент А.А. Лукьянова,.....	41
ОПТИЧЕСКИЕ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОМПОЗИТНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ НЕОРГАНИЧЕСКИХ МАТРИЦ С КОЛЛОИДНЫМИ НАНОКРИСТАЛЛАМИ К.А. Дроздов (Физ. фак. МГУ), И.В. Крылов (Физ. фак. МГУ), А.С. Чижов (Фак. наук о материалах МГУ), М.Н. Румянцева (Хим. фак. МГУ), Р.Б. Васильев (Хим. фак. МГУ, Фак. наук о материалах МГУ), Д.Г. Филатова (Хим. фак. МГУ), А.В. Марчевский (Фак. наук о материалах МГУ), А.М. Абакумов (Хим. фак. МГУ), А.М. Гаськов (Хим. фак. МГУ)	43
МАГНИТНЫЕ ПОТЕРИ ПРИ ЧАСТОТНОМ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИИ МАГНИТОПЛАСТОВ С.н.с. Милов Е.В., с.н.с. Милов В.Н., проф. Андреев А.С., асп. Сипин И.А.....	45
ПУТИ ПОИСКА НОВЫХ СПЛАВОВ С ЭФФЕКТОМ ПАМЯТИ ФОРМЫ Проф. Хунджуа А.Г., доц. Бровкина Е.А., вед. прогр. Мельников М.М.....	49
ПОДГРУППЫ ГРУППЫ СИММЕТРИИ РЕШЕТКИ АУСТЕНИТА И ВНУТРЕННЯЯ АРХИТЕКТУРА САМОАККОМОДАЦИОННЫХ КОМПЛЕКСОВ Физик Птицын А.Г., проф. Хунджуа А.Г., доц. Бровкина Е.А., вед. прогр. Мельников М.М.....	52
ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ В ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ИЗОЛЯТОРАХ $(\text{VI}_{1-x}\text{IN}_x)_2\text{SE}_3$ С ПОМОЩЬЮ ЛАЗЕРНОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ Ст. преп. А.В. Галеева (физ. фак. МГУ), асп. С.Г. Егорова (физ. фак. МГУ), мл. н. с. В.И. Черничкин (физ. фак. МГУ), мл. н. с. В.В. Румянцев (Инст. физики микроструктур РАН), н. с. С.В. Морозов (Инст. физики микроструктур РАН), М.Е. Тамм (хим. фак. МГУ), вед. н.с. Л.В. Яшина (хим. фак. МГУ), н. с. С.Н. Данилов (Университет Регенсбурга), вед. н. с. Л.И. Рябова (хим. фак. МГУ), проф. Д. Р. Хохлов (физ. фак. МГУ, Физический институт РАН).....	55
ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ НАНОПОРИСТОГО ОБРАЗЦА ПОЛИАКРИЛОВОЙ КИСЛОТЫ Новик В. К. (в.н.с.), Гаврилова Н. Д. (в.н.с.), Малышкина И. А. (с.н.с.), Воробьев А. А. (асп.).....	58
Подсекция «Биологическая и медицинская физика»	
ИЗМЕНЕНИЕ СРЕДНЕГО ЗНАЧЕНИЯ ФАКТОРА КАЧЕСТВА С ГЛУБИНОЙ ПРОНИКНОВЕНИЯ ФОТОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ Доц. Белоусов А. В., асп. Крусанов Г. А., проф. Черняев А. П.	63
ИЗМЕНЕНИЕ КИНЕТИКИ ПРОРАСТАНИЯ КЛУБНЕЙ КАРТОФЕЛЯ ПОСЛЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ Доц. Авдюхина В.М., ст. преп. Близнюк У.А., асс. Борщевская П.Ю., проф. Илюшин А.С., физик Левин И.С., студ. Студеникин Ф.Р., проф. Черняев А.П.	65
НОВЫЕ РАДИОНУКЛИДЫ ДЛЯ БРАХИТЕРАПИИ Доц. Белоусов А. В., м.н.с. Белянов А. А.	69

СВЯЗЬ ФОТОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ТИРОЗИНОВЫХ ОСТАТКОВ В СЫВОРОТЧНЫХ АЛЬБУМИНАХ С ИЗМЕНЕНИЕМ СТРУКТУРЫ БЕЛКА ПОД ВЛИЯНИЕМ ЛИГАНДОВ И ДЕНАТУРАЦИИ <i>Жданова Н.Г.</i> , мл. н. с. <i>Шишкин Е.А.</i> , проф. <i>Фадеев В.В.</i>	70
---	----

ВЛИЯНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ГЛЮКОЗЫ В КОМПОНЕНТАХ КРОВИ НА ИХ СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ В ТГЦ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ Вед. н. с. <i>Черкасова О.П.</i> (инст. лазерной физики СО РАН), ст. н. с. <i>Берловская Е.Е.</i> , доц. <i>Бутылин А.А.</i> , ст. преп. <i>Макуренок А.М.</i> (физфак. МГУ).....	74
--	----

Подсекция «Теоретическая физика»

СВЕРХКРИТИЧЕСКИЙ ТРЕУГОЛЬНИК ДЛЯ СИСТЕМЫ С ПОТЕНЦИАЛОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛЕННАРД-ДЖОНСА Проф. <i>Николаев П.Н.</i>	79
--	----

ПРИМЕНЕНИЕ УРАВНЕНИЙ НАВЬЕ-СТОКСА ДЛЯ ОПИСАНИЯ АКУСТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ВИХРЯ В ВЯЗКОМ ТЕПЛОПРОВОДНОМ ГАЗЕ Вед. инж. <i>Петрова Т.А.</i> , проф. <i>Шугаев Ф.В.</i>	81
---	----

СПИН-ЭЛЕКТРОН АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ И ИХ РОЛЬ В ОБЪЯСНЕНИИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ Канд. физ.-мат. наук, асс. <i>Андреев П.А.</i>	84
---	----

Подсекция «Математическая физика»

ТОЧНЫЕ МЕТОДЫ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОГО РАСЧЕТА МНОГОСТУПЕНЧАТЫХ СТРУКТУР С МЕДЛЕННО МЕНЯЮЩИМИСЯ ПАРАМЕТРАМИ Проф. <i>А. А. Быков</i>	89
---	----

РЕШЕНИЯ С ПОГРАНИЧНЫМИ И ВНУТРЕННИМИ ПЕРЕХОДНЫМИ СЛОЯМИ В МНОГОМЕРНЫХ СИНГУЛЯРНО ВОЗМУЩЕННЫХ ЗАДАЧАХ РЕАКЦИЯ–ДИФфуЗИЯ–АДВЕКЦИЯ Проф. <i>Н. Н. Нефедов</i> , с.н.с. <i>М. А. Давыдова</i>	91
---	----

ИНВАРИАНТЫ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ И КАЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ ИХ РЕШЕНИЙ Академик <i>С.Н. Васильев</i> , проф. <i>А.Г. Кушнер</i>	94
--	----

КОМПЬЮТЕРНОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ И ОБРАБОТКА ЗНАНИЙ НА ПРИМЕРЕ ТЕОРЕМ ОБ АНАЛОГИЯХ МАТЕМАТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ Академик <i>С.Н. Васильев</i> , аспирант <i>Н.Ю. Морозов</i>	98
---	----

СИНГУЛЯРНОСТЬ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ОКРЕСТНОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕБРА В ЗАДАЧАХ ДИФРАКЦИИ НА ТЕЛАХ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ Проф. <i>А.Н. Боголюбов</i> , доц. <i>И.Е. Могилевский</i>	100
--	-----

МЕТОД СШИВАНИЯ МОД В ЗАДАЧАХ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ С МАЛЫМ ПАРАМ Проф. <i>А.Л. Делицын</i>	104
---	-----

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗРУШЕНИЙ РЕШЕНИЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ асп. Белов А.А.....	104
--	-----

ЭВОЛЮЦИЯ ГРАНИЦ РАЗДЕЛА ДВУХ СРЕД В ЗАДАЧАХ НЕЛИНЕЙНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ Математик А.А. Горинов (ИПУ им. В.А. Трапезникова РАН), проф. А.Г. Кушнер (МГУ им. М.В. Ломоносова, физ. фак.).....	108
---	-----

Подсекция «Прикладная математика и математическое моделирование»

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ГЕЛИОСФЕРНОГО ТОКОВОГО СЛОЯ С ЭНЕР- ГИЧНЫМИ ЧАСТИЦАМИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА Проф. Попов В.Ю., с.н.с. Малова Х.В.	113
---	-----

СПЕЦИФИКА ПАРАЛЛЕЛЬНОЙ РЕАЛИЗАЦИИ МАГНИТОИНДУКЦИОННЫХ РС-АЛГОРИТМОВ Доц. Бородачев Л.В.	116
--	-----

МЕТОД КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В ЗАДАЧЕ СОЧЛЕНЕНИЯ КОАКСИАЛЬНЫХ И РАДИАЛЬНЫХ ВОЛНОВОДОВ Проф. Делицын А.Л.....	118
--	-----

АНАЛИЗ ТОЧНОСТИ И СХОДИМОСТИ ОДНОМЕРНОЙ СХЕМЫ Йе МЕТОДОМ СГУЩЕ- НИЯ СЕТОК Асп. Домбровская Ж.О., проф. Боголюбов А.Н.....	119
---	-----

ОБ АДЕКВАТНОСТИ МЕТОДОВ РЕШЕНИЯ ОБРАТНЫХ ЗАДАЧ С АПРИОРНОЙ ИН- ФОРМАЦИЕЙ О ГЛАДКОСТИ РЕШЕНИЙ Ст. преп. Терентьев Е.Н., head developer Терентьев Н.Е.....	122
--	-----

ТЕОРЕМЫ ОТСЧЕТОВ В ОПЕРАЦИЯХ МАТЕМАТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА И ТЕОРИИ ПОЛЯ Ст. преп Терентьев Е.Н., head developer Терентьев Н.Е.....	124
---	-----

СОПОСТАВЛЕНИЕ КОГЕРЕНТНОГО И НЕКОГЕРЕНТНОГО МЕТОДОВ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРА СИГНАЛ/ШУМ В ЗАДАЧАХ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН КОРОТ- КОВОЛНОВОГО ДИАПАЗОНА Инж. Белов С.Ю.....	127
--	-----

Подсекция «Методика преподавания»

ЗАКОНЫ МЕХАНИКИ: ОТ АРИСТОТЕЛЯ ДО НЬЮТОНА Проф. Николаев П.Н.....	132
--	-----

ОТ КОМПЬЮТЕРНОГО ТЕСТИРОВАНИЯ К КОМПЬЮТЕРНОМУ ОБУЧЕНИЮ Доц. В.Ю.Иванов, ст. преп. И.Б.Иванова (Полякова)	134
--	-----

ОБУЧЕНИЕ ШКОЛЬНИКОВ МЕТОДАМ МИНИМИЗАЦИИ В ХОДЕ ВЫПОЛНЕНИЯ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ РАБОТ Вед. программист Михайлов Е.А.....	138
--	-----

ИЗУЧЕНИЕ ДВУХЛУЧЕВОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ С ПОМОЩЬЮ ТОНКИХ ЛИНЗ Доц. <i>Рыжиков С.Б.</i> , с. н. с. <i>Рыжикова Ю.В.</i>	140
РЕЙТИНГ УЧЕБНЫХ ГРУПП ФИЗИЧЕСКОГО ФАКУЛЬТЕТА ПО ДАННЫМ ТЕСТИРОВАНИЙ С.н.с. <i>Терентьев М.А.</i>	142
МОДЕРНИЗАЦИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ДЕМОСТРАЦИОННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СОВРЕМЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ СВЕТА Ст. преп. <i>Селиверстов А. В.</i>	145
Подсекция « Науки о Земле»	
ПРОЯВЛЕНИЯ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ И ЦУНАМИ ПО ДАННЫМ ГЛУБОКОВОДНЫХ СТАНЦИЙ Проф. <i>Носов М.А.</i>	151
ГЛУБОКОФОКУСНЫЕ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ ОХОТСКОГО МОРЯ Доц. <i>Воронина Е.В.</i>	160
ВЕТРОВЫЕ ВОЛНЫ В ЖИДКОСТИ Гл. н. с. <i>Шелковников Н.К.</i>	164
ТОМОГРАФИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ В ЗАДАЧЕ ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ В УФ-ДИАПАЗОНЕ Ст. н. с. <i>Падохин А.М.</i> , доц. <i>Нестеров И.А.</i> , доц. <i>Андреева Е.С.</i> , асп. <i>Калашиникова С.А.</i>	167
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМОБАРА И ТЕЧЕНИЙ В ВОДОЕМАХ В ПЕРИОД ТАЯНИЯ ЛЕДОВОГО ПОКРОВА С.н.с. <i>Блохина Н.С.</i>	170
АНАЛИЗ ВЛАГОСОДЕРЖАНИЯ АТМОСФЕРЫ ПО ДАННЫМ ПРИЕМА СИГНАЛОВ GNSS Доц. <i>Нестеров И. А.</i> , асп. <i>Терешин Н. А.</i>	173
ЭВОЛЮЦИЯ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ЭПОХ БРЮНЕС-МАТУЯМА ПО БАЗАЛЬТАМ СРЕДИННО-АТЛАНТИЧЕСКОГО ХРЕБТА М.н.с. <i>Целебровский А.Н.</i> , проф. <i>Максимочкин В.И.</i>	176
ТРЕХМЕРНАЯ ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ВОЛН ЦУНАМИ м.н.с., к.ф.-м.н. <i>С.В. Колесов</i> , проф., д.ф.-м.н. <i>М.А. Носов</i>	178
НАБЛЮДЕНИЯ ИОНОСФЕРНОГО ПРОВАЛА НАД ЕВРОПОЙ ПРИ РАЗНЫХ УРОВНЯХ ГЕОМАГНИТНОЙ ВОЗМУЩЕННОСТИ ПО ДАННЫМ РАДИОТОМОГРАФИИ Инж. <i>Туманова Ю.С.</i> , доц. <i>Андреева Е.С.</i> , доц. <i>Нестеров И.А.</i>	180
МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ВНЕЗЕМНОГО ВЕЩЕСТВА И ЗЕМНЫХ АНАЛОГОВ И ИХ ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ОБЛУЧЕНИЙ, ТЕМПЕРАТУРЫ, УДАРНЫХ ВОЗДЕЙСТВИЙ И СТАТИЧЕСКИХ ДАВЛЕНИЙ Докторант <i>Бегаева Н.С.</i>	186

Подсекция «Газодинамика, термодинамика и ударные волны»

ЕСТЕСТВЕННАЯ КОНВЕКЦИЯ ТЯЖЕЛЫХ ПАРОВ В ВОЗДУХЕ С.н.с. Винниченко Н.А., асс. Плаксина Ю.Ю., Якимчук О.С., асп. Пуштаев А.В., проф. Уваров А.В.....	195
РЕЖИМЫ СВЕРХЗВУКОВОГО ГОРЕНИЯ ПРОПАН-ВОЗДУШНОГО ТОПЛИВА В АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ КАНАЛАХ РАЗЛИЧНОЙ КОНФИГУРАЦИИ Проф. Шибков В.М., проф. Шибкова Л.В., м.н.с. Копыл П.В., физик Логунов А.А., студ. Морозов Р.А., м.н.с. Сурконт О.С.....	198
ОБРАЗОВАНИЕ И ДИНАМИКА ВЗРЫВНЫХ ВОЛН ОТ НАНОСЕКУНДНОГО АКТУАТОРА Проф. Знаменская И.А., проф. Сысоев Н.Н., доц. Мурсенкова И.В., доц. Иванов И.Э., асп. Глазырин Ф.Н.....	200
ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРОВ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ СТРУЙНЫХ ЗАТОПЛЕННЫХ ТЕЧЕНИЙ ВОДЫ Проф. Знаменская И.А., проф. Сысоев Н.Н., н.с. Коротеева Е.Ю., асп. Новинская А.М.....	203
КОНЦЕНТРАЦИЯ И ТЕМПЕРАТУРА ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕ СКОЛЬЗЯЩЕГО ПО ЭЛЕКТРОДАМ РАЗРЯДА, СОЗДАВАЕМОГО В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ГАЗА Проф. Шибков В.М., проф. Шибкова Л.В., м.н.с. Копыл П.В., физик Логунов А.А., студ. Морозов Р.А., м.н.с. Сурконт О.С.....	206
УДАРНЫЕ ВОЛНЫ В ГАЗЕ С НЕОДНОРОДНОЙ ПЛОТНОСТЬЮ С.н.с. Юсупалиев У., с.н.с. Шутеев С.А., с.н.с. Еленский В.Г., инж. Белякин С.Т.....	208
ИССЛЕДОВАНИЕ ХИРАЛЬНЫХ СВОЙСТВ МОДЕЛЬНЫХ ВОДНЫХ СИСТЕМ Н.с. Градобоева О.Н.....	210

Оригинал-макет: издательский отдел физического факультета МГУ

Подписано к печати 14.04.2016 г.
Объем 13,75 п.л. Тираж 100 экз. Заказ №

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова
119991 Москва, ГСП-1, Ленинские горы, д. 1, к. 2

Отпечатано в отделе оперативной печати
физического факультета МГУ