

**Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова  
Физический факультет**

**260 лет Московскому университету**



**ЮБИЛЕЙНАЯ НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ**

**ЛОМОНОСОВСКИЕ  
ЧТЕНИЯ  
Секция физики**

**Январь 2015 года**

**СБОРНИК  
ТЕЗИСОВ ДОКЛАДОВ**

**2015**

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова  
Физический факультет

**260 лет Московскому университету**

ЮБИЛЕЙНАЯ НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ

**ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ**

**Секция физики**

13–16 января 2015 года

СБОРНИК ТЕЗИСОВ ДОКЛАДОВ

Москва  
Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова  
2015

**ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ – 2015. СЕКЦИЯ ФИЗИКИ.** Сборник тезисов докладов. — М., Физический факультет МГУ, 2015, 180 с.

Сборник тезисов докладов конференции «Ломоносовские чтения» печатается на физическом факультете МГУ уже в пятнадцатый раз.

Особенностью конференции «Ломоносовские чтения - 2015» является то, что она проходит в рамках юбилейных мероприятий по празднованию 260-летия Московского университета. В этой связи требования к представляемым докладам были существенно повышены: в них отражены наиболее значимые научные достижения учёных физического факультета за последние 10 лет. По-прежнему, наиболее глубокие по научному содержанию доклады будут представлены на университетские премии имени М.В. Ломоносова и имени И.И. Шувалова 2015 года.

Следует отметить, что во многих докладах отражены результаты исследований и разработок наших сотрудников, аспирантов и студентов, являющиеся ярким примером объединения фундаментальной и прикладной науки. Это соответствует происходящим изменениям на физическом факультете, заключающимся в переходе от исключительно фундаментальных исследований к решению прикладных задач, от обучения студентов, наряду с получением фундаментальных знаний, умению применять их в инновационных проектах, инжинирингу.

В этом году в программу конференции включены около пятидесяти докладов, которые будут сделаны на заседании восьми подсекций секции «Физика», соавторами этих докладов являются около ста сотрудников, аспирантов и студентов нашего факультета.

Сборник составлен научным отделом физического факультета МГУ.

Профессор *Н.Н.Сысоев*

Оригинал-макет: издательский отдел физического факультета МГУ

Подписано к печати 22.12.2014 г.  
Объем 11,25 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

**Подсекция:**  
**ОПТИКА И ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА**

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

КОНСТРУКТИВНЫЕ ФРАКТАЛЫ  
В МОДЕЛЯХ НАНОКЛАСТЕРОВ

Профессор *Короленко П.В.*, ст. науч. сотр. *Рыжикова Ю.В.*

Фрактальный анализ наносистем стал важным инструментом изучения их оптико-физических свойств [1–2]. Целью данной работы является расширение представлений об особенностях пространственного распределения систем наночастиц на основе численного моделирования с использованием характеристик конструктивных фракталов.

Построение конструктивных фракталов обычно реализуется на основе бесконечного повторения нескольких простых операций, например, замены одного элемента некоторой комбинацией других, ему подобных [3]. Конструктивные фракталы можно разбить на три группы. К первой группе относятся фракталы, в структуре которых в явном виде присутствуют самоподобные элементы с определенным соотношением их размеров (это соотношение определяет так называемый коэффициент скейлинга) [4]. Ко второй группе относятся структуры, не обладающие внешним проявлением самоподобия. Однако они характеризуются внутренней скрытой симметрией самоподобия. Третью группу образуют фракталы с неоднозначным соотношением между размерами их самоподобных элементов. На рис. 1 в качестве примеров указанных типов фрактальных объектов приведены двумерные распределения рассеивающих центров с геометрией Кантора (а), Фибоначчи (б) и так называемой “звездной” геометрией (в). Алгоритмы их построения приведены в [3–4].

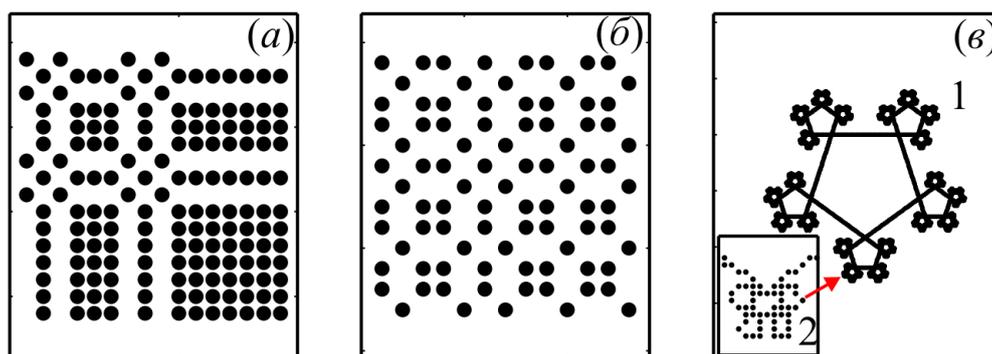


Рис. 1. Примеры 2D фрактальных объектов. Фрагменты решеток Кантора (а), Фибоначчи (б); структура (1) и фрагмент (2) звездного фрактала (в).

Выполненные расчеты картин дифракции на приведенных системах рассеивающих центров показали, что независимо от типов систем распределение дифракционных максимумов имеет четко выраженный фрактальный характер, причем геометрия и скейлинговые свойства присутствуют

щих в них самоподобных элементов соответствует особенностям изначального распределения рассеивающих центров. Последний факт указывает на возможность использования фрактального анализа при обработке данных, получаемых при просвечивании систем наночастиц.

Наночастицы, получаемые, в частности, методом лазерной абляции и нашедшие применение в медицине и разнообразных технологиях, находясь в жидких, газообразных средах или на плоских подложках могут иметь разную форму распределения (рис. 2) [1]. Наносистемы в одних случаях могут представлять набор разнесенных наночастиц (рис. 2а), а в других случаях – объединяться в кластеры и агломераты разной формы (рис. 2б). Имеются данные о том, что при определенных условиях распределения разнесенных наночастиц и их кластеры могут приобретать фрактальные признаки [2]. Оценивая скейлинговые и геометрические параметры фрактальных образований, можно определять электростатические характеристики отдельных частиц, определяющие механизм их взаимодействия.

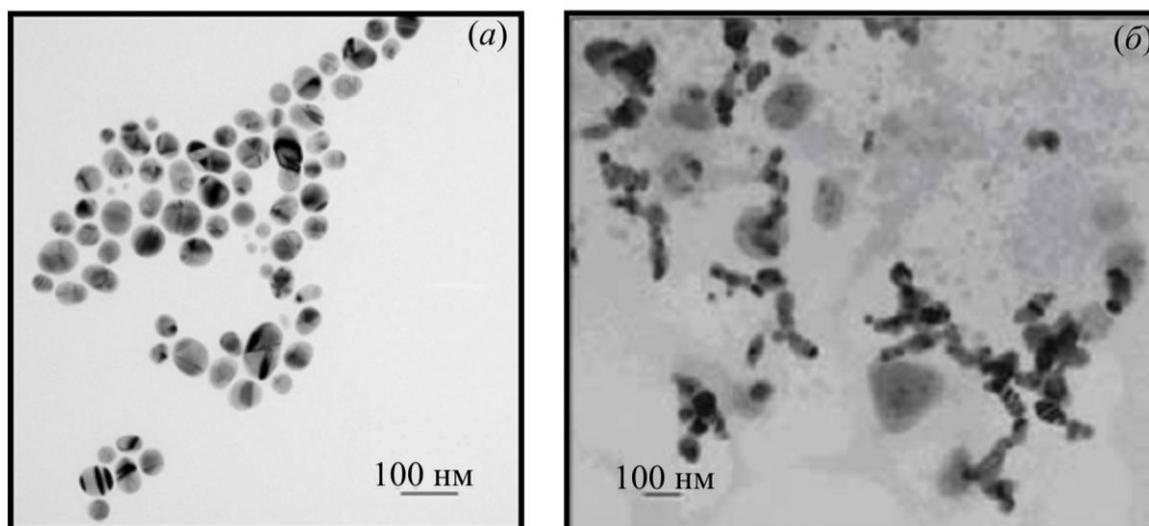


Рис. 2. Примеры пространственно разнесенных (а) и объединенных в кластеры (б) наночастиц золота и серебра [1].

Выявить особенности фрактальных распределений наночастиц и дать оценку возможности их идентификации по структуре полей дифракции позволяет процедура численного моделирования, использующая свойства конструктивных фракталов. На рис. 3а показана модель системы пространственно разнесенных частиц, созданная путем возмущения представленного на рис. 1б распределения Фибоначчи. Система частиц на рис. 3а не обладает видимыми фрактальными признаками, однако, в рассчитанной картине дифракции присутствуют фрактальные паттерны (пунктир на рис. 3б), с характерным для структур Фибоначчи коэффициентом скейлинга  $\zeta \approx 1,62$ .

Это указывает на возможность выявления фрактальных компонент в распределениях разнесенных частиц.

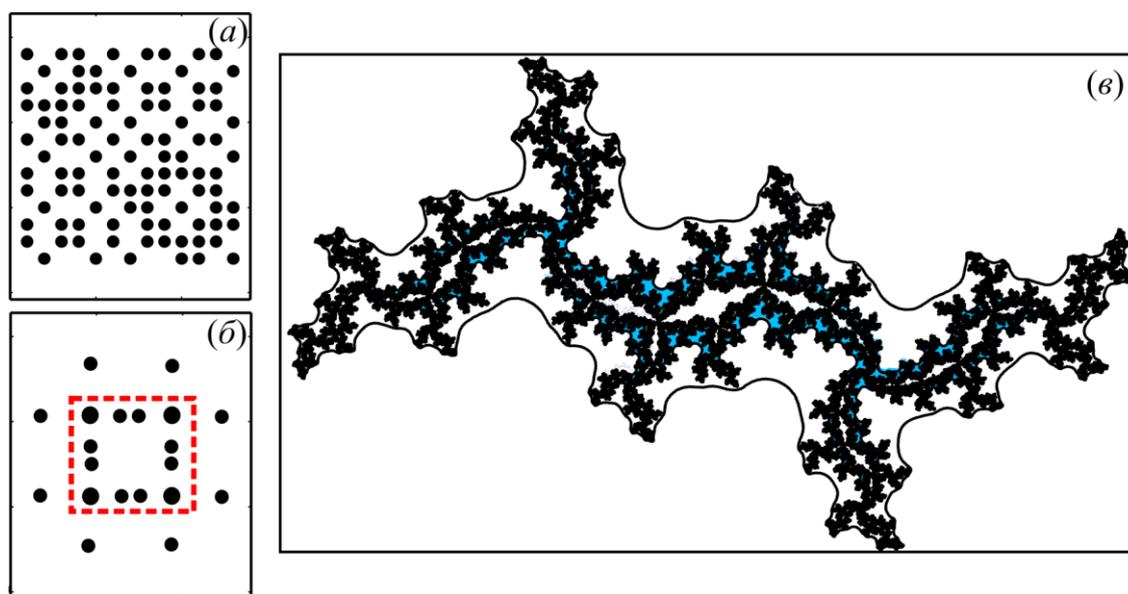


Рис. 3. Примеры моделей наносистем. Фрагмент решетки Фибоначчи с дефектами (а), основные рефлексы дифракционной картины решетки а (б), кластерное множество Жюлиа (в); пунктир — фрагмент фрактального паттерна.

Конструктивные фракталы позволяют моделировать фрактальные кластеры сложной формы, например, с использованием формулы комплексного множества Жюлиа  $R(z)$  [3]. На рис. 3в показан фрагмент фрактального объединения частиц с самоподобными элементами, построенный согласно соотношению:  $R(z) \approx z^2 - 0,22 + 0,81i$ . Таким образом, проведенное исследование указывает на возможность идентификации фрактальных распределений систем наночастиц на основе оценки скейлинговых параметров, как в картинах дифракции, так и в самих анализируемых объектах.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ офи\_м (грант № 14–22–01086).

### Литература

1. Симакин А.В., Воронов В.В., Шафеев Г.А. // Труды института общей физики им. А.М. Прохорова. Т. 60. 2004. С. 83–107.
2. Кузьменко А.П., Леоненко Н.А., Кузьменко Н.А. и др. // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. вып. 18. С. 1–11.
3. Морозов А.Д. Введение в теорию фракталов. Москва-Ижевск: «Институт компьютерных исследований». 2002.
4. Korolenko P.V., Ryzhikov S.B., Ryzhikova Yu.V. // Phys.Wave Phenom. 2013. V. 21. No. 4. P. 256–260.

## ГИГАНТСКИЕ МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ПЛАЗМОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Доцент *Белотелов В.И.*, науч. сотр. *Калиш А.Н.*,  
гл. науч. сотр. (ИОФ РАН) *Звездин А.К.*

Одним из перспективных направлений фотоники является магнитооптика, позволяющая эффективно управлять характеристиками оптического излучения на наносекундных временных масштабах [1]. При этом возможно управление такими характеристиками волны, как интенсивность, поляризация и фаза при прохождении волны через магнитную среду или при отражении от нее.

Известно, что в структурированных средах магнитооптические эффекты могут быть значительно усилены, что важно для миниатюризации фотонных устройств [2]. Примером таких сред являются плазмонные кристаллы — периодические металло-диэлектрические структуры (рис. 1). В настоящей работе рассматриваются плазмонные кристаллы, образованные металлической решеткой из благородного металла и однородной пленкой магнитного диэлектрика. Толщина магнитной пленки составляет всего порядка 1 мкм, металлической решетки — 100 нм, период решетки — 600 нм, ширина щелей — 100 нм. Отличительной чертой рассматриваемых структур является то обстоятельство, что магнитными свойствами обладает только диэлектрическая часть структуры, что способствует одновременно эффективному возбуждению плазмон-поляритонных волн и большому магнитооптическому отклику.

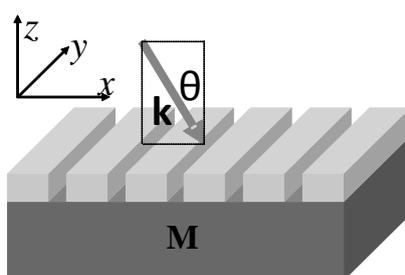


Рис. 1. Магнитоплазмонный кристалл, состоящий из металлической решетки и магнитного диэлектрика.

В настоящей работе проведено теоретическое и экспериментальное исследование дальнепольных магнитооптических интенсивностных и поляризационных эффектов во всех трех возможных конфигурациях намагниченности. Рассматривается падение волны ТМ-поляризации, так как одномерная металлическая решетка работает как фильтр для волн ТЕ-поляризации, и поэтому такие волны слабо взаимодействуют с магнитной пленкой.

В экваториальной конфигурации (намагниченность направлена вдоль оси  $y$ ) намагниченность влияет только на дисперсию мод. Поэтому этим падающая ТМ-поляризованная волна взаимодействует только с ТМ-модами. Изменение частоты возбуждения моды приводит к смещению резонансов в спектрах интенсивности рассеянных волн и, как следствие, к резонансному увеличению экваториального эффекта Керра [3]. Увеличение эффекта по сравнению с однородной средой достигает трех порядков величины. Кроме того, в отличие от случая однородной среды, эффект наблюдается не только в отраженном, но и в проходящем свете.

В полярной и меридиональной конфигурациях (намагниченность направлена вдоль оси  $z$  и  $x$  соответственно) намагниченность изменяет поляризационные свойства мод. ТМ (ТЕ) моды приобретают ТЕ (ТМ) компоненты поля, линейные по намагниченности. Поэтому падающая ТМ-поляризованная волна может возбудить не только ТМ-моды, но и моды ТЕ-типа. Таким образом, в ближнем оптическом поле приложение магнитного поля позволяет управлять поляризацией моды, а также управлять возбуждением дополнительных мод.

Изменение ближнеполюсных свойств мод в дальнем поле может проявиться либо в изменении поляризации рассеянных волн (эффект Фарадея), либо в появлении новых резонансов в спектрах интенсивности рассеянных волн (интенсивностный эффект). При наклонном падении проявляются оба эффекта при возбуждении любой моды. При нормальном падении из-за дополнительных свойств симметрии возникают ограничения.

В случае нормального падения ТМ-волны с частотой, близкой к частоте антисимметричной квази-ТЕ-моды или симметричной квази-ТМ-моды, на структуру, намагниченную в меридиональной конфигурации, возникает резонансный интенсивностный эффект, четный по намагниченности [4]. Данный эффект обусловлен исключительно свойствами собственных мод структурированной среды и в однородных средах отсутствует. Эффект наблюдается и в прошедшем, и в отраженном свете и его величина может достигать нескольких десятков процентов.

Кроме того, при возбуждении любых мод при наклонном падении имеет место нечетный по намагниченности интенсивностный эффект, причем он возникает только для промежуточной поляризации падающей волны, исчезая для ТЕ- и ТМ-поляризаций.

Описанные интенсивностные эффекты были продемонстрированы экспериментально [3, 4].

В аналогичных структурах также был экспериментально исследован эффект Фарадея. Выявлено, что одновременное возбуждение квазиволноводных ТЕ-мод и гибридных плазмонно-квазиволноводных ТМ-мод приводит к резонансному увеличению эффекта Фарадея [5]. Достигнутое уси-

ление эффекта Фарадея составляло порядок величины по сравнению с магнитной пленкой без плазмонного слоя.

Исследованные явления и предложенные наноструктурированные материалы могут быть применены в новом поколении устройств обработки, передачи и записи информации, в которых необходима сверхбыстрая модуляция поляризации или интенсивности световой волны. Кроме того, гигантские магнитооптические эффекты в плазмонных кристаллах, содержащих магнитные материалы, могут быть использованы для разработки сверхчувствительных сенсоров магнитного поля и биосенсоров.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 13–02–01122, 13–02–91334, 13–02–92710, 13–02–90438, 14–02–01012, 14–29–08216, стипендии Президента РФ СП-124.2012.5 и Фонда Александра фон Гумбольдта.

### Литература

1. A.K. Zvezdin, V.A. Kotov, “Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials”. IOP Publishing, Bristol and Philadelphia (1997)
2. M. Inoue, M. Levy, A.V. Baryshev (ed.) “Magnetophotonics”, V. 178 of “Springer Series in Materials Science”. Springer, Berlin Heidelberg (2013).
3. V.I. Belotelov, I.A. Akimov, M. Pohl, V.A. Kotov, S. Kasture, A.S. Vengurlekar, Achanta Venu Gopal, D.R. Yakovlev, A.K. Zvezdin, M. Bayer, Nature Nanotechn., vol. 6, pp. 370–376, (2011).
1. V.I. Belotelov, L.E. Kreilkamp, I.A. Akimov, A.N. Kalish, D.A. Bykov, S. Kasture, V.J. Yallapragada, Achanta Venu Gopal, A.M. Grishin, S.I. Khartsev, M. Nur-E-Alam, M. Vasiliev, L.L. Doskolovich, D.R. Yakovlev, K. Alameh, A.K. Zvezdin, M. Bayer, Nature Comm., vol. 4, pp. 2128(1–7) (2013).
2. J.Y.Chin, T. Steinle, T. Wehls, D. Dregely, T. Weiss, V.I. Belotelov, B. Stritzker, H. Giessen, Nature Comm., vol. 4, pp. 1599(1–6), (2013).

### МЕТОДЫ СВЕТОРАССЕЯНИЯ ПРИМЕНИТЕЛЬНО К ЗАДАЧАМ ИЗУЧЕНИЯ МИКРОРЕОЛОГИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КРОВИ

Доцент *Никитин С. Ю.*, доцент *Приезжев А. В.*, науч. сотр. *Луговцов А. Е.*  
(МЛЦ МГУ), аспирант *Устинов В. Д.* (ВМК и МЛЦ МГУ)

Рассматривается проблема измерения реологических параметров крови — распределений эритроцитов по размерам и деформируемости. Предложены новые алгоритмы измерения на основе метода лазерной дифрактометрии эритроцитов на мазке крови и в сдвиговом потоке.

**Измерение распределения эритроцитов по размерам.** Нормальный эритроцит представляет собой двояковогнутый диск диаметром около 8 мкм и объемом около 100 кубических мкм. Отдельные эритроциты в крови здорового человека, а тем более при наличии патологий, отличаются друг от друга по размерам. Поэтому размер можно рассматривать как статистическую характеристику популяции эритроцитов и использовать для ее описания такие понятия как среднее значение, дисперсия, функция распределения. Разброс эритроцитов по размерам – важный диагностический параметр крови. В норме разброс эритроцитов по объему, обозначаемый как RDW (red blood cells distribution width), составляет 10–15 %. Повышенный разброс называют анизоцитозом и связывают с анемиями различных типов. Приблизительная оценка этого параметра возможна путем визуального анализа мазка крови с помощью микроскопа. Более точное измерение возможно с помощью автоматизированного анализа изображения мазка, выполняемого компьютером. Однако оба эти метода трудны в практической реализации и требуют много времени для измерений. Современные автоматические гемоанализаторы строят распределение эритроцитов по размерам, используя электрические (счетчик Коултера) или оптические (проточная цитометрия) методы. В обоих случаях измерения проводят на отдельных клетках, число которых составляет обычно около 10000. Эти измерения также весьма трудоемки и требуют применения дорогостоящей аппаратуры. В 2004 году группа китайских ученых предложила измерять распределение эритроцитов по размерам путем анализа дифракционной картины, возникающей при рассеянии лазерного пучка на суспензии эритроцитов [1, 2]. Преимуществом этого метода является то, что анализу подвергается сразу большой ансамбль эритроцитов (порядка 10000 клеток), что резко уменьшает продолжительность и трудоемкость измерений. Однако используемый в этой работе алгоритм обработки данных является довольно сложным. Он включает в себя решение интегрального уравнения

$$I(\theta) = N \int I_0(R, \theta) w(R) dR, \quad (1)$$

связывающего между собой угловое распределение интенсивности рассеянного света  $I(\theta)$  с распределением эритроцитов по размерам  $w(R)$ . В уравнении (1)  $\theta$  - угол рассеяния света,  $N$  - число рассеивающих частиц,  $I_0(R, \theta)$  — угловое распределение интенсивности света в дифракционной картине, создаваемое частицей с радиусом  $R$ . Заменяя интеграл в правой части уравнения (1) на интегральную сумму, получим систему линейных уравнений

$$I(\theta_i) = N \sum_j I_0(R_j, \theta_i) w(R_j) \Delta R.$$

Решая эту систему, можно найти функцию  $w(R)$ . Сложность этого подхода состоит в том, что решение весьма чувствительно к выбору ядра интегрального уравнения  $I_0(R, \theta)$ , выбору углов рассеяния  $\theta_i$ , а также к погрешностям измерения функции  $I(\theta)$ . Вероятно, по этой причине предложенный в работах [1, 2] метод пока не получил широкого распространения. В нашей работе [3] предложен более простой алгоритм, позволяющий оценивать разброс эритроцитов по размерам  $\delta_R = \sigma_R / \bar{R}$ . Этот алгоритм основан на измерении интенсивностей рассеянного света районе первого минимума  $I(\theta_1)$  и первого максимума  $I(\theta_2)$  дифракционной картины. На рисунке 1 показана теоретически рассчитанная зависимость разброса эритроцитов по размерам от видности дифракционной картины

$$v = \frac{I(\theta_2) - I(\theta_1)}{I(\theta_2) + I(\theta_1)}.$$

Приближенное соотношение между этими параметрами, справедливое в области  $\delta_R \leq 0.05$ , имеет вид

$$v = 1 - \gamma \cdot \delta_R^2, \quad (2)$$

где  $\gamma \approx 76$ . Мы полагаем, что этот результат позволит оптимизировать дифракционный метод измерения распределения эритроцитов по размерам путем выбора более адекватной модели эритроцита и выбора наиболее подходящей зоны дифракционной картины для решения обратной задачи рассеяния. Данную методику можно применять для мазков крови (при условии их хорошего качества), а также для эритроцитов в сдвиговом потоке, когда силы вязкого трения задают определенную ориентацию эритроцитов в пространстве.

Мы провели эксперименты по лазерной дифрактометрии эталонных частиц (калиброванные шарики из латекса) и клеток крови. Схема нашей экспериментальной установки для дифракционного анализа мазков крови показана на рисунке 2. Установка включает в себя гелий-неоновый лазер, поляризационный аттенюатор, диафрагму, пространственный фильтр и фоточувствительную матрицу. Установка позволяет в автоматическом режиме снимать картину рассеяния излучения в дальней зоне дифракции в угловой апертуре около  $30^\circ$ .

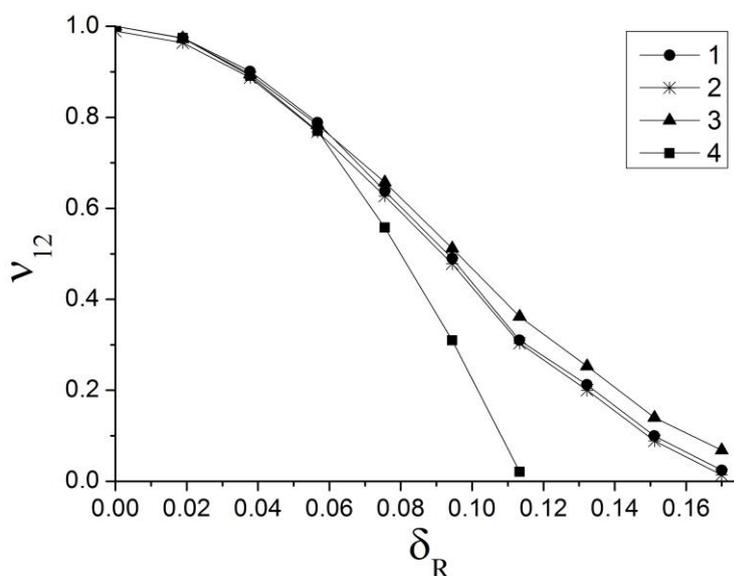


Рис. 1. Зависимость видности дифракционной картины от величины разброса частиц по размерам [3]. Кривые 1–3 построены численно и соответствуют разным формам распределений частиц по размерам: бимодальное распределение (кривая 1), однородное распределение (кривая 2), гауссово распределение (кривая 3). Кривая 4 построена по формуле (2).

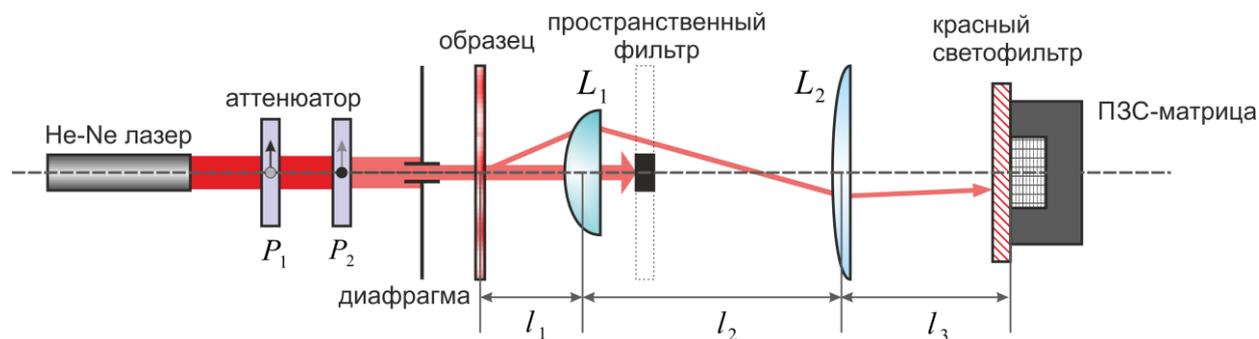


Рис. 2. Схема лазерного дифрактометра [4].

На рисунке 3 показаны вид мазка крови под микроскопом и дифракционная картина, полученная на мазке. В ходе экспериментов было выяснено, что для качественной работы дифрактометра необходима специальная подготовка мазков крови. Мазки должны изготавливаться из низкоконцентрированных суспензий эритроцитов с растворителем, препятствующим агрегации клеток под действием сил поверхностного натяжения. Для оценки точности дифрактометрических измерений мы разрабатываем специальную компьютерную программу для анализа изображений мазков крови, полученных с помощью микроскопа.

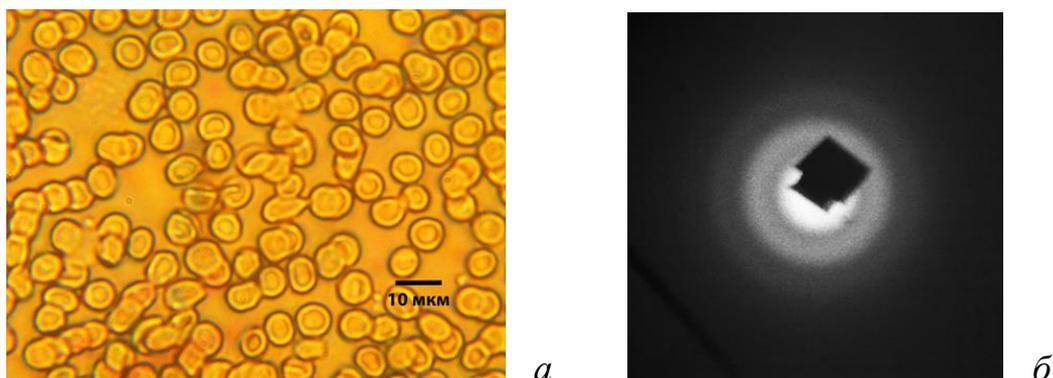


Рис. 3 Вид мазка крови под микроскопом (а) и дифракционная картина, полученная на мазке (б). Темное пятно в центре картины представляет собой изображение пластинки, предохраняющей светочувствительную матрицу от попадания прямого лазерного луча [4].

**Измерение распределения эритроцитов по деформируемости.** Еще один важный реологический параметр крови это деформируемость эритроцитов. Этот параметр существенно влияет на эффективную вязкость и характер микроциркуляции крови в органах и тканях человеческого организма. Деформируемость определяется как мера способности клеток крови изменять свою форму под действием внешних сил. Для измерения деформируемости эритроцитов используют разные методы. Это метод втягивания эритроцитов в микропипетку, метод механической фильтрации, метод лазерного пинцета, метод реоскопии [5]. В методе реоскопии с помощью микроскопа наблюдают деформацию эритроцитов в сдвиговом потоке [6, 7]. В таком потоке за счет сил вязкого трения эритроциты приобретают форму, близкую к эллипсоидальной (рис. 4). Мерой деформации эритроцитов является отношение длины эллипсоида ( $a$ ) к его ширине ( $b$ ):

$$\delta = a / b. \quad (3)$$

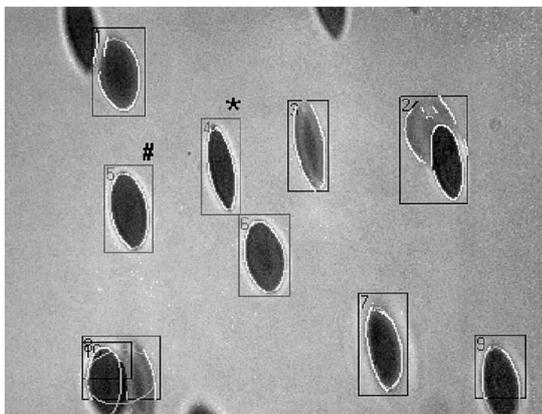


Рис. 4. Изображение эритроцитов человека в сдвиговом потоке, полученное с помощью микроскопа при сдвиговом напряжении 10 Па [6, 7].

Однако все перечисленные методы трудны в практической реализации и требуют много времени для проведения измерений. Более простым на наш взгляд является метод лазерной дифрактометрии эритроцитов в сдвиговом потоке, называемый также лазерной эктацитометрией. Здесь, как и в реоскопии, деформация эритроцитов осуществляется в сдвиговом потоке силами вязкого трения. Однако наблюдение за изменением формы клеток ведется не с помощью микроскопа, а путем регистрации и анализа дифракционной картины, возникающей при рассеянии лазерного пучка на суспензии эритроцитов. Схема лазерного эктацитометра показана на рисунке 5.

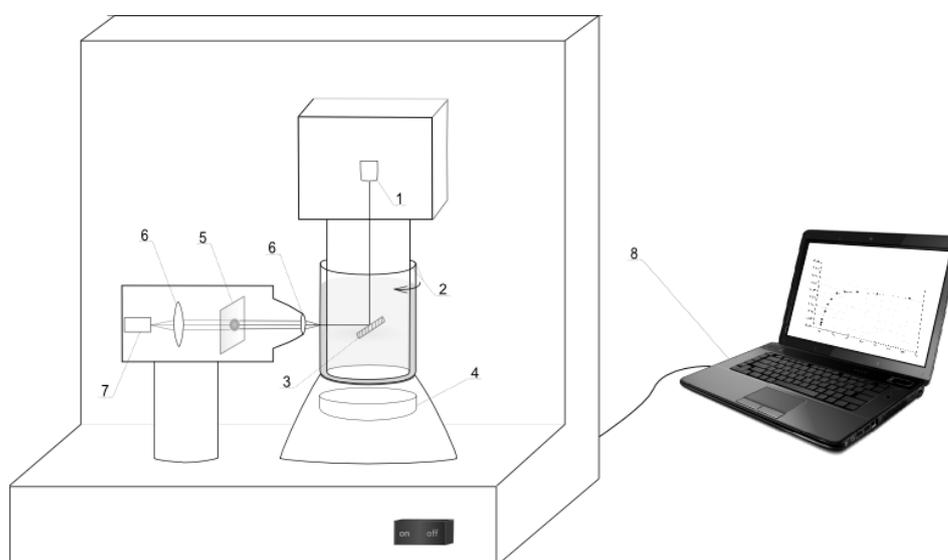


Рис. 5. Схема лазерного эктацитометра. 1 — диодный лазер, 2 — ячейка Куэтта, 3 — зеркало, 4 — шаговый двигатель, 5 — экран наблюдения, 6 — линза, 7 — видеокамера, 8 — компьютер.

Основными элементами прибора являются лазер, ячейка Куэтта, видеокамера и компьютер. Ячейка Куэтта образована двумя коаксиальными стаканами из оптического стекла, один из которых неподвижен, а другой может вращаться с заданной угловой скоростью. В зазор между стенками стаканов (называемый реологическим зазором) наливают сильно разбавленную суспензию эритроцитов, после чего подвижный стакан приводят во вращение. Вращение стакана вызывает течение жидкости и появление в ней сдвиговых напряжений, которые деформируют эритроциты и ориентируют их вдоль направления потока (см. рис. 4). Суспензию просвечивают лазерным лучом и наблюдают на экране картину рассеяния света (дифракционную картину), которая несет в себе информацию о форме эритроцитов в сдвиговом потоке. Дифракционная картина снимается на видеокамеру и передается в компьютер, где обрабатывается по определенному алгоритму. Достоинством метода лазерной эктацитометрии является то, что он позво-



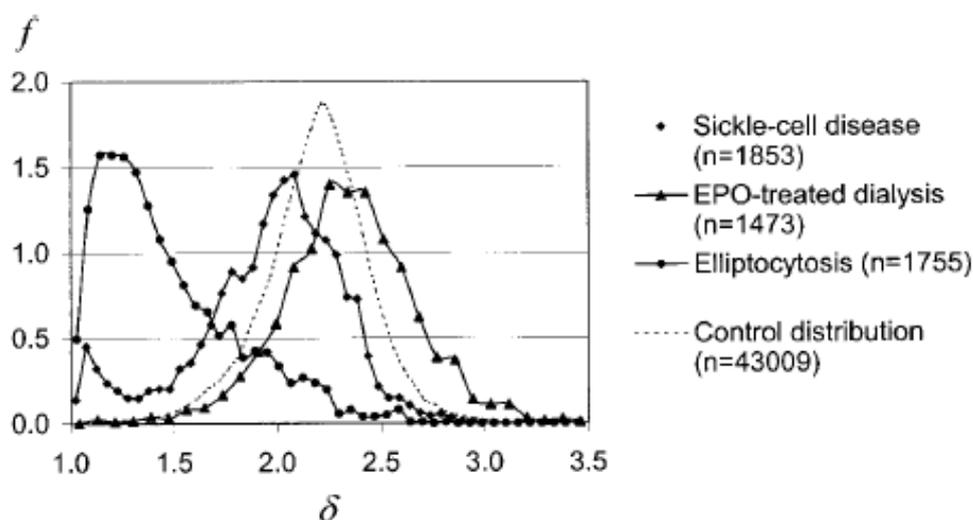


Рис. 7. Распределение эритроцитов по деформируемости в крови здоровых людей (пунктирная кривая) и у пациентов с серповидно-клеточной анемией и эллиптоцитозом. Данные получены методом реоскопии [6, 7]. Параметр  $\delta$  определяется формулой (3).

Указанное обстоятельство дает основание рассматривать деформируемость как статистическую характеристику популяции эритроцитов и использовать для ее описания статистические понятия, такие как среднее значение, дисперсия, функция распределения и т.п. Возникает вопрос: можно ли измерять эти характеристики методом лазерной эктацитометрии? Этот вопрос рассматривался в наших работах [9–12]. В этих работах предложены новые алгоритмы измерения популяционных характеристик эритроцитов на основе анализа данных лазерной дифрактометрии эритроцитов в сдвиговом потоке (эктацитометрии). Эти алгоритмы основаны на анализе формы линии изоинтенсивности, определяемой как линия на дифракционной картине, на которой интенсивность рассеянного света имеет некоторое определенное значение. Один из этих алгоритмов мы назвали алгоритмом кривизны линии изоинтенсивности. Процедура обработки дифракционной картины с помощью этого алгоритма показана на рисунке 8. Здесь представлены исходная дифракционная картина (а), линия изоинтенсивности (б), сглаженная линия изоинтенсивности (в), а также полярные точки линии изоинтенсивности и круги кривизны линии в полярных точках (г). С помощью этого алгоритма можно измерять такие характеристики ансамбля эритроцитов как средняя деформируемость эритроцитов, дисперсия деформируемости и коэффициент асимметрии распределения эритроцитов по деформируемости. Для проверки работы алгоритма мы провели опыты со специально подготовленными образцами крови крыс. В этих опытах нам удалось измерить среднюю деформируемость, дисперсию деформируемости и коэффициент асимметрии распределения эритроцитов по деформируемости с погрешностями 10 %, 15 % и 35 % соответственно.

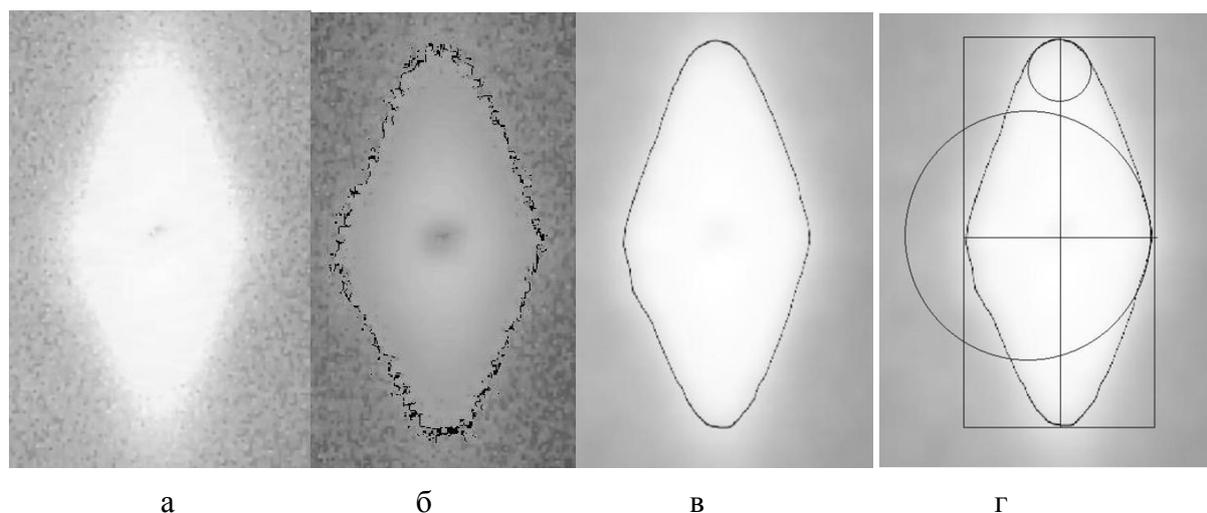


Рис. 8. Пример обработки дифракционной картины. Исходная дифракционная картина (а), линия изоинтенсивности (б), сглаженная линия изоинтенсивности (в), определение координат полярных точек и радиусов кривизны линии изоинтенсивности в полярных точках (г).

**Заключение.** Методы светорассеяния предоставляют возможность измерять важные реологические параметры крови, такие как распределения эритроцитов по размерам и деформируемости. Достоинством этих методов является возможность быстрой обработки больших ансамблей эритроцитов без использования микроскопа. При использовании новых алгоритмов обработки данных, нам удалось достичь точности измерений, достаточной для практических приложений.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант N 13–02–01372.

### Литература

1. Ye Yang, Zhenxi Zhang, Xinhui Yang, Joon Hock Yeo, LiJun Jiang, Dazong Jiang. Blood cell counting and classification by nonflowing laser light scattering method. *Journal of Biomedical Optics*, 2004, v. 9, N 5, p. 995–1001.
2. Cuiping Yao, Zheng Li, Zhenxi Zhang. New algorithm and system for measuring size distribution of blood cells. *Chinese Optics Letters*, 2004, v. 2, N 6, p. 343–346.
3. Никитин С. Ю., Луговцов А. Е., Приезжев А. В., Устинов В. Д. Связь видности дифракционной картины с дисперсией размеров частиц в эктацитометре. *Квантовая электроника*, 2011, т. 41, N 9, с. 843–846.
4. Тархов А. Е. Проблемы калибровки лазерного дифрактометра эритроцитов. Курсовая работа. Научный руководитель С. Ю. Никитин. Физический факультет МГУ. Москва, 2014.
5. Musielak M. Red blood cell-deformability measurement: Review of techniques. *Clinical Hemorheology and Microcirculation*, 2009, v. 42, p. 47–64.

6. Dobbe J. G. G, Hardeman M. R., Streekstra G. J., Starckee J., Ince C., Grimbergen C. A. Analyzing red blood cell-deformability distributions. *Blood Cells, Molecules, and Diseases*, 2002, v. 28, N 3, p. 373–384.

7. Dobbe J. G. G, Streekstra G. J., Hardeman M. R., Ince C., Grimbergen C. A. Measurement of the distribution of red blood cell deformability using an automated rheoscope. *Cytometry (Clinical Cytometry)*, 2002, v. 50, p. 313–325.

8. Bessis M., Mohandas N. A diffractometric method for the measurement of cellular deformability. *Blood Cells*, 1975, v. 1, p. 307–313.

9. Никитин С. Ю., Приезжев А. В., Луговцов А. Е., Устинов В. Д. Измерение асимметрии распределения эритроцитов по деформируемости методом лазерной эктацитометрии. *Квантовая электроника*, 2014, т. 44, N 8, с. 774–778.

10. Nikitin S. Yu., Priezzhev A. V., Lugovtsov A. E., Ustinov V. D., Razgulin A. V. Laser ektacytometry and evaluation of statistical characteristics of inhomogeneous ensembles of red blood cells. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2014, v. 146, p. 365–375.

11. Никитин С. Ю., Кормачева М. А., Приезжев А. В., Луговцов А. Е. Рассеяние лазерного пучка на неоднородном ансамбле эллиптических дисков, моделирующих красные клетки крови в эктацитометре. *Квантовая электроника*, 2013, т. 43, N 1, с. 90–93.

12. Nikitin S. Yu., Priezzhev A. V., Lugovtsov A. E. Analysis of laser beam scattering by an ensemble of particles modeling red blood cells in ektacytometer. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2013, v. 121, p. 1–8.

**Подсекция:**  
**РАДИОФИЗИКА,**  
**ФИЗИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОНИКА**  
**И АКУСТИКА**

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

## ИНФОРМАЦИОННОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ АКУСТИКИ

Ст. науч. сотр. *Шамаев В.Г.*, науч. сотр. *Гориков А.Б.*

Резюме. Обсуждаются проблемы информационного поиска русскоязычных работ. Отсутствие этих работ в зарубежных базах данных приводит к их потере для научного сообщества. Кратко описывается созданная «Информационная система «Акустика». Русскоязычные источники» (<http://akdata.ru/>). В наполнении системы используются около 300 периодических изданий России и стран СНГ, а также книги и труды конференций. Обращается внимание на полнотекстовые сайты «Успехов физических наук» (<http://ufn.ru/>) и «Акустического журнала» в Интернете (<http://www.akzh.ru/>), а также на сайт «Сигнальной информации «Акустика»» (<http://akinfo.ru/>)».

С начала 1990-х гг. в России, да и странах бывшего СССР задачи информационного обеспечения науки и техники перестали быть в числе приоритетных и хорошо финансируемых, отошли на второй план. В связи с этим резко сократились расходы как на глобальную информационную службу — ВИНТИ РАН с её Реферативным журналом (РЖ), так и на отраслевые — центры научно-технической информации и научные библиотеки. Глубину кризиса хорошо демонстрирует упадок РЖ как по наполнению и оперативности, так и по тиражам. Приведем данные по РЖ "Физика" ВИНТИ (тиражи — рис. 1а, наполнение — рис. 1б).

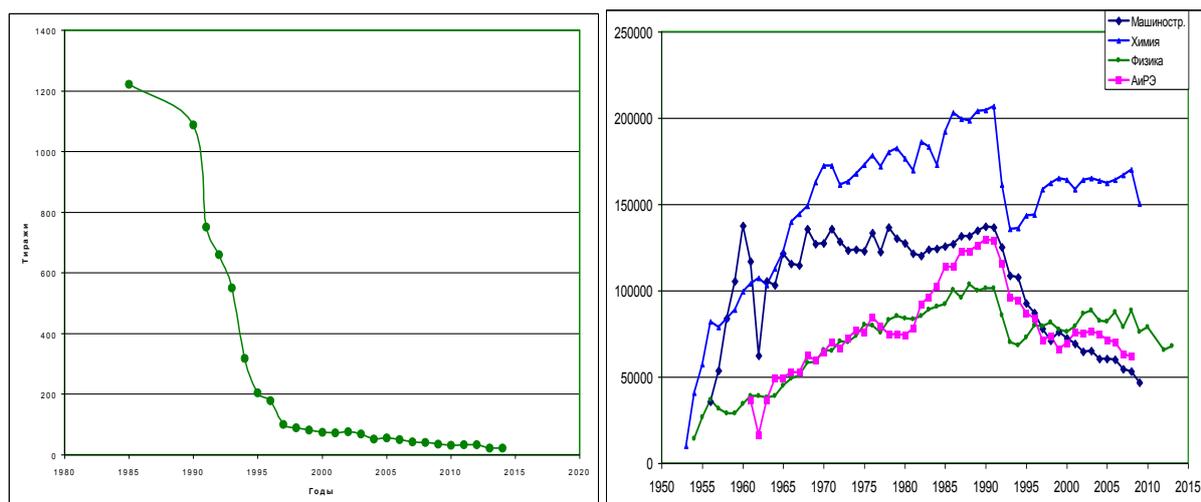


Рис. 1. а) Тиражи РЖ "Физика" 1985–2014 гг. б). Наполнение выпусков "Машиностроение", "Химия", "Физика", "Автоматика и радиоэлектроника" РЖ ВИНТИ (1953–2014 гг.).

Таким образом, закончилась эра имевшего многотысячную подписку печатного РЖ, а вместе с ней пришла в упадок технология централизованного сбора, обработки и хранения научно-технической информации, её анализ, которыми славился ВИНТИ СССР. Информационное обеспечение стало личным делом научного работника или технического специалиста. К счастью появление персональных компьютеров и Интернета, несколько сгладило возникшую проблему, но вовсе не решило. Бурный рост научно-технической информации давно уже не позволяет отдельному человеку справляться с её интеллектуальной переработкой.

Потерявший доступность печатный РЖ ВИНТИ или вовсе прекратившие выходить печатные Chemical Abstracts или Astronomy and Astrophysical Abstracts – небольшая потеря в наше время прихода электронных продуктов, отвечающих изменившимся условиям и новой программно-технической базе. В 2000-х гг. начали появляться в Интернете архивы научных журналов за все годы их выхода, начавшиеся в нашей стране с УФН и Акустического журнала [1] (мы их отмечаем, т.к. редакции смогли оперативно выложить в Интернет в свободном доступе полнотекстовые архивы всех номеров журналов). Подавляющее число русскоязычных журналов в виде библиографий и резюме собрано в удачном проекте РФФИ Научная электронная библиотека (<http://elibrary.ru/>).

Появились «поисковики» в Интернете по ключевым словам: Altavista, Yahoo!, Google и др. и оригинальные российские поисковые машины «Рамблер», «Апорт», Яндекс. Однако поиск в них связан с рядом неудобств:

- огромным информационным "шумом", засильем паразитной информации;
- слабой структурированностью информации;
- многократным дублированием информации;
- отсутствием редактирования информации и, в силу этого, наличием большого количества ложной информации и т.п.
- Кроме того, как многие неожиданно для себя выяснили, большое значение имеет проблема правильного составления поискового запроса.

Вот основные причины появления специализированных информационных систем как глобальных, охватывающих множество тематик, так и локальных, посвященных узким вопросам. Их популярность связана с хорошим наполнением и удобным интерфейсом для пользователя.

На основе "западных" БД были созданы, стали доступны и пользуются известностью у нас в стране такие информационные системы как SciFinder, Web Of Science, База рефератов ADS (NASA), Scopus, Arxiv.org и др.

В то же время полноценной информационно-поисковой системы (ИПС) по русскоязычным источникам до сих пор нет. Такой, уникальной по русскоязычному наполнению системой могла бы стать БД ВИНТИ РАН с её ИПС «Сокол», но ее исполнение а, главное, наполнение оставляет желать лучшего [2–5]. Попробуйте обратиться к ней на сайте ВИНТИ РАН — <http://www2.viniti.ru/>.

Основные требования, предъявляемые к ИПС:

- хорошее наполнение в объявленной научно-технической области (НТО) за указанный временной промежуток;
- быстрое появление текущей информации;
- удобный и хорошо продуманный рубрикатор НТО;
- удобный интерфейс пользователя, отвечающий большинству его запросов, но в то же время не перегруженный малозначительными полями;
- наличие необходимых, но не навязчивых подсказок и т.д.

Вся сложность конструкции и реализации такой ИПС должна лежать вне внимания "потребителей". Для них важны простота, удобство использования и, конечно, получение нужных сведений по запросу, что мы ранее отмечали в [6]. Были попытки поставить между пользователем и ИПС «прокладки» в виде информационника, который бы по заданию специалиста проводил квалифицированный поиск, но дальше эксперимента дело не пошло. Выяснилось, что лучший результат при информационном поиске получается тогда, когда его проводит не посредник, а сам потребитель информации, если он, конечно, является квалифицированным ученым или инженерно-техническим работником.

Вот на таком фоне начала создаваться ИПС "Акустика" по русскоязычным источникам (<http://akdata.ru/>, рис. 2), такая специализация вызвана, как уже отмечалось почти полным отсутствием русскоязычной части в западных ИПС.

ИПС "Акустика" на сегодня отражает около 300 периодических изданий, книги и труды конференций за 2005–2014 гг. и в основном покрывает все выходящие на русском языке как печатные, так и электронные научные журналы РФ и стран СНГ. Для основных журналов, так называемых полноразметочных, глубина ретроспективы значительно больше.

Проведенное сравнение с поиском в Google показывает, что по взятым произвольно ключевым словам в начальных страницах его выдачи присутствует только малая часть документов, выданных ИПС «Акустика».

Наряду с ИПС "Акустика" в качестве информационного обеспечения акустических исследований созданы сайты полнотекстового архива "Акустического журнала" (<http://www.akzh.ru/>) и Сигнальной информации по акустике (<http://akinfo.ru/>).

Российский фонд фундаментальных исследований

**Информационная система «АКУСТИКА»**

РУССКОЯЗЫЧНЫЕ ИСТОЧНИКИ

Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова

### Поисковый запрос

Источник   
Начните вводить слово из названия журнала или книги, затем выберите из предложенных вариантов

Год (годы)  Том  Номер выпуска   
Пример: 2014 или 2005-2014

Авторы   
Пример: Иванов И.И., Петров П.П.

Название   
Пример: Нелинейные акустические волны или: Нелинейные, акустические, волны

Резюме   
Пример: Нелинейные акустические волны или: Нелинейные, акустические, волны

Рубрика

Подрубрика

© Акустика. База данных, 2014

[Акустический журнал](#)

[Акустика. Сигнальная информация](#)

Рис. 2. Информационная система "Акустика". Русскоязычные источники.

Таким образом, на сегодня информационное обеспечение исследований по акустике включает в себя три проекта:

- «Информационная система «Акустика». Русскоязычные источники» (<http://akdata.ru/>) — база данных русскоязычных статей по акустике. Наполнение её текущей и ретроспективной информацией: поиск и рубрицирование документов, их структурирование, ввод подготовленной информации в базу данных. Работа с пользователями. Доработка и оптимизация пользовательского интерфейса;
- полнотекстовый «Архив Акустического журнала» в Интернете (<http://www.akzh.ru/>) Поддержка сайта и своевременная актуализация. Подготовка электронных версий текущих выпусков АкЖ: рубрицирование статей, сканирование наполнения журнала, дополнение статьями, не вошедшими в русскоязычную версию, генерирование русскоязычных и англоязычных страниц сайта;
- проект «Акустика. Сигнальная информация» (<http://akinfo.ru/>). Отражение текущего состояния акустических исследований в русскоязычном мире. Периодичность обновления информации — каждые два месяца. Подготовка электронных версий текущих выпусков Сигнальной информации: поиск и рубрицирование документов, структурирование их библиографии и резюме,

ввод подготовленной информации в базу данных, генерирование страниц сайта.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, выделившего грант № 12–07–00732–а.

### Литература:

1. Шамаев В.Г., Горшков А.Б., Жаров А.В. «Архив "Акустического журнала" в Интернете ([www.akzh.ru](http://www.akzh.ru))». // Акустический журнал, 2013, 59, № 2, – 283–288.
2. Семенов В.В. Нынешние реалии Реферативного журнала. // Вестник РАН. 80. № 4. — 337–341.
3. Шамаев В.Г. Реферативный журнал «Физика» ВИНТИ: проблемы и решения. // Вестник РАН, 2011, т. 81, № 5. – 430–435.
4. Шамаев В.Г. Об информационном обеспечении научных исследований. // Вестник РАН, 2013, т. 83, № 10. – 43–48.
5. Шамаев В.Г., Горшков А.Б., Шамаев Н.В. Проект "Акустика. Сигнальная информация" (<http://akinfo.ru/>) // Акустический журнал, 2014, 60, № 1, – 109–114.
6. Шамаев В.Г., Малинина К.О. Формирование электронных информационных ресурсов по геофизике: интернет-энциклопедия по экологии. М.: ВИНТИ. 2008. 240 с.

### ДИАГНОСТИКА СТРУКТУРНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В НЕКОНСОЛИДИРОВАННОЙ ГРАНУЛИРОВАННОЙ СРЕДЕ МЕТОДАМИ НЕЛИНЕЙНОЙ АКУСТИКИ

Профессор *Коробов А.И.*, науч. сотр. *Ширгина Н.В.*,  
физик *Кокшайский А.И.*

В последнее время большое внимание уделяется исследованию физических свойств структурно-неоднородных твердых сред. Наряду с упругой нелинейностью, обусловленной ангармонизмом кристаллической решетки (классическая нелинейность), в этих материалах проявляется структурная (неклассическая) нелинейность, обусловленная дефектами среды. Во многочисленных экспериментах, проведенных как отечественными, так и зарубежными исследователями, показано, что структурная нелинейность может на несколько порядков превышать величину классической нелинейности [1]. Особое место в теоретических и экспериментальных исследованиях структурно-неоднородных материалов занимают гранулированные неконсолидированные среды (ГНС). Несмотря на большое количество научных публикаций, посвященных исследованию физических свойств

ГНС [2–4], их линейные и нелинейные свойства полностью не изучены. Дальнейшее изучение упругих и акустических свойств ГНС, подвергаемых внешним воздействиям, является основой для обеспечения контроля над эволюцией их внутренней структуры и представляет научный и практический интерес. Упругие свойства ГНС зависят от состояния контактов между отдельными гранулами. При анализе упругих свойств ГНС мы воспользовались уравнением состояния среды, учитывающим наличие слабо и сильно поджатых контактов между отдельными гранулами [3, 5]:

$$\sigma = \left[ n \frac{4E^*}{3\pi} \varepsilon^{3/2} + m \frac{4E^*}{3\pi} (\mu\varepsilon)^{3/2} \right] H(\varepsilon_0) \quad (1)$$

$\varepsilon = (h/R) = (h_0 + \tilde{h})/R = \varepsilon_0 + \varepsilon_{\sim}$  — общая деформация,  $\varepsilon_0$  — статическая,  $\varepsilon_{\sim}$  — переменная деформации в системе шаров,  $E^* = E/(1-\nu^2)$ ,  $E$  — модуль Юнга,  $\nu$  — коэффициент Пуассона материала шаров,  $(m+n) < 12$ ,  $n$  — число сильных,  $m$  — число слабых контактов, приходящихся на шар,  $\mu < 1$ .  $H(P, \varepsilon_0)$  — функция Хевисайда, показывающая, что напряжение появляется, когда система находится под действием статического давления. Учитывая закон контактного взаимодействия Герца [6], получены выражения для нелинейных упругих параметров в ГНС в зависимости от величины внешнего давления  $P$ :

$$N_2 = \frac{C_3}{C_2} = \frac{\left(1 + \frac{m}{n} \frac{1}{\sqrt{\mu}}\right)}{2 \left(1 + \frac{m}{n} \sqrt{\mu}\right)} \left(\frac{3\pi P}{4E^*}\right)^{-2/3} H(P) \sim \frac{A_2}{A_1^2} \quad (2)$$

$$N_3 = \frac{C_4}{C_2} = -\frac{\left(1 + \frac{m}{n} \frac{1}{\mu^{3/2}}\right)}{4 \left(1 + \frac{m}{n} \sqrt{\mu}\right)} \left(\frac{3\pi P}{4E^*}\right)^{-4/3} H(P) \sim \frac{A_3}{A_1^3} \quad (3)$$

где  $C_2, C_3, C_4$  — эффективные коэффициенты упругости 2, 3 и 4 порядков системы,  $A_1, A_2, A_3$  — амплитуды первой, второй и третьей упругих гармоник в ГНС.

Для исследования упругих свойств ГНС была разработана автоматизированная экспериментальная установка. ГНС моделировалась одинаковыми стальными шарами диаметром 2 мм или 4 мм. Шары помещались в цилиндрическую ячейку из текстолита диаметром 22 мм, высотой 28 мм. К образцу прикладывалось давление, величина которого контролировалась образцовым динамометром. Для проведения измерений применялся автоматизированный ультразвуковой приемо-передающий комплекс RITES RPR-4000. Для возбуждения продольных упругих волн использовались преобразователи из пьезокерамики. Исследования упругих свойств ГНС проводились спектральным методом.

В спектре упругой волны конечной амплитуды, прошедшей через ГНС наблюдались первая, вторая и третья гармоники. Экспериментально измеренные значения амплитуд гармоник при различных величинах  $P$  позволили рассчитать зависимость нелинейных упругих параметров от величины внешнего давления (Рис. 1).

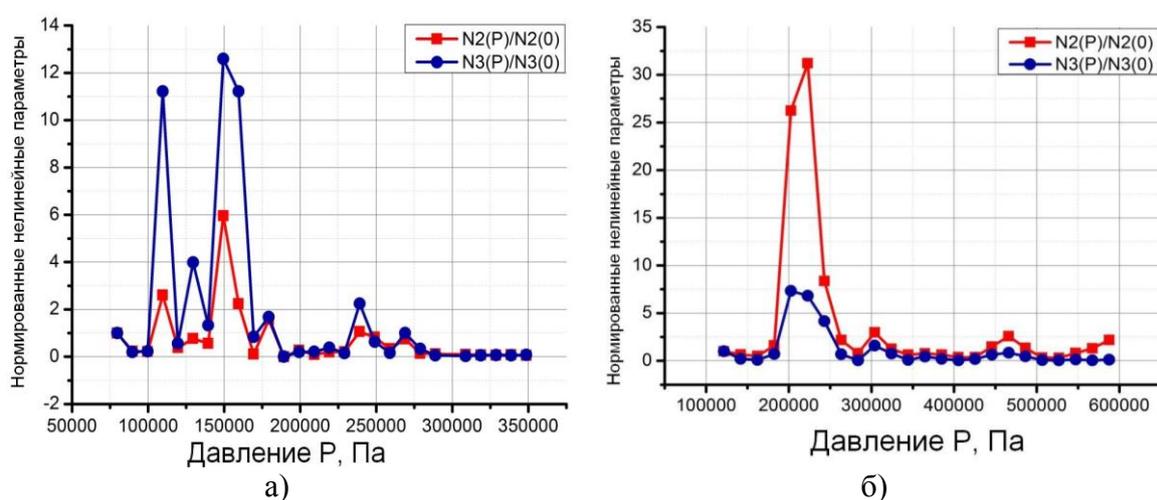


Рис. 1. Зависимость нормированных нелинейных параметров второго и третьего порядков от величины внешнего давления для ГНС из шаров: а) диаметром 2 мм б) диаметром 4 мм. Значения нелинейных параметров нормировано на их значения при минимальном давлении.

При увеличении внешнего статического давления в диапазоне 90–190 кПа было обнаружено anomальное увеличение нелинейных параметров второго и третьего порядков. Anomальное поведение нелинейных упругих параметров связано со структурным фазовым переходом в ГНС, вызванным изменением внешнего давления [7, 8]. В результате перехода в ГНС изменились упаковка шаров и общее количество контактов между шарами, величина поджатия отдельных контактов и соотношение между количеством сильно и слабо поджатых контактов. Увеличение количества слабо поджатых контактов привело к увеличению упругой нелинейности ГНС. Для проверки этого предположения была измерена зависимость электрического сопротивления ГНС от внешнего давления (Рис. 2). Между электрическим сопротивлением контактов между шарами и внешним давлением существует нелинейная зависимость [8], уменьшение давления на контактах влечет за собой рост сопротивления структуры. Немонотонная зависимость электрического сопротивления  $R_{agg}$  от внешнего давления  $P$  наблюдалась в том же диапазоне внешнего давления, в котором было обнаружено anomальное увеличение нелинейных упругих параметров в ГНС (Рис. 2).

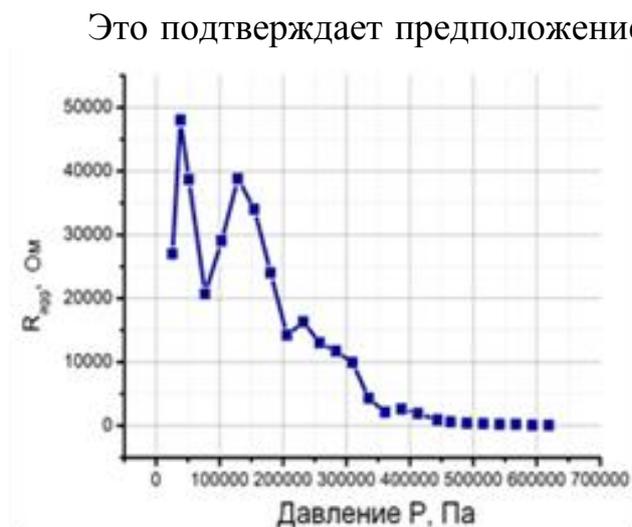


Рис. 2. Зависимость электрического сопротивления ГНС от внешнего давления

Это подтверждает предположение, что немонотонное изменение как нелинейных упругих параметров в ГНС, так и ее электрического сопротивления связано со структурным фазовым переходом, вызванным внешним статическим давлением. В результате структурного перехода происходит изменение упаковки шаров в ГНС, а также соотношение между количеством слабо и сильно поджатых контактов. Проведенные исследования позволяют сделать следующие выводы: приложение внешнего статического давления к ГНС позволяет практически на порядок изменять величину упругих коэффициентов 2, 3 и 4 порядков; структурный фазовый переход в ГНС может быть вызван внешним воздействием.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 14-02-31195-мол\_а.

### Литература

1. Руденко О.В. Гигантские нелинейности структурно-неоднородных сред и основы методов нелинейной акустической диагностики // УФН. 2006. Т. 176, № 1. С. 77–95.
2. Tournat V. et al. Experimental study of nonlinear acoustic effects in granular medium // Acoust. Phys. 2005. Vol. 51, № 5. P. 543–553.
3. Tournat V., Gusev V.E. Acoustics of Unconsolidated “Model” Granular Media: An Overview of Recent Results and Several Open Problems // Acta Acust. united with Acust. 2010. Vol. 96, № 2. P. 208–224.
4. Korobov A.I., Brazhkin Y.A., Sovetskaya E.S. Characteristic Features of Elastic Wave Propagation in a One-Dimensional Model of an Unconsolidated Medium // Acoust. Phys. 2010. Vol. 56, № 4. P. 446–452.
5. Зайцев В.Ю. и др. Экспериментальное исследование нелинейных акустических эффектов в зернистых средах // Акуст. журн. 2005. Т. 51, № 5. С. 633–644.
6. Джонсон К. Механика контактного взаимодействия. М.: Мир, 1989. P. 509.
7. Коробов А.И., Бражкин Ю.А., Ширгина Н.В. Нелинейные упругие свойства модели одномерной гранулированной неконсолидированной структуры // Акуст. журн. 2012. Т. 58, № 1. С. 103–111.

8. Ширгина Н.В., Коробов А., Кокшайский А.И. Влияние статических и динамических внешних воздействий на упругие нелинейные свойства модели гранулированной неконсолидированной среды // Акуст. журн. 2013. Т. 59, № 5. С. 552–560.

## ПРОЦЕСС ОБРАЗОВАНИЯ ПЛАЗМЕННОГО ТОРОИДАЛЬНОГО ВИХРЯ В ВОЗДУХЕ: ЭКСПЕРИМЕНТ И МА- ТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Ст. науч. сотр. *Юсупалиев У.*, профессор *Кузьмин Р.Н.*,  
вед. науч. сотр. *Савенкова Н.П.* (ВМК МГУ),  
мл. науч. сотр. *Складчиков С.А.* (ВМК МГУ),  
ст. науч. сотр. *Шутеев С.А.*, науч. сотр. *Винке Е. Э.* (МАТИ),  
ст. науч. сотр. *Еленский В.Г.*

1. Процесс образования плазменного тороидального вихря (ПТВ) в настоящее время изучен недостаточно подробно. До сих пор не определены трёхмерные поля скоростей, температуры и давления плазмы в вихре в различные моменты времени при его образовании. Это связано с тем, что измерение этих локальных характеристик ПТВ в экспериментальном отношении представляет значительные трудности [1]. Однако для решения прикладных задач с использованием ПТВ необходимо знать именно такие вышеуказанные пространственно-временные распределения. Отсюда возникает необходимость дальнейшего экспериментального и теоретического исследования процесса образования ПТВ.

2. Для создания ПТВ в воздухе использовался импульсный электрический плазматрон, конструкция и принцип работы, которого подробно описаны в работах [2–5]. Последовательность кадров фоторегистрации процесса формирования ПТВ в воздухе при атмосферном давлении показана на рис.1. Скорость плазменной струи (ПС)  $u_{\text{ПС}}$  и её температура  $T_{\text{ПС}}$  на срезе сопла плазматрона для данных рис.1 составляет  $\sim 650$  м/с (при местной скорости звука  $c \approx 2300$  м/с) и  $\sim 10000$  К соответственно. Хорошо прослеживается течение окружающей её среды, вызываемое самой же струей. Благодаря высокой интенсивности свечения плазмы удастся измерить скорость такого индуцированного струей течения окружающего воздуха в различных точках, т.е. определить поле скоростей такого течения.

Процесс формирования ПТВ имеет три характерные стадии: начальную стадию; стадию образования тороидальной спиральной струи в формирующемся вихре и стадию установления определенного распределения азимутальной скорости вращения в вихре после прекращения истечения плазмы [3, 4]. Законы движения ПТВ и плазменного облака, не захвачен-

ного в вихревое движение, начинают различаться, когда в вихре образуется твердотельное ядро вращения. Из этого факта следует один из основных выводов проведенных исследований: ПТВ существует как самостоятельная плазмо-гидродинамическая структура, обладающая собственными закономерностями движения, после того как в процессе его образования в нём сформируется твердотельное ядро вращения. Именно такой вихрь является устойчивым: он проходит путь до начала своего распада в сотни раз больший, чем облака плазмы такого же размера. Это связано с низким коэффициентом лобового сопротивления вихря со стороны окружающей среды при его поступательном движении, в десятки раз меньшим, чем коэффициент наиболее обтекаемого объекта – каплевидного тела вращения, и равным 0,045 [2]. Это одна из особенностей ПТВ. А другая состоит в аномальном долгосвечении вихря: незахваченное в вихревое движение плазменное облако светится (в видимом диапазоне спектра) всего 10÷15 мс, тогда как вихрь в зависимости от его начальных характеристик — до 100÷1200 мс.

3. Математическое моделирование процесса образования ПТВ. Для моделирования процесса формирования ПТВ использовались уравнения непрерывности, Навье-Стокса, теплопроводности и Клайперона-Менделеева в декартовой системе координат. Численный расчет проведен при следующих значениях характеристик струи и окружающей среды: рассматривается импульсное дозвуковое осесимметричное истечение плазмы (с  $u_{\text{ПС}} = 650$  м/с,  $T_{\text{ПС}} = 10000$  К и длительностью истечения 500 мкс), истекающей через сопло (радиусом  $r_{\text{соп}} = 10^{-2}$  м) в воздух при  $T_0 = 300$  К и атмосферном давлении в декартовой системе координат, начало которой совпадает с центром сопла, а ось  $OY$  — с осью симметрии струи. Заданы начальные и граничные условия рассматриваемой задачи.

Результаты численного моделирования. На рисунках 2–4 приведены поля скоростей, температуры и давления ПТВ и не захваченной в вихревое движение части плазменной струи в плоскости, проходящей через ось симметрии тора, в момент времени после начала истечения струи  $t = 3$  мс. Видны внешние сходства расчётных (рис. 3) и экспериментальных данных (рис. 1) на стадии образования вихря. На рис. 2 хорошо прослеживаются поля скоростей индуцированного течения окружающего струю и вихрь воздуха. Разряжение плазмы внутри ядра тора, возникающее вследствие её вращения, видно из рис. 4.

Практический интерес представляет собой соотношения между slug-гаемыми в законе сохранения количества движения для замкнутой системы «импульсная струя–окружающая среда» к моменту образования ПТВ:

$$P_{\text{ПС}} = P_{\text{ind}} + P_{\text{ТВ0}} + P_0, \quad (1)$$

где  $P_{\text{ind}}$  — импульс индуцированного течения окружающей среды,  $P_0$  — импульс хвостовой части струи,  $P_{\text{ТВ0}}$  — импульс вихря с начальной скоро-

стью  $V_{TV0}$ . Вследствие осесимметричности струи, индуцированного течения и вихря у этих векторов имеется только одна  $Y$ -компонента. В таблице приведены опытные данные для отношений слагаемых в законе (1).

Таблица

	$V_{TV0}/u_{ПС}$	$P_{TV0}/P_{ПС}$	$P_{ind}/P_{ПС}$	$P_0/P_{ПС}$
Опытные данные для ПТВ в воздухе	0,25	0,45	0,23	$0,15 \div 0,3$
Численное моделирование	0,23	0,49	0,26	0,25

При известных полях скоростей и плотности в различные моменты времени можно вычислить количества движения  $P_{ind}$ ,  $P_{TV0}$  и  $P_0$ . В таблице также приведены значения указанных отношений при  $t = 3$  мс. Из неё видно, что расчётные значения для этих отношений в пределах ошибки измерения согласуются с опытными данными.

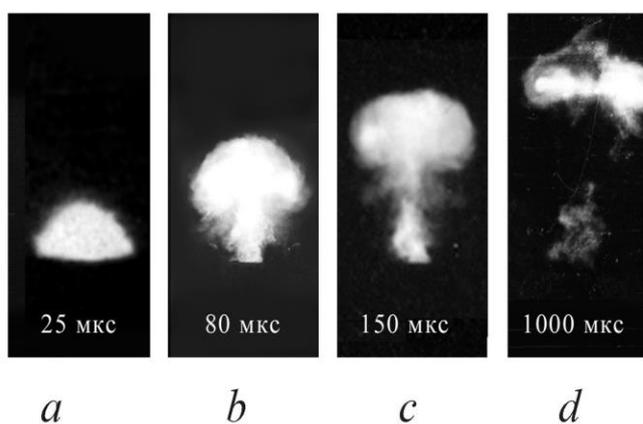


Рис. 1.

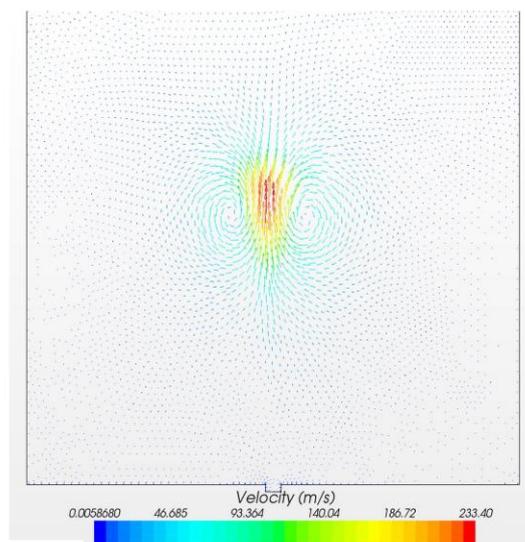


Рис. 2.

Рис. 3.

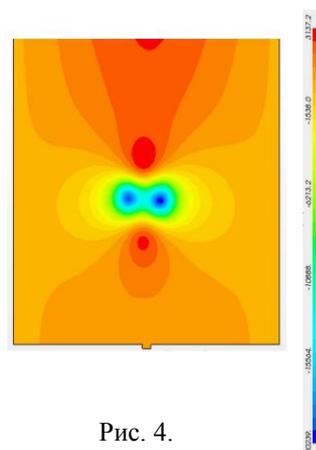
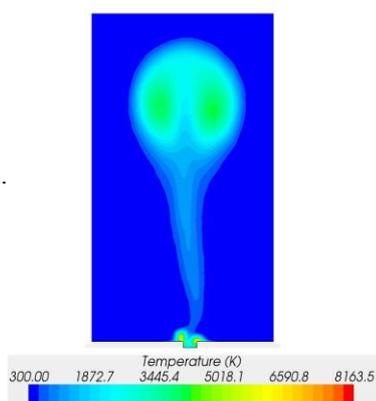


Рис. 4.

**Литература:**

1. Faber T.E. *Fluid dynamics for physicists* (University press, Cambridge, 2001).
2. Александров А.Ф., Тимофеев И.Б., Юсупалиев У. // ТВТ, **29**, № 1, 108 (1991).
3. Юсупалиев У. // Физика плазмы **31**, № 6, 543 (2005).
4. Юсупалиев У., Юсупалиев П.У., Шутеев С.А.// ЖТФ **77**, № 7, 50 (2007).
5. Юсупалиев У., Юсупалиев П.У., Шутеев С.А.// Физика плазмы **33**, № 3, 226 (2007).

**РЕАЛИЗАЦИЯ ПОМЕХОУСТОЙЧИВОГО КОДИРОВАНИЯ  
ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ ШЕННОНА НА ПЛИС**

Мл. науч. сотр. Белов А.А., студент Серяков А.А.,  
доцент Захаров П.Н., доцент Королев А.Ф.

В ходе работы был реализован алгоритм помехоустойчивого кодирования с низкой плотность проверок на чётность, работающий по жестким решениям демодулятора. Проведено моделирование, показавшее эффективность данного метода. Проведена адаптация алгоритма для работы на программируемой логической интегральной схеме (ПЛИС).

В настоящее время максимальное приближение к этой границе даёт LDPC-код с примерной длиной блока в 10 миллионов бит.

На сегодняшний день, коды с низкой плотностью проверок на чётность являются одними из лучших блочных кодов. С помощью одного из таких кодов удалось получить значение  $P_b = 10^{-5}$  при  $E_b/N_0 = 0.0045$ дБ и скорости кода  $R_c = 0.5(N = 10^7)$ . Близкий к этому результат дает турбо-код. Возможность использовать LDPC коды появилась сравнительно недавно, в связи с повышением вычислительной мощности обрабатывающих устройств. Декодирование по мягким решениям на высоких частотах всё еще не представляется возможным, но работа по жёстким решениям уже доступна.

В данной работе реализован алгоритм кодирования описанный в DVB стандартах [3]. Этот алгоритм используется вместо перемножения строки на матрицу кодирования, так как перемножение строки такого размера на соответствующую матрицу заняло бы слишком большой объем памяти, что является недопустимым при реализации алгоритма на ПЛИС.

Декодирование происходит по следующей схеме: на вход декодера поступают значения LLR  $L(c_i)$ ; в алгоритме фигурируют две матрицы  $L(r_{ji})$ ,  $L(q_{ij})$  и строка  $L(Q_i)$ , по которой принимаются жесткие решения [4].

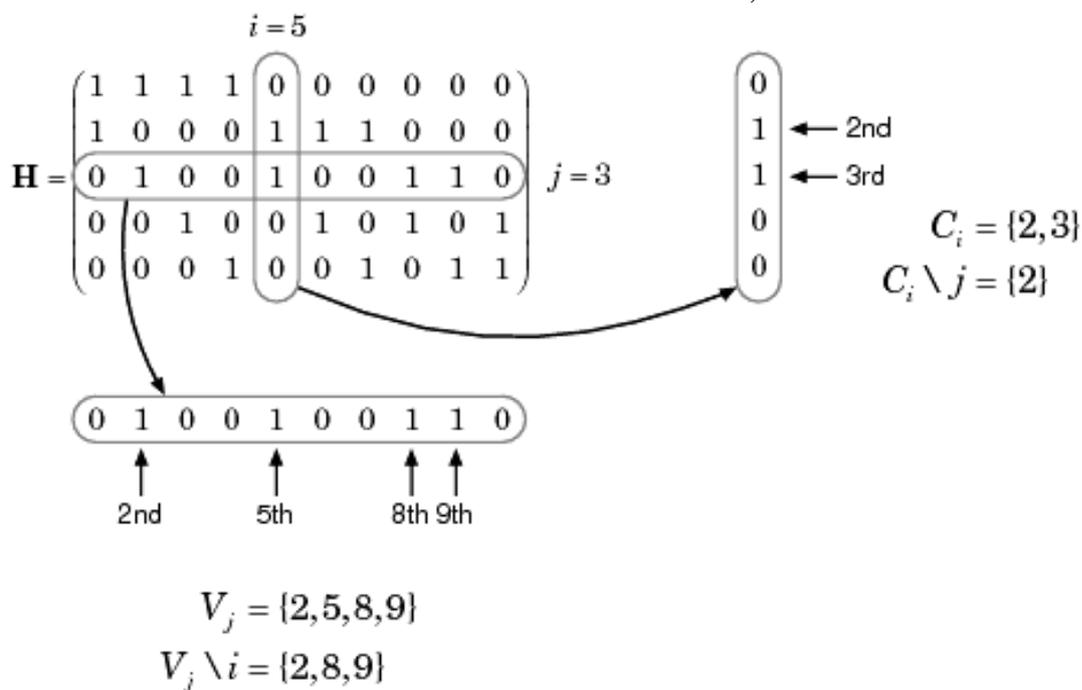
Этапы декодирования:

- 1) Инициализация матрицы  $L(q_{ij}) = L(c_i)$
- 2) Выполняются следующие итерации (в данной работе взято 50 итераций):

$$L(r_{ji}) = 2 \operatorname{atanh} \left( \prod_{i \in V_j \setminus i} \tanh \left( \frac{1}{2} L(q_{ij}) \right) \right)$$

$$L(q_{ij}) = L(c_i) + \sum_{j \in C_i \setminus i} L(r_{ji})$$

$$L(Q_i) = L(c_i) + \sum_{j \in C_i} L(r_{ji})$$



где  $H$  — декодирующая матрица.

- 3) По полученной строке  $L(Q_i)$  строятся жесткие решения, которые и являются декодированным словом (результатирующая проверка не применяется, для экономии времени и оперативной памяти).

Ниже представлены результаты моделирования написанного алгоритма с помощью программы AWR Design Studio [5] (рис.1).

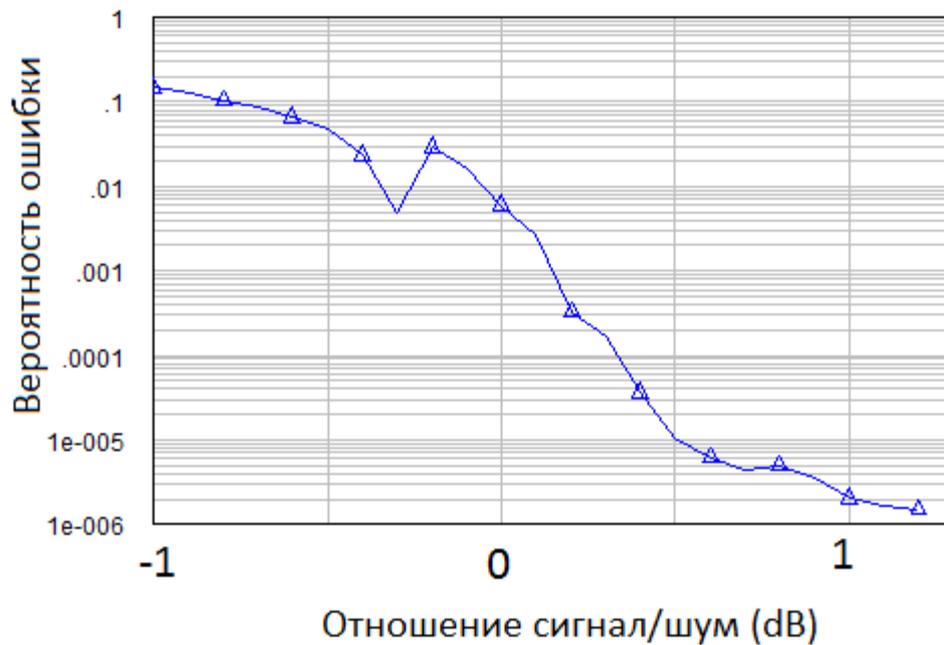


Рис.1. Зависимость вероятности ошибки на бит от отношения сигнал/шум для реализованного LDPC кода.

В случае каскадирования LDPC с кодом Рида-Соломона можно добиться еще большего уменьшения вероятности ошибки на бит (рис. 2).

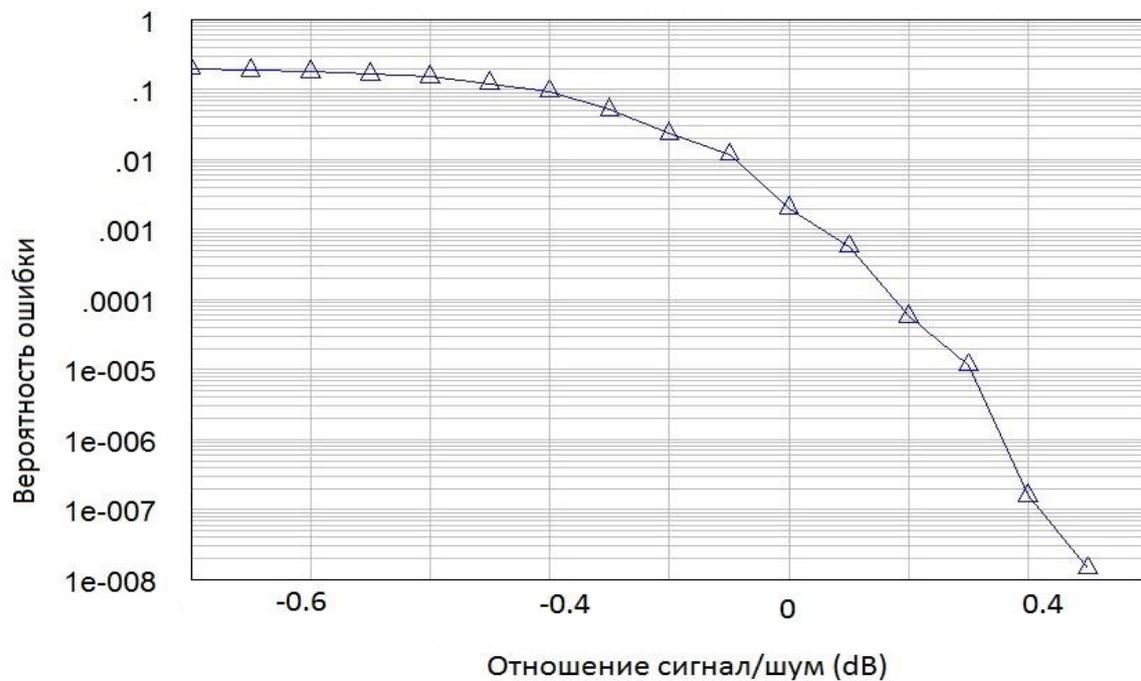


Рис. 2. Зависимость вероятности ошибки на бит от отношения сигнал/шум для реализованного LDPC кода, каскадированного с кодом Рида-Соломона.

В процессе выполнения работы достигнуты следующие результаты:

- Разработаны реализации алгоритма LDPC на Matlab, C++, ПЛИС. Моделирование показало, что энергетический проигрыш разработанных реализаций не превышает 0.7 дБ по сравнению с границей Шеннона.
- Показана возможность LDPC-декодирования при работе по жестким решениям демодулятора. Энергетический проигрыш при этом составил не более 3-х децибел по сравнению со схемой с мягкими решениями.
- Подтверждена необходимость каскадирования LDPC кода с каким-либо простым кодом для получения вероятности ошибки на бит менее  $10^{-5}$  (при моделировании использован код Рида-Соломона). В дальнейшем планируется повысить эффективность кодирования разработанным методом, адаптировать алгоритм к работе на ПЛИС (написание полной схемы передачи, кодирования и декодирования в ПЛИС).
- Разработана схема приема-передачи информации на скоростях 10/100/1000 Мбит/с, производится объединение этой схемы со схемой, работающей на скорости 10 Гбит/с.

### Литература

1. Прокис Дж. «Цифровая связь» 2000 г.
2. В.В. Золотарев, Г.В. Овечкин «Помехоустойчивое кодирование» 2004 г .
3. Digital Video Broadcasting; Second generation framing structure, channel coding and modulation systems for Broadcasting, Interactive Services, News Gathering and other broadband satellite applications (DVB-S2) 2009 г.
4. Robert G. Gallager «Low-Density Parity-Check Codes» 1963 г.
5. П.Н. Захаров «Описание к задаче спецпрактикума «Выбор оптимального метода модуляции сигнала в современных цифровых системах радиосвязи. Моделирование в среде AWR Design Environment»».

**Подсекция:**  
**ФИЗИКА**  
**КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ**

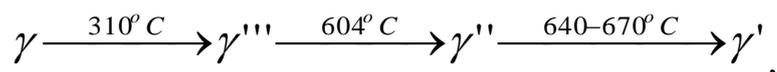
Сопредседатели  
профессор О. В. Снигирев,  
профессор В. А. Кульбачинский, профессор Д. Р. Хохлов

## ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ И СВОЙСТВА КИСЛОРОДПРОВОДЯЩИХ СОЕДИНЕНИЙ СО СТРУКТУРОЙ $\text{Vi}_2\text{WO}_6$ И $\text{Vi}_2\text{MoO}_6$

Ст. науч. сотр. Харитонова Е.П., вед. науч. сотр. Воронкова В.И.

Изоструктурные соединения  $\text{Vi}_2\text{WO}_6$  и  $\text{Vi}_2\text{MoO}_6$  являются простейшими ( $n = 1$ ) членами обширного семейства фаз Ауривиллиуса [1], висмутосодержащих слоистых перовскитоподобных соединений с общей формулой  $(\text{Vi}_2\text{O}_2)(\text{A}_{n-1}\text{B}_n\text{O}_{3n+1})$ . Эти соединения отличаются необычным сочетанием сегнетоэлектрических, пьезоэлектрических, кислородпроводящих и каталитических свойств. Сложный полиморфизм молибдата и вольфрамата висмута исследуется более 40 лет, однако точное количество фазовых переходов и их природа до конца не выяснены.

Полиморфизм молибдата висмута  $\text{Vi}_2\text{MoO}_6$  можно описать следующей схемой:



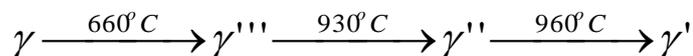
Фазы  $\gamma$  и  $\gamma'''$  имеют полярную ромбическую симметрию, тогда как фаза  $\gamma''$  – ромбическая неполярная. Высокотемпературная фаза  $\gamma'$  является моноклинной и, в отличие от фаз  $\gamma$ ,  $\gamma'''$ ,  $\gamma''$ , не относится к структурному типу Ауривиллиуса. Высокотемпературный фазовый переход  $\gamma'' \rightarrow \gamma'$  является реконструктивным и в случае  $\text{Vi}_2\text{MoO}_6$  он необратим. Фазовый переход  $\gamma''' \rightarrow \gamma''$  является сегнетоэлектрическим. Существование всех описанных выше фаз  $\text{Vi}_2\text{MoO}_6$  доказано экспериментально методами высокотемпературной рентгеновской дифракции, калориметрии, диэлектрической спектроскопии, комбинационного рассеяния света.

Как и  $\text{Vi}_2\text{MoO}_6$ , вольфрамат висмута  $\text{Vi}_2\text{WO}_6$  испытывает сегнетоэлектрический фазовый переход  $\gamma \rightarrow \gamma'''$ , но при более высоких температурах, порядка  $660^\circ \text{C}$ , и фаза  $\gamma'''$  существует вплоть до температур  $900-960^\circ \text{C}$ . В описании высокотемпературного полиморфизма  $\text{Vi}_2\text{WO}_6$  имеется ряд противоречий. В большинстве работ авторы полагали, что в области температур  $900-960^\circ \text{C}$  ромбическая полярная фаза  $\gamma'''$  трансформируется в неполярную моноклинную фазу  $\gamma'$ , и этот переход является одновременно сегнетоэлектрическим и реконструктивным, что вызывает определенные сомнения. В связи с этим в работе Рае [2] было сделано предположение, что, по аналогии с молибдатом висмута, между фазами  $\gamma'''$  и  $\gamma'$  должна существовать неполярная ромбическая фаза с симметрией  $Fm\bar{3}m$ , изоструктурная фазе  $\gamma''$ - $\text{Vi}_2\text{MoO}_6$ . Однако доказательства существования этой фазы отсутствовали.

В настоящей работе неполярная фаза  $\gamma''$ - $\text{Vi}_2\text{WO}_6$  между фазами  $\gamma'''$  и  $\gamma'$  была обнаружена при сравнении поведения диэлектрической проницаемо-

сти с температурой и данных дифференциальной сканирующей калориметрии (ДСК). Так, сегнетоэлектрический переход  $\gamma''' \rightarrow \gamma''$  наблюдался на температурной зависимости диэлектрической проницаемости как  $\lambda$ -пик при 930 °С. Реконструктивный фазовый переход  $\gamma'' \rightarrow \gamma'$  проявлялся на кривых нагрева ДСК как эндотермический пик при температуре 960 °С. Различие по температуре этих аномалий позволяет полагать, что в области температур 900-960 °С у  $\text{Bi}_2\text{WO}_6$  наблюдается не один, а два фазовых перехода, при этом один из переходов, сегнетоэлектрический  $\gamma''' \rightarrow \gamma''$ , не проявляет себя на кривой ДСК как переход, близкий к переходу второго рода. Реконструктивный переход  $\gamma'' \rightarrow \gamma'$  между двумя неполярными фазами не может быть выявлен диэлектрическим методом. Следует отметить, что в случае  $\text{Bi}_2\text{MoO}_6$  данные ДСК позволяют наблюдать оба перехода, сегнетоэлектрический  $\gamma''' \rightarrow \gamma''$  и реконструктивный  $\gamma'' \rightarrow \gamma'$ , при этом переход  $\gamma''' \rightarrow \gamma''$  сопровождается  $\lambda$ -пику диэлектрической проницаемости, в то время как высокотемпературный переход  $\gamma'' \rightarrow \gamma'$  не наблюдается на диэлектрической кривой.

Экспериментальное обнаружение фазы  $\gamma''$ - $\text{Bi}_2\text{WO}_6$  позволяет сделать вывод о том, что полиморфизм соединений  $\text{Bi}_2\text{WO}_6$  и  $\text{Bi}_2\text{MoO}_6$  подобен по числу фаз и фазовых переходов. Последовательность переходов  $\text{Bi}_2\text{WO}_6$  можно представить следующей схемой:



Из всех четырех фаз структура фазы  $\gamma''$  оказалась неизученной, поскольку область существования этой фазы мала (порядка 30 градусов).

Следующим этапом работы было изучение влияния допирования  $\text{Bi}_2\text{WO}_6$  и  $\text{Bi}_2\text{MoO}_6$  примесями на полиморфизм этих соединений. В работе были синтезированы поликристаллические образцы в системах  $\text{Bi}_2\text{W}_{1-x}\text{Me}_x\text{O}_{6-y}$  и  $\text{Bi}_2\text{Mo}_{1-x}\text{Me}_x\text{O}_{6-y}$  ( $\text{Me} = \text{Nb}^{5+}, \text{Ta}^{5+}, \text{Sb}^{5+}$ ) методом твердофазного синтеза на воздухе. Согласно данным рентгеновского фазового анализа твердые растворы  $\text{Bi}_2\text{W}_{1-x}\text{Me}_x\text{O}_{6-y}$  ограничены концентрациями  $x = 0.05$  для  $\text{Me} = \text{Sb}$ ,  $x = 0.1$  для  $\text{Me} = \text{Nb}$  и  $x = 0.15$  для  $\text{Me} = \text{Ta}$ . В случае твердых растворов с молибденом максимальная концентрация примесей составила  $x = 0.05$  для  $\text{Me} = \text{Sb}$ ,  $\text{Ta}$  и  $x = 0.5$  для  $\text{Me} = \text{Nb}$ . При комнатной температуре все твердые растворы были изоструктурны ромбической полярной фазе  $\gamma$ - $\text{Bi}_2\text{WO}_6$  и  $\gamma$ - $\text{Bi}_2\text{MoO}_6$ .

Калориметрия показала, что замещение молибдена и вольфрама примесями приводит к увеличению температуры реконструктивного фазового перехода из ромбической в моноклинную фазу ( $\gamma'' \rightarrow \gamma'$ ). В случае твердых растворов на основе  $\text{Bi}_2\text{WO}_6$  при повышении концентрации примесей до  $x = 0.05, 0.1$  ( $\text{Me} = \text{Nb}$ ),  $x = 0.1, 0.15$  ( $\text{Me} = \text{Ta}$ ) и  $x = 0.04, 0.05$  ( $\text{Me} = \text{Sb}$ ) на кривых ДСК не наблюдается аномалия, связанная с высокотемпе-

ратурным реконструктивным фазовым переходом вплоть до плавления образцов. Таким образом, можно предполагать, что замещение вольфрама пятивалентными катионами Nb, Ta или Sb может приводить к исчезновению реконструктивного перехода  $\gamma'' \rightarrow \gamma'$  и стабилизации фаз со структурой Ауривиллиуса во всей области температур, вплоть до температуры плавления. Это предположение было проверено методом высокотемпературной рентгеновской дифракции, который для образца  $\text{Bi}_2\text{W}_{0.9}\text{Nb}_{0.1}\text{O}_{6-y}$  подтвердил отсутствие реконструктивного перехода  $\gamma'' \rightarrow \gamma'$ . Указанный образец оставался изоструктурным ромбическим фазам  $\text{Bi}_2\text{WO}_6$  вплоть до 1000 °С, что близко к температуре плавления (~ 1050 °С). У образцов  $\text{Bi}_2\text{W}_{0.9}\text{Ta}_{0.1}\text{O}_{6-y}$  и  $\text{Bi}_2\text{W}_{0.95}\text{Sb}_{0.05}\text{O}_{6-y}$  при 940-1000°С была обнаружена область сосуществования двух фаз, ромбической фазы  $\gamma''$  и моноклинной  $\gamma'$  фазы. Отсутствие перехода  $\gamma'' \rightarrow \gamma'$  при ДСК измерениях образцов с Sb и Ta и его частичное проявление при исследовании рентгеновским методом может быть связано с различием в способе изменения температуры образцов. При ДСК измерениях, реконструктивный фазовый переход не проявляется вследствие достаточно быстрого нагрева и охлаждения образца, в то время как высокотемпературные рентгеновские исследования проводились в режиме ступенчатого нагрева образцов и их длительной выдержки при заданной температуре, что способствовало возникновению моноклинной фазы  $\gamma'$  и формированию смеси ромбической и моноклинной фаз в области 940 - 1000°С.

Для всех синтезированных образцов твердых растворов на температурной зависимости диэлектрической проницаемости наблюдалась размытая аномалия, связанная с релаксацией ионов кислорода, а также интенсивный  $\lambda$ -пик, свидетельствующий о том, что сегнетоэлектрический переход  $\gamma''' \rightarrow \gamma''$  не подавляется при введении указанных выше замещений. Для твердых растворов  $\text{Bi}_2\text{Mo}_{1-x}\text{Me}_x\text{O}_{6-y}$  и  $\text{Bi}_2\text{W}_{1-x}\text{Sb}_x\text{O}_{6-y}$  увеличение концентрации примеси приводит к сдвигу сегнетоэлектрического перехода  $\gamma''' \rightarrow \gamma''$  в область высоких температур на 30 - 50°С. В случае соединений  $\text{Bi}_2\text{W}_{1-x}\text{Me}_x\text{O}_{6-y}$  при Me = Nb, Ta сегнетоэлектрический переход сдвигается в область низких температур более чем на 200°С. В результате расширяется область существования ромбической неполярной фазы  $\gamma''$ , что дает возможность изучить ее структуру.

В заключение следует отметить, что замещение шестивалентных W и Mo пятивалентными катионами Nb, Ta и Sb должно приводить к увеличению количества вакансий по кислороду, и, как следствие, к увеличению электропроводности. Так для твердых растворов  $\text{Bi}_2\text{W}_{1-x}\text{Me}_x\text{O}_{6-y}$  и  $\text{Bi}_2\text{Mo}_{1-x}\text{Nb}_x\text{O}_{6-y}$  электропроводность при увеличении концентрации примеси возрастает на 1-2 порядка. При 800°С электропроводность образцов  $\text{Bi}_2\text{W}_{0.95}\text{Nb}_{0.05}\text{O}_{6-y}$ ,  $\text{Bi}_2\text{W}_{0.9}\text{Ta}_{0.1}\text{O}_{6-y}$  и  $\text{Bi}_2\text{W}_{0.95}\text{Sb}_{0.05}\text{O}_{6-y}$  достигает, соответ-

ственно, 0.08 См/см, 0.07 См/см и 0.03 См/см что превышает проводимость стабилизированного  $ZrO_2$ .

### Литература

1. *Aurivillius B.* Ark. Kemi. 1952. В. 5. Р. 39–47.
2. A. Rae, J. Thomson, R. Withers. Acta Cryst. 1991. vol. B47, P. 870-881.
3. *V.I. Utkin, Yu.E. Roginskaya, V.I. Voronkova, V.K. Yanovskii, B.Sh. Galjamov, Yu.N. Venevtsev.* Phys. status solidi A. 1980. V. 59. P. 75–82.

## ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ СВЕТОДИОДЫ: ПРОБЛЕМЫ ИССЛЕДОВАНИЙ, ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЙ

Профессор Юнович А.Э.

### **I. Итоги исследований светодиодов на основе нитрида галлия к началу 2000 г.**

1.1. В 1990-е годы в физике полупроводниковых приборов произошел прорыв в исследованиях и разработках светодиодов для коротковолновой части видимого спектра. Японские ученые И.Акасаки и Х.Аmano (Университет Нагоя) создали эффективные электронно-дырочные переходы в широкозонном полупроводнике – нитриде галлия, GaN, и сделали первые яркие синие светодиоды с этими p-n- переходами. Инженер Ш.Накамура (фирма «Ничия Кемикал», впоследствии Университет Калифорнии в США) разработал промышленный способ создания p-n- переходов в GaN, p-n- гетероструктур типа InGaN/AlGaN/GaN и сделал первые яркие коммерческие синие светодиоды. Он разработал первые промышленные светодиоды белого свечения на основе синих светодиодов, покрытых люминофорами. За эти работы в 2014 году была присуждена Нобелевская премия [1 - 5].

1.2. На физическом факультете МГУ исследования излучательной рекомбинации в полупроводниковых соединениях типа  $A^{III}B^V$  активно велись с начала 1960-х годов; они были известны в мире, в частности, в Японии. Некоторые исследования излучательной рекомбинации в GaN (группа Г.В.Сапарина и М.В.Чукичева) предшествовали японским работам [6]. Первые образцы синих светодиодов фирмы «Ничия Кемикал», разработанные Ш.Накамурой, и первые образцы фирмы «Тойода Госей», разработанные И.Акасаки и Х.Аmano, были присланы для исследований на кафедру физики полупроводников факультета. Были получены новые результаты о влиянии туннельных эффектов и интерференции на спектры излучения [7, 8].

1.3. Открытия и изобретения ярких синих и белых светодиодов вызвали бум исследований и разработок светодиодов на основе GaN во всем мире. Крупнейшие компании («Hewlett-Packard» (позже «LumiLEDs Lighting» «Philips LumiLEDs»), «Osram Optosemiconductors», «Cree Research», «Samsung») университетские лаборатории («Ulm Universitaet», «CNRS, Vallbonne») включились в гонку исследований и разработок нитридных светодиодов. Лаборатории на физическом факультете получили образцы от светодиодов и гетероструктур от этих фирм и проводили исследования в контакте с этими фирмами и лабораториями [9].

1.4. Светодиодные гетероструктуры с множественными квантовыми ямами (МКЯ) позволили резко уменьшить влияние туннельных эффектов, которые обуславливали падение квантового выхода излучения (работы совместно с фирмой «Toyota Gosei», с «CNRS, Vallbonne») [10 – 12, 13-14].

1.5. Практическое применение нитридных зеленых светодиодов (фирмы «Ничия Кемикал») в уличных светофорах было разработано в Зеленограде фирмой «Свеча» совместно с лабораторией МГУ; Москва стала первым в мире городом с массовым применением светодиодных светофоров в 1997 году [2].

1.6. К началу XXI века стало ясно, что светодиоды белого свечения станут основой светотехники будущего, и в создание светодиодной промышленности в передовых развитых странах были вложены большие средства. В Японии, США, Китае, Республике Корея, на Тайване были разработаны и поддержаны правительствами государственные программы развития светодиодного освещения.

## **II. Исследования на физическом факультете МГУ, связанные с разработками синих светодиодов**

2.1. В ряде обзоров и научно-популярных статей проведен анализ экспериментальных исследований и обширной литературы по гетероструктурам с квантовыми ямами типа InGaN/AlGaIn/GaN, по свойствам светодиодов из этих структур для коротковолновой части видимого спектра. Сделаны выводы о перспективности применений этих светодиодов в разных областях, в частности для общего освещения. Сделаны предложения о развитии светодиодной промышленности в России [15, 16].

2.2. Разработаны методики экспериментального исследования нитридных гетероструктур и светодиодов: изучение электрических свойств - вольтамперных и вольт-емкостных характеристик в широком диапазоне токов и напряжений; цветной катодолюминесценции структур и чипов в растровом электронном микроскопе [17]; спектров отражения и электроотражения [18 - 20]. Методики были рекомендованы различным промышленным организациям для контроля технологии создания структур, чипов

и светодиодов. Рассчитаны энергетические диаграммы гетероструктур с квантовыми ямами типа InGaN/AlGaIn/GaN [14]. Проведен теоретический анализ формы спектров электролюминесценции нитридных светодиодов [21].

2.3. Исследованы спектры электролюминесценции светодиодов с множественными квантовыми ямами, разработанные в фирмах «Toyota Gosei» и «LumiLEDs Lighting». Показано, что из вольт - емкостных характеристик можно определить распределение зарядов в квантовых ямах и барьерах [10, 11]. Показано, что увеличение числа ям и соответствующее уширение активной области структур подавляет туннельные эффекты, что приводит к увеличению квантового выхода излучения [10-12, 13-14]. Показано, что модулированное легирование барьеров донорами и обусловленное им экранирование электронами пьезоэлектрических полей в квантовых ямах приводит к увеличению квантового выхода излучения вследствие большего перекрытия волновых функций электронов и дырок в ямах [10, 12].

2.4. С конца 1990-х годов работы по синим светодиодам на физическом факультете МГУ (кафедры физики полупроводников, оптики и спектроскопии, физической электроники, общей физики) проводились в контакте с ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН и совместно с отечественными компаниями: «Свеча», «НИИ Сапфир», «Корвет Лайтс», «Итака», «Акол Текнолоджиз СА», «Оптэл», «Светлана – Оптоэлектроника».

2.5. Исследование механизмов рекомбинации и определение факторов, ограничивающих внутренний и внешний квантовый выход излучательной рекомбинации в гетероструктурах с квантовыми ямами InGaIn/AlGaIn и определяющих предельную мощность излучения синих светодиодов, проводилось по договору с ЗАО «Светлана-Оптоэлектроника». Применение легированных буферных сверхрешеток в n- области GaIn и увеличение уровня их легирования, модулированного легирования барьеров в активной области, увеличение толщины барьера p-AlGaIn до 13 нм позволило увеличить максимальную мощность излучения синих СД до 110 мВт при токе 350 мА, а КПД – до 31% при токе  $J = 2$  мА. Теоретическая модель описания формы спектров электролюминесценции СД, учитывающая флуктуации потенциала, особенности вывода излучения из структуры и температуру активной области, количественно описывает спектры в широком интервале токов и напряжений [21].

2.6. Изучены спектры электроотражения (ЭО) p-n- гетероструктур InGaIn/AlGaIn/GaN. Теоретическая 2D- модель Аспнеса применима для описания этих спектров. Сдвиг спектров с изменением амплитуды поля объясняется ролью пьезоэлектрических полей в квантовых ямах, направленных противоположно полю p-n- перехода. Интерференционные эффекты в спектрах ЭО позволяют определить положение активной области ге-

тероструктуры; ее положение в пучности резонатора увеличивает КПД СД [18 - 20].

2.7. Методами высокого спектрального разрешения катодолуминесценции в растровой электронной микроскопии обнаружена локальная спектральная неоднородность в активной области гетероструктуры типа InGaN/AlGaIn/GaN; максимум длины волны менялся в пределах 450 – 480 нм, что было связано с неоднородностью легирования [17].

### **III. Исследования на физическом факультете МГУ, связанные с разработками светодиодов белого свечения**

3.1. Первые российские белые светодиоды, разработанные в фирме «Корвет Лайтс», организованной бывшими сотрудниками НИИ «Сапфир», были исследованы на кафедре полупроводников МГУ [21]. Было показано, как рассчитывать отношение интенсивностей синей полосы излучения кристалла и желто-зеленой полосы излучения люминофора, чтобы получить белый свет нужного оттенка. Предложены применения светодиодов в декоративном освещении Москвы, в фонтанах.

3.2. Исследованы источники белого свечения на основе светодиодов из р-п- гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN и покрывающих их люминофоров. Светодиоды были разработаны в НПЦ «Оптэл» и ФГУП НИИ «Платан» [23, 24], а также ЗАО «Светлана-Оптоэлектроника» [20, 25] и ОАО «Оптрон». Исследованы спектры и эффективность СД белого свечения в зависимости от тока и температуры  $T$ . Показано, что при  $T = 0 \div 70^\circ\text{C}$  интенсивность излучения падает:  $\cong 0.34\%/^\circ\text{C}$ , что, по-видимому, связано с выходом электронов из области квантовых ям в р-область.

3.3. Исследована зависимость свойств белых СД с разными люминофорами (Intematix Y4750 и ФЛЖ-21) от температуры  $T$ . Различие спектров обусловлено разным поглощением излучения синей линии кристаллов этими люминофорами. Большая часть падения интенсивности излучения с увеличением  $T$  обусловлена люминофором. При увеличении  $T$  до  $80 \div 100^\circ\text{C}$  свойства СД изменяются необратимо.

3.4. Исследованы свойства ультрафиолетовых СД на основе р-п- гетероструктур типа InGaN/AlGaIn/GaN, покрытых силикатными люминофорами типа  $(\text{BaSrEu})\text{SiO}_4$  с активаторами на основе окислов Y и Eu и типа флюоридов Mg и Ba. УФ диоды с длиной волны в максимуме  $\lambda = 380$  нм при токе 350 мА имели мощность 32 мВт (КПД  $\approx 3\%$ ), с  $\lambda = 395$  нм – 11 мВт при токе 30 мА (КПД  $\approx 10\%$ ). Эти светодиоды, имеют координаты цветности в желто-зеленой области свечения ( $\lambda_{\text{max}} \approx 525 - 560$  нм), и их люмен – эквивалент  $> 400$  лм/Вт и световая отдача - до 23 лм/Вт при токе 350 мА, что достаточно для ряда применений [26].

3.5. Исследованы, совместно с Институтом Оптоэлектроники Университета Ульма (Германия), спектры поглощения и люминесценции лю-

минофоров типа Ca – Ga–S: Eu<sup>2+</sup>, которые были разработаны в Институте Физики АН Азербайджана. Спектры поглощения имеют максимум вблизи  $\lambda = 400$  нм, что соответствует возбуждению излучением СД с  $\lambda = 400-460$  нм. Обнаружено каскадное возбуждение красной полосы люминесценции CaS:Eu<sup>2+</sup> зеленой полосой CaGa<sub>2</sub>S<sub>4</sub>:Eu<sup>2+</sup>. На основе светодиодов, покрытых люминофорами SrGa<sub>2</sub>S<sub>4</sub>:Eu<sup>2+</sup> и SrS:Eu<sup>2+</sup>, излучающими в области 537÷615 нм, можно создать СД белого свечения с коррелированной цветовой температурой 3500 ÷ 5300 К и координатами цветности от (0,495; 0,476) до (0,293; 0,191) [26].

3.6. Исследованы светодиодные модули белого свечения с люминофорами на основе граната (YGdTb:Ce)<sub>3</sub>Al<sub>2</sub>(AlO<sub>3,8</sub>:F,N). В гранатах ионы О частично заменялись на ионы F и N. Кроме 6 белых СД, использован дополнительный красный СД. Модули имеют световой поток  $\cong 750$  лм, световую отдачу  $\eta_v \cong 100$  лм/Вт и индекс цветопередачи  $R_a \cong 90$ . Их используют для специального освещения.

3.7. Спектры люминесценции и цветовые характеристики белых СД на основе синих InGaN/AlGaN/GaN *p-n* гетероструктур с  $\lambda_{\max} \approx 455$  нм, покрытых люминофорами, разработанных НПЦ «Оптэл». Спектры возбуждения люминофоров имели максимум вблизи 460÷470 нм, спектры люминесценции - 530÷590 нм; полуширина спектров - 120÷135 нм. Показано, что выбор соотношения между интенсивностью синей и желто-зеленой полос позволяет получить координаты цветности СД в области «теплого» свечения с КЦТ(ССТ) = 2800-3200 К. Даны рекомендации по применению люминофоров для создания светодиодов «холодного», «нормального» и «теплого» белого свечения с коррелированной цветовой температурой в интервале от 6000 К до 2800 К. В 2014 г. «Оптэл» массово выпускает десятки типов белых СД и светодиодных модулей; например, белые СД У-130-Бл со светоотдачей 105 – 140 лм/Вт [23, 28].

3.8. Разработки чипов «Светланы-Оптоэлектроники» за период 2007-2009 гг. позволили получить для белых СД световую отдачу в максимуме до 95 лм/Вт, что было близко к световой отдаче СД фирмы «Cree». Но при больших рабочих токах световая отдача была меньше СД «Cree» в полтора – два раза. В 2014 г. «Светлана» выпускает в массовом производстве десятки типов белых СД и СД ламп; например: SVL3535: 130 лм/Вт.

3.9. Исследование спектров катодолюминесценции поликристаллов кубического нитрида бора (сBN), легированных различными примесями, проводилось совместно с ОАО «Оптрон». Легирование сBN редкоземельными элементами приводит к образованию центров люминесценции, излучающих в видимой области спектра. Спектры КЛ сBN состоят из трех полос, находящихся в ИК, видимой и УФ областях спектра. Легирование примесью Eu создает эффективную люминесценцию в красной области; примесью Tb - в сине-зеленой; примесью Tm - в синей. Постоянная време-

ни тушения люминесценции для широких полос при 300 К составляет  $\tau = 5 \pm 2$  мкс; для внутрицентровых переходов  $\tau = 120 \pm 20$  мкс. При увеличении  $T$  от 300 до 420 К спектры КЛ образцов cBN:Eu; cBN:Tb; cBN:Tm практически не изменяются. Экспериментально доказана возможность создания СД, работающих при высоких температурах, на основе гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN, покрытых люминофорами из cBN с примесью Eu.

#### **IV. Проблемы создания светодиодной промышленности и светодиодного освещения в России**

4.1. В ряде обзоров и научно-популярных статей, в книгах [29-31] проведен анализ экспериментальных исследований и обширной литературы по светодиодам белого свечения и их применений в освещении. Показаны преимущества светодиодных источников освещения. В начале 2000-х годов были сделаны предсказания о том, что светодиоды станут основой освещения будущего. Эти предсказания в последние годы подтвердились. В 2011-12 гг. светодиодные источники освещения превысили по световой отдаче традиционные лампы накаливания и люминесцентные лампы. Их себестоимость постоянно падает и предполагается, что к концу 2015 года она будет ниже, чем у энергосберегающих люминесцентных ламп. Объем продаж светодиодов в мире в 2012 г. превысил 13 млрд. долларов; 26% этой суммы – светодиоды для освещения.

4.2. Области применения светодиодов: подсветка телевизионных экранов, мобильные устройства, реклама и декоративное освещение, автомобили, освещение дорог, знаки и буквенные индикаторы. Но главное – общее освещение.

4.3. Преимущества СД [29, 30]. Основное – эффективность преобразования электрической энергии в световую. Рекорд светоотдачи для белых СД: 303 лм/Вт («Cree», 2014); лучшие коммерческие СД: 160-180 лм/Вт, массовые промышленные СД: 100-120 лм/Вт. (Энерго-эффективные люминесцентные лампы – 100-120 лм/Вт; лампы накаливания – 16 лм/Вт). Долговечность: световой поток падает на 70% - после 40000 часов при 80°C. Направленное излучение: выше эффективность ламп. Вибростойкость. Стабильность при низких  $T$ : нет проблем при включении. Безопасность в пожаро- и взрывоопасных помещениях. Мгновенное включение: наносекунды. Возможность удаленного контроля – интеллектуальное освещение. Цвет: почти естественный индекс цветопередачи.

4.4. ФТИ им. А.Ф.Иоффе и Физический факультет МГУ, начиная с 1997 г., поочередно в Москве и С.-Петербурге, провели 4 Совещания и 9 Всероссийских Конференций «Нитриды галлия, индия и алюминия: структуры и приборы», на которых были организованы светодиодные форумы. На 9-й Конференции, в 2013 г. было 230 человек, в том числе 14 человек из-за рубежа, представлявших более 60 организаций, в том числе 11 зару-

бежных. Решения Конференций и Форумов направлялись в Правительство РФ, в профильные Министерства, в Гос. Корпорации с предложениями о развитии светодиодной промышленности и светодиодного освещения в России [32].

4.5. В 2007 - 2009 годах в России были анонсированы как государственные, так и муниципальные, и ведомственные, программы, связанные с нитридной светодиодной тематикой. Корпорации «Роснано» и «Ростехнологии» начали финансировать работы по разработкам и производству светодиодов. РФФИ активно поддерживал исследования по нитридам в академических организациях. МинОбрНауки финансировало ряд светодиодных проектов. МинЭнерго включило работы по светодиодному освещению как приоритетные для экономии электроэнергии. ОАО РЖД составило программу внедрения светодиодной техники на российских железных дорогах, успешно выполняемую в течение 4 лет. Началось создание светодиодной светотехнической промышленности в России.

4.6. По договорам с Московским Комитетом Науки и Техники в 2002 и 2005 годах были сделаны предложения о применении белых светодиодов как элементной базы осветительных устройств широкого применения в промышленности и городском хозяйстве Москвы.

4.7. Оценка экономического эффекта в России. Полное потребление электроэнергии на освещение в России составляет приблизительно 140 млрд. кВт·час/год, из них большую часть потребляют лампы накаливания; стоимость электроэнергии составляет 4.5 руб./кВт·час. Если к 2016-17 гг. лишь половина этой энергии будет сэкономлена за счет применения светодиодов, то это даст экономию более 300 млрд. руб./год. Эта оценка не учитывает, что стоимость электроэнергии в России меньше, чем в Европе, что она будет повышаться с течением времени [30].

4.8. Нитридные технологии не ограничиваются только светодиодной промышленностью, нитридные полупроводники – это новый раздел всей электроники, оптоэлектроники, СВЧ техники, ультрафиолетовой техники и силовой электроники. Не только экономическое и социальное развитие, не только рынок, но и оборонные проблемы страны требуют единой государственной программы. Нужно серьезное целевое финансирование конкретных групп и лабораторий в связке с промышленными предприятиями; нужна закупка современных нитридных заводов со стандартной технологией, где можно будет внедрить отечественные разработки [32].

4.9. Развитие светодиодной промышленности и светодиодного освещения в России – это стратегическая задача. Ее решение должно не только сэкономить электроэнергию и улучшить экологию. Не менее важно на примере светодиодной технологии показать возможность создания в России инфраструктуры, необходимой для области промышленности вы-

соких технологий, экономически оправданной в дальней перспективе. Для этого необходимы крупные капиталовложения, которые оправдаются в течение достаточно длительного срока. Капиталовложения в отдельные важные проекты, которые делают «Роснано», «Фонд Сколково», «Ростехнологии» решают тактические задачи, но не решают проблему в целом, без государственного согласования они не дадут нужного экономического эффекта. Чисто рыночные условия не могут способствовать развитию высокотехнологической части отечественной СД промышленности, но обуславливают быстрое и широкое применение СД освещения в России за счет импорта СД. Модель развития должна быть другая! Собственные высокие технологии, рост структур и изготовление чипов, - финансирование и планы в общей цепочке: исследования, разработки, производство, рынок, осветительные устройства, внедрение СД освещения.

### Литература

1. А.Э.Юнович. Светодиоды на основе гетероструктур из GaN и его твердых растворов. Светотехника, 1996 г., вып. 5/6, с. 2 -7.
2. А.Э.Юнович. Ключ к синему лучу или о светодиодах и лазерах, голубых и зеленых. Химия и Жизнь, 1999, N 5-6, с.46- 48. Природа, 2001, N 6, с. 38-46. Сб-к «Российская наука: Грани творчества на грани веков». «Научный мир», 2000 г., с. 94-99.
3. А.Э.Юнович. «Лауреат Премии Киото 2009 года Исаму Акасаки...». Светотехника, 2010, №2, с. 65-66.
4. О.И.Рабинович, А.Э. Юнович. «Об открытии полупроводниковых светодиодов ...». Светотехника, 2014, №3, с.40-45.
5. А.Н.Туркин, А.Э.Юнович. Лауреаты Нобелевской премии 2014 года. Природа, 2015, №1, стр. 75-81.
6. Г.В.Сапарин, С.К.Обыден, И.Ф.Четверикова, М.В.Чукичев, Г.В.Перловский. Температурная релаксация катодолюминесценции, активированной электронным пучком в GaN:Zn. Бюлл. Моск. Ун-та, сер. 3 (Физ. и Астр.), 1983, т. 24, №3, стр. 56-59; 1984, т. 25, №3, стр. 21-26; 1983, v. 38, pp. 66-69; 1984 v. 39, pp. 24-29 (in English).
7. K.G.Zolina, V.E.Kudryashov, A.N.Turkin, A.E.Yunovich, S.Nakamura. Luminescence Spectra of Superbright Blue and Green InGaN/AlGaN/GaN Light Emitting Diodes. Ref. Rep. of the J. Eur. Ceramic Soc., 1997, v.17, p. 2033-2037.
8. К.Г.Золина, В.Е.Кудряшов, А.Н.Туркин, А.Э.Юнович. Спектры люминесценции голубых и зеленых СД на основе многослойных гетероструктур InGaN/AlGaN/GaN с квантовыми ямами. ФТП, 1997, т.31, N9, с.1055-1061.

9. A.E.Yunovich, V.E.Kudryashov, A.N.Turkin, K.G.Zolina, A.N.Kovalev, F.I.Manyakhin. Mechanisms of electroluminescence in InGaN/AlGaIn/GaN heterojunctions with quantum wells. Proc. of the 2nd Symp. on III-V Nitride Mats. and Processes, Vol. 97-34 of Electrochem. Soc., Pennington, NJ, 1998, pp.83-102.
10. A.E.Yunovich, S.S.Mamakin, F.I.Manyakhin, N.Gardner, W.Goetz, M.Misra, S.Stockman. MRS Symp. Proc., 2002, Vol.711, K2.4, pp. 71-75.
11. С.С.Мамакин, А.Э.Юнович, А.Б.Ваттана, Ф.И.Маняхин. Электрические свойства и спектры люминесценции светодиодов... . ФТП, 2003, т. 37, вып. 9, с. 1131- 1137.
12. A.E.Yunovich, S.S.Obydena. Electroluminescence spectra of GaN - based LEDs. Akasaki Research Center, 2004 3rd Intern.Symp.: "To the New Horizon of the Nitride Research", Nagoya Univ., 2004, Abstr., p. 43.
13. В.Е.Кудряшов, А.Э.Юнович. Туннельная излучательная рекомбинация в р-п- гетероструктурах на основе нитрида галлия и других соединений типа  $A^{III}B^V$ . ЖЭТФ, 2003, т. 124, вып. 5 (11), с. 1133-1137.
14. Yunovich A.E., Kudryashov V.E. Energy Diagram and Recombination Mechanisms in InGaN/AlGaIn/GaN Quant. Wells. Phys. Stat. Sol.(b), 2001, v.228, N 1, pp. 141-145.
15. А.Э.Юнович. Светодиоды как основа освещения будущего. Светотехника, 2003, N 3, с.2-7.
16. А.Э.Юнович. Исследования и разработки светодиодов в мире и возможности развития светодиодной промышленности в России. Светотехника, 2007, N 6, с.13-17.
17. С.К.Обыден, Г.В.Сапарин, П.Г.Иванников, М.В.Чукичев, А.Н.Туркин, А.Э.Юнович, M.Leroux, S.Dalmasso, В. Beaumont. Исследование дефектов в гетероструктурах InGaN/AlGaIn/GaN методами катодолюминесценции и РЭМ. Мат-лы эл. тех., Изв. ВУЗов, 2000, N4, 55-59. Scanning, 2000, 22, N2, p.126-127.
18. Авакянц Л.П., Бадгутдинов М.Л., Боков П.Ю., Червяков А.В., Широков С.С., Юнович А.Э., Богданов А.А., Васильева Е.Д., Николаев Д.А., Феопентов А.В. Спектры электроотражения гетероструктур с квантовыми ямами типа InGaN/AlGaIn/GaN. ФТП 2007. Т. 41. № 9. С. 1078.
19. Л.П.Авакянц, П.Ю.Боков, А.В.Червяков, А.В.Чуяс, А.Э.Юнович, Е.Д.Васильева, Д.А.Бауман, В.В.Уелин, Б.С.Явич. Интерференционные эффекты в спектрах электроотражения и электролюминесценции светодиодных гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN. ФТП, 2010, т. 44, вып. 8, с. 1124-1129.
20. L.Avakyants, P.Bokov, A.Chervyakov, A.Chuas, A.Yunovich, E.Vasileva, B.Yavich. Electroreflectance diagnostics of InGaN/AlGaIn/GaN based LEDs structures. Phys. Stat. Sol. 2009, C 6, No. 12, 2852–2854.

21. М.Л.Бадгутдинов, А.Э.Юнович. Спектры излучения гетероструктур с квантовыми ямами типа InGaN/AlGaN/GaN: модель двумерной комбинированной плотности состояний. ФТП, 2008, том 42, вып. 4, с. 438-446.
22. В.С.Абрамов, Д.Р.Агафонов, А.Э.Юнович. Белые светодиоды на основе GaN гетероструктур с люминофорным покрытием. Межд. Конф. “Оптика, Оптоэлектроника и Технология”, Ульяновск, 2001 г., Тез. докл., с.28.
23. М.Г.Варешкин, Н.А.Гальчина, Л.М.Коган, И.Т.Рассохин, Н.П.Социн, А.Г.Полищук, А.Э.Юнович. Мощные светодиоды белого свечения со световым потоком до 450 лм и световой отдачей до 105 лм/Вт. Светотехника, 2005, N1, с.15-18. Светотехника, 2007, N 2, с.26-28.
24. А.Е.Yunovich. Characterization of LED’s heterostructures by color cathodoluminescence, differential electroreflectance spectroscopy and electroluminescence methods. Abstracts IWN-2010, Tampa, USA; 2010, pp.224.
25. Е.Д.Васильева, В.В.Уелин, А.В.Феопентов, Б.С.Явич, П.Ю.Боков, П.В.Иванников, А.В.Чуяс, А.Э.Юнович. Светодиоды белого свечения на основе гетероструктур с КЯ InGaN/AlGaN/GaN. Тез. Докл. IX Росс. Конф. Физ. ПП, Томск, 2009, стр. 122.
26. Н.А.Гальчина, Л.М.Коган, Н.П.Социн, С.С.Широков, А.Э.Юнович. Спектры электролюминесценции УФ светодиодов на основе р-п- гетероструктур типа InGaN/AlGaN/GaN, покрытых люминофорами. ФТП, 2007, том 41, вып. 9, с. 1143-1148.
27. R.Jabbarov, N.Musayeva, F.Scholz, T.Wunderer, A.N.Turkin, S.S.Shirokov, and A.E.Yunovich. Preparation and optical properties of Eu<sup>2+</sup> doped CaGa<sub>2</sub>S<sub>4</sub>-CaS composite bicolor phosphor for white LED. Phys. Status Solidi A 206, No. 2, 287-292 (2009) / DOI 10.1002/pssa.200824332.
28. Н.П.Социн, Н.А.Гальчина, Л.М.Коган, С.С.Широков, А.Э.Юнович. Светодиоды “теплого” белого свечения на основе р-п- ГС типа InGaN/AlGaN/GaN, покрытых люминофорами из иттрий- гадолиниевых гранатов. ФТП, 2009, том 43, вып. 5, с. 700-704.
29. Ф.Е.Шуберт. Светодиоды (перевод с англ. под ред. А.Э.Юновича), Физматлит, 2008, 495с.
30. А.Э.Юнович, А.Н.Туркин, М.Л.Бадгутдинов, С.С.Широков. В книге «Светодиоды и их применение для освещения» (под ред. Ю.Б.Айзенберга). М., «Знак», 2012, 280 с.
31. А.Э.Юнович. Светодиоды и их применение для освещения. М., «Знак», 2011, 16 с.
32. <http://nitrides-conf.ioffe.ru/>

## РОЛЬ ВАКАНСИЙ В СТОХАСТИЧЕСКОМ ХАРАКТЕРЕ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В СПЛАВЕ Pd-Ni ПОСЛЕ ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКОГО ГИДРИРОВАНИЯ

Доцент *Авдюхина В.М.*, науч. сотр. *Акимова О.В.*, физик *Левин И.С.*,  
студент *Пеганов А.А.*, студент *Белоусова А.А.*

Представлены результаты рентгендифракционного исследования исходно деформированного однофазного образца сплава *Pd-25.2at.%Ni*, который электролитически насыщался водородом (80 мА/см<sup>2</sup>, 30 минут), в процессе его релаксации. После гидрирования дифракционные линии богатой водородом  $\beta$ -фазы на дифрактограмме исследуемого образца обнаружены не были. Возможно, что одна из причин этого может быть связана с тем, что основная часть водорода, поступившая в матрицу сплава, достаточно быстро (в течение 0.5 часа) вышла из нее, так что мы не смогли зафиксировать  $\beta \rightarrow \alpha$  фазовый переход за счет его большой скорости.

Используя при обработке экспериментальных данных фазовую диаграмму системы *Pd-Ni-H*  $\alpha$ -фазы, были определены: период решетки, величина упругих напряжений, концентрация и доля сосуществующих фаз в процессе десорбции образца.

Впервые был установлен многофазный распад сплава после его гидrogenизации, носящий стохастический характер на протяжении 460 часов релаксации в отсутствие большого количества водорода в его матрице. На протяжении всего времени исследования были установлены сосуществующие фазы с разной концентрацией как атомов никеля, так и вакансий в них, поступивших в матрицу сплава при гидрировании.

На рис.1 в качестве примера представлены результаты (в виде штрих-диаграмм, по осям которых отложены концентрация атомов никеля в сосуществующих фазах и доля этих фаз) для дифракционных максимумов (200) и (111). Видно, что многофазный распад носит существенно разный характер в зависимости от индексов областей когерентного рассеяния (ОКР).

Вся совокупность полученных экспериментальных данных свидетельствует не только о существовании сложных структурно-фазовых превращений в исследуемом сплаве в отсутствие большого количества водорода в нем, но и о немонотонном характере их эволюции.

После гидrogenизации исследуемого сплава *Pd-Ni* в разное время в нем установлено сосуществование областей нескольких составов атомов никеля, имеющих разное количество вакансий и дефектных комплексов в них. Показано, что в процессе релаксации атомы никеля и вакансии перемещаются между ловушками (дефектными областями) и матрицами сосуществующих фаз. Именно динамическим характером ловушек и объясня-

ются небольшие колебания положений составляющих дифракционных максимумов, наблюдаемые в эксперименте.

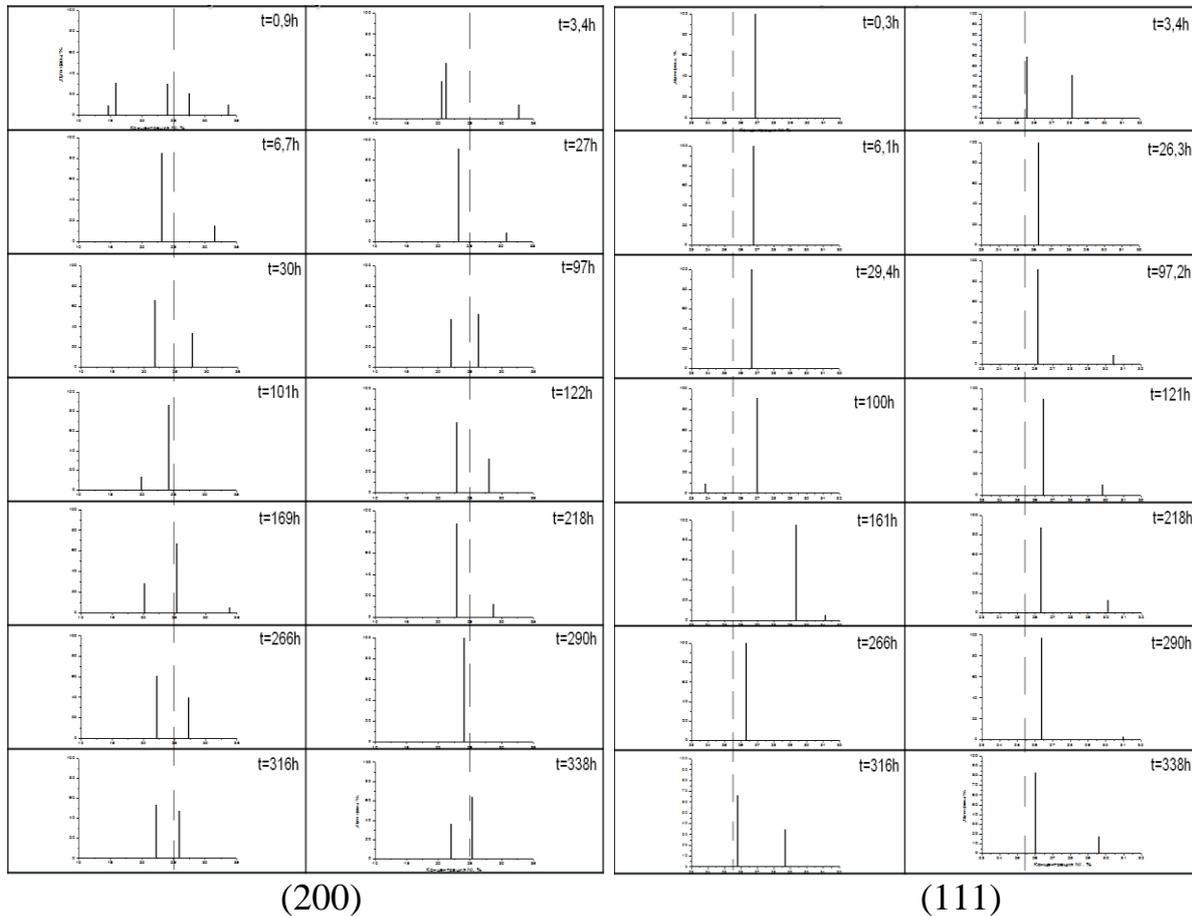


Рис. 1. Изменение числа составляющих дифракционных линий в процессе релаксации образца после гидрирования. Пунктирная линия соответствует концентрации атомов никеля в исходном состоянии образца.

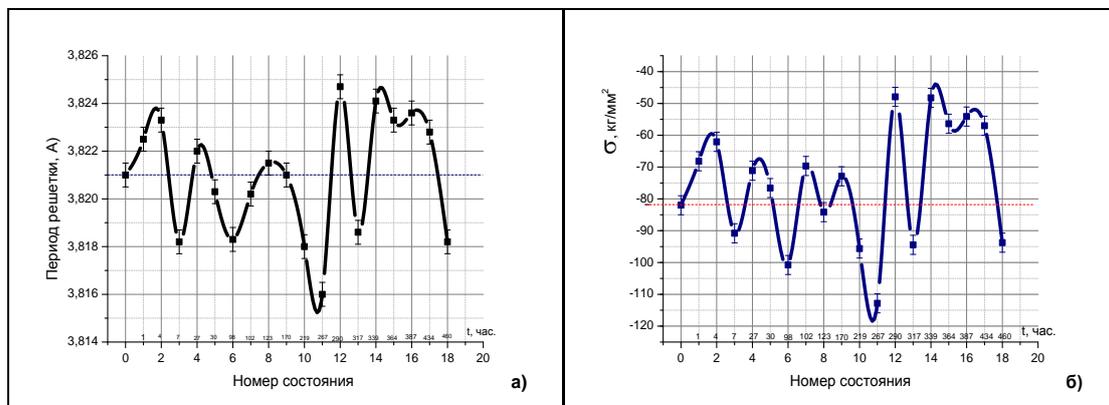


Рис.2. Зависимость периода решетки ( $a_0$ ) и величины упругих напряжений ( $\sigma$ ) основной фазы от времени релаксации образца после электрического гидрирования.

Это подтверждает и рис.2, на котором приведены результаты расчетов периода решетки ( $a_0$ ) и величины упругих напряжений ( $\sigma$ ) для основной фазы образца в процессе релаксации. Основную фазу описывает наиболее интенсивный пик при разложении (с использованием программы «*Fityk-0.9.4.*») на составляющие многопиковых дифракционных максимумов после гидрогенизации образца. Видно, что изменение периода решетки и величины  $\sigma$  происходит на всем временном интервале наблюдений синхронно. Заметим, что подобные синхронные изменения величин  $a_0$  и  $\sigma$  наблюдалось, например, в сплавах *Pd-Mo-H* и *Pd-Ta-H* только тогда, когда в матрице сплава оставалось мало водорода, т.е. при больших временах релаксации. В нашем случае мы наблюдали данный эффект сразу после гидрирования образца. Большая мощность устойчивых дефектных комплексов (*D-M*), имеющих отрицательный знак величины  $\sigma$  на протяжении всего времени наблюдения, и немонотонный (но синхронный с изменением  $a_0$ ) характер изменения величины упругих напряжений подтверждают кооперативные процессы обмена компонентами между дефектными комплексами и матрицей сплава.

Качественная картина обнаруженных трансформаций формы и углового положения дифракционных максимумов в исследуемом сплаве может быть суммирована следующим образом:

- Возможная причина отсутствия богатой водородом  $\beta$ -фазы в образце при данных условиях гидрирования – большое количество дефектных (*D-M*) комплексов в исходном состоянии образца.
- Впервые обнаружены одновременные и одинаковые по знаку изменения величин  $a_0$  и  $\sigma$  в сплаве *Pd-Ni* сразу после его гидрирования и продолжающиеся 460 часов, что свидетельствует о протекании в нем кооперативных процессов миграции преимущественно вакансий и атомов никеля между матрицей и дефектными комплексами.
- Обнаружено усложнение формы дифракционных линий в процессе релаксации образца, которые трансформируются то в одиночные, то в «многопиковые». Данные процессы носят аперриодический (стохастический) характер.
- Фазовые превращения в исследуемом сплаве вызваны, в основном, вакансиями, поступившими в матрицу сплава в результате гидрирования.
- Суммарная доля дополнительных сосуществующих фаз максимальна в ОКР(100) и минимальна в ОКР(111).
- Обнаружена дискретная зависимость положений составляющих дифракционных максимумов от угла дифракции в сплаве *Pd-Ni* после его гидрогенизации, свидетельствующая о дискретной эволюции структуры даже в отсутствии образования  $\beta$ -фазы в образце.

## ВЛИЯНИЕ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА АЛМАЗОПОДОБНЫХ ПОКРЫТИЙ, ЛЕГИРОВАННЫХ ХРОМОМ, НА СТРУКТУРНЫЕ И ТРИБОЛОГИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

Физик *Левин И.С.*, доцент *Авдюхина В.М.*, вед. науч. сотр. *Хрущов М.М.*, студент *Тарелкин Ю.А.*, магистрант *Шальнов С.А.*

В настоящее время становятся все более востребованными работы по созданию технологий, позволяющих обеспечить различным функциональным покрытиям высокую технологичность, повысить их работоспособность, сопротивление усталости и коррозионную стойкость, снизить отрицательные воздействия на окружающую среду. Вакуумная ионно-плазменная технология напыления в полной мере отвечает сформулированным выше требованиям и является одной из наиболее перспективных методик, используемых для поверхностного упрочнения.

Представлены результаты исследования фазового состава, особенностей микроструктуры и трибологических свойств покрытий на основе гидрированного аморфного углерода (алмазоподобные покрытия – АПП), легированных хромом.

Образцы АПП и исходные заготовки исследовались с помощью рентгеновского дифрактометра Thermo ARL X'TRA с вертикальным гониометром и энергодисперсионным детектором Пельтье на медном  $K_{\alpha}$ -излучении. С использованием растрового электронного микроскопа MYRA TESCAN с приставкой для энергодисперсионного микроанализа INCA уточнялся элементный состав исследованных покрытий. Аллотропное состояние углерода в покрытиях было дополнительно изучено методом спектроскопии комбинационного рассеяния (СКР). 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 использовались шарики из нитрида кремния.

Все дифрактограммы исследуемых образцов обрабатывались по методике, описанной в [1-2], позволяющей вычлечь из них вклад от подложки. Дифракционные спектры после вышеуказанной обработки представлены на рис.1. Они содержат информацию о фазовом составе покрытий.

В работе использовалась база дифракционных данных PDF-2, с помощью которой находили соответствие между экспериментальными значениями угловых положений дифракционных пиков и табличными. Далее соответствие полученных экспериментально дифракционных пиков с данными из картотеки определялись с помощью программы «Match!», путем наложения на экспериментальную картину штрих-диаграммы, построенной по данным об угловом положении и относительной интенсивности дифракци-

онных пиков в конкретной карточке базы данных PDF-2 . Результаты определения фазового состава АПП представлены в таблице I.

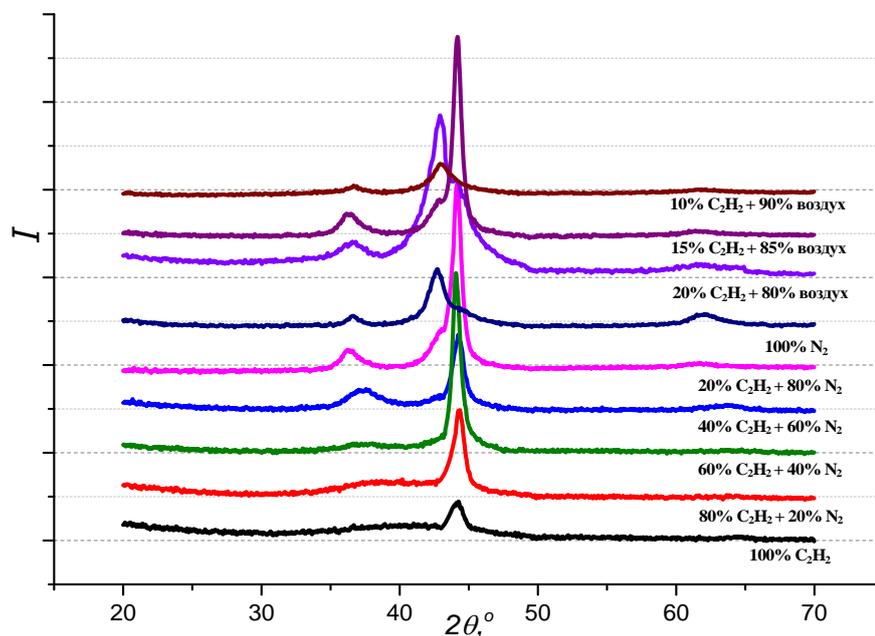


Рис.1. Дифрактограммы легированных хромом покрытий после вычитания вклада от подложки.

Таблица I.

№ образца	Состав атмосферы напыления	Фазовый состав покрытия
VII	100% C <sub>2</sub> H <sub>2</sub>	Cr + Cr <sub>23</sub> C <sub>6</sub> + C70
VIII	80% C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> + 20% N <sub>2</sub>	Cr + Cr <sub>7</sub> C <sub>3</sub> + C70
XVIII	60% C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> + 40% N <sub>2</sub>	Cr + Cr <sub>7</sub> C <sub>3</sub> + CrN + C70
XII	40% C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> + 60% N <sub>2</sub>	Cr + Cr <sub>3</sub> C <sub>2</sub> + CrN + C70
XIII	20% C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> + 80% N <sub>2</sub>	Cr + Cr <sub>3</sub> C + Cr <sub>2</sub> N + C70
IX	100% N <sub>2</sub>	CrO + CrN
VI	20% C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> + 80% воздух	CrO + CrN
X	15% C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> + 85% воздух	CrO + CrN
XI	10% C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> + 90% воздух	CrO + CrN

Из таблицы видно, что по мере увеличения концентрации азота в атмосфере распыления происходит существенное изменение фазового состава карбидной фазы хрома и обнаруживаются нитридные фазы состава CrN и Cr<sub>2</sub>N. Для образцов VI, X и XI, полученных в атмосфере воздуха с примесью ацетилена, были обнаружены фазы оксида и нитрида хрома (CrO и CrN). Этот факт согласуется с данными о химическом составе указанных образцов покрытий.

Для образцов VII, VIII, XV, XII и XIII был проведен анализ интегральной ширины ( $B$ ) соответствующих дифракционных линий и расчет размеров областей когерентного рассеяния (ОКР)  $D$  в покрытиях. Размер  $D$  определялся по формуле Селякова-Шеррера:

$$D = \frac{n\lambda}{\beta \cdot \cos \theta},$$

где  $\lambda$  – длина волны рентгеновского излучения,  $\theta$  – угол дифракции,  $\beta$  – уширение дифракционного максимума,  $n \approx 0.9$ . Уширение дифракционного максимума в случае аппроксимирующей функции Лоренца, используемой в данной работе, равно  $\beta = B - b$ , где  $b$  – интегральная ширина дифракционного пика эталона.

Было установлено, что структурные составляющие покрытий имеют характерный размер от 1 до 13 нм (таблица II), что свидетельствует о том, что полученные покрытия можно считать наноструктурированными. Минимальными размерами  $D$  обладают покрытия, синтезированные в чистом ацетиле.

Таблица II.

C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> , об. %	$D \pm 0,5$ нм							
	Cr <sub>(110)</sub>	Cr <sub>(200)</sub>	Cr <sub>23</sub> C <sub>6</sub>	Cr <sub>7</sub> C <sub>3</sub>	Cr <sub>3</sub> C <sub>2</sub>	Cr <sub>3</sub> C	CrN	Cr <sub>2</sub> N
100	8,1	5,8	1,4					
80	8,7			1,6				
60	11,1			3,3			1,7	
40	10,5	4,8			3,2			2,8
20	13,4					2,7		4,2

Исследование методом СКР подтвердило, что покрытия, полученные реактивным магнетронным распылением хрома в смеси C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>+N<sub>2</sub>, имеют алмазоподобную углеродную матрицу, что указывает на то, что они должны обладать высокими механическими и трибологическими характеристиками.

Проведенные трибологические испытания показали, что процессы выделения карбидных и, особенно, нитридных фаз приводят к улучшению трибологических свойств (коэффициент трения снижался до уровня  $\sim 0,1$  и

ниже, причем покрытия сохраняли высокую работоспособность даже при больших контактных давлениях).

Таким образом можно заключить, что в легированных хромом покрытиях гидрогенизированного аморфного углерода на подложке из стали, полученных методом магнетронного напыления в смеси активных газов, ацетилен и азота, существует нанокompозитная структура, характеризующаяся наличием в них областей, содержащих чистый хром, а также его карбидные и нитридные фазы. Использование данной технологии нанесения покрытий приводит к улучшению их трибологических свойств по мере уменьшения доли ацетилен в составе активной атмосферы за счет образования дополнительно к наноструктурированной карбидной фазе наноразмерных выделений нитрида хрома. При изменении состава активной атмосферы с добавлением воздуха трибологические характеристики покрытий ухудшаются.

#### **Литература**

1. Хрущов М.М., Свешников С.В. // Наноинженерия. 2012, № 8, с. 37.
2. Хрущов М.М., Марченко Е.А., Левин И.С. и др. // Вестник научно-технического развития. 2014, № 4, с.24.

## **ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИЧЕСКОЙ ДВУМЕРНОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ В КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ CdSe/ZnS**

Мл. науч. сотр., Смирнов А.М.

В данной работе были изучены особенности нелинейных процессов, возникающих в случае однофотонного резонансного возбуждения основного разрешенного экситонного перехода в коллоидных квантовых точках (КТ) CdSe/ZnS тремя взаимодействующими лазерными лучами, и приводящих к эффектам самодифракции. При взаимодействии трех мощных лазерных лучей, пересекающихся в поглощающей нелинейной среде, за счет периодического пространственного изменения поглощения и/или преломления в наведенном световом интерференционном поле может образоваться динамическая двумерная дифракционная решетка (режим динамического двумерного фотонного кристалла), на которой возможна самодифракция лучей создавших ее. На выходе из кюветы с коллоидными КТ CdSe/ZnS, помимо трех прошедших лучей, совпадающих по направлению с направлением распространения падающих лучей, обнаружен дополнительный 21 луч (Рис.1).

Появление этих лучей может быть объяснено самодифракцией трех падающих лучей на наведенной ими двумерной дифракционной решетке, ввиду периодического пространственного изменения поглощения коллоидных КТ, возникающее в интерференционном световом поле. При резонансном однофотонном возбуждении основного экситонного перехода в коллоидных КТ пикосекундными лазерными импульсами, возникновение периодического изменения поглощения может быть объяснено сосуществоющими и конкурирующими эффектом заполнения состояний и штарковским сдвигом экситонного поглощения [1,2]. Нелинейное изменение поглощения также может сопровождаться нелинейным изменением преломления [3], что может приводить к образованию двумерной динамической фазовой дифракционной решетки. Было посчитано, что индуцированное изменение показателя преломления в областях с максимальным значением интенсивности может достигать значений  $\Delta n \cong 10^{-3}$  [4]. Такого изменения достаточно для образования двумерной нестационарной фазовой дифракционной решетки.

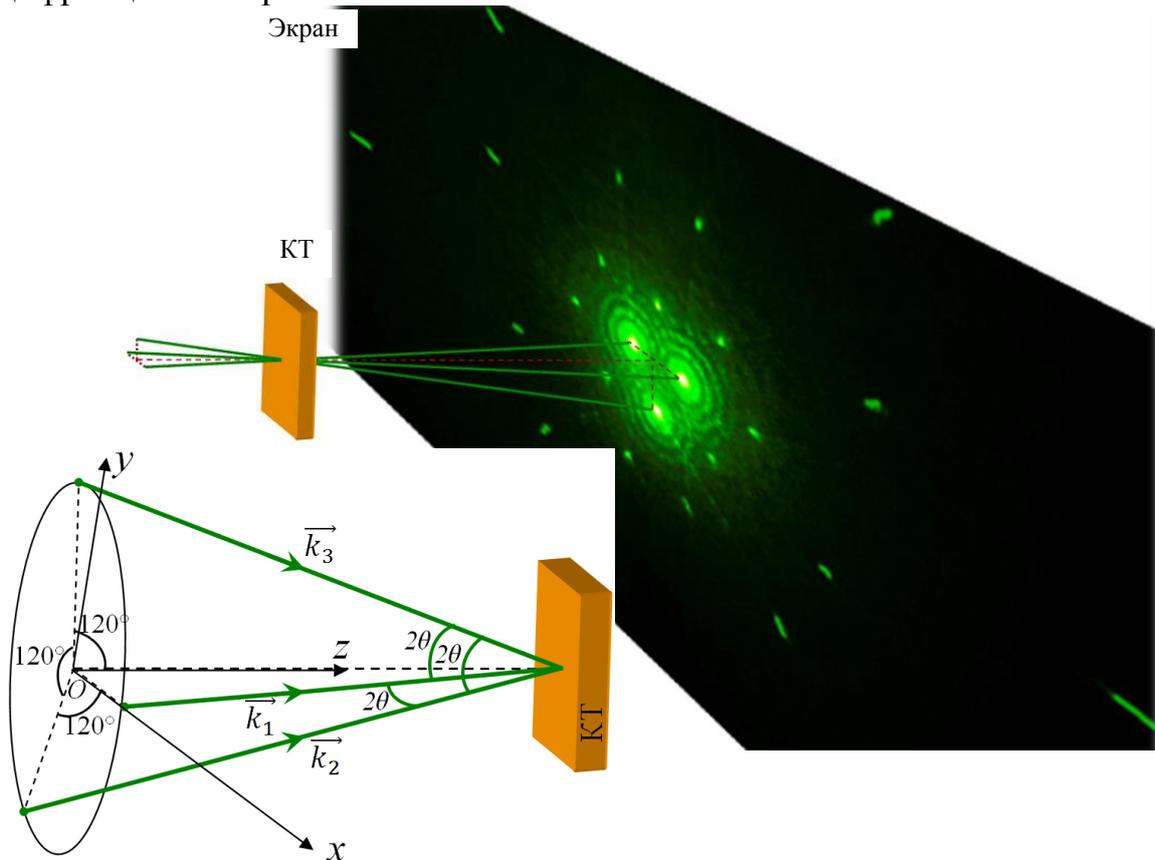


Рис.1. Схема возбуждения коллоидных КТ CdSe/ZnS тремя лазерными лучами и фотография дифракционной картины. Вставка. Схема распространения трех лазерных лучей в декартовых координатах.

Для определения углов распространения самодифрагированных лучей использовался метод Лауэ дифракции рентгеновских лучей на двумерной

решетке. При самодифракции трех лазерных лучей на образованной ими двумерной гексагональной решетке, необходимо независимо для каждого из них рассчитать углы распространения дифрагированных лучей. Для луча с волновым вектором  $\mathbf{k}_1$  (вставка Рис.1) из геометрии можно показать, что углы  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  (углы самодифрагированного луча образующиеся с осями X, Y, Z, соответственно) выражаются через угол  $\theta$  следующим образом:

$$\cos \alpha = \left( \sqrt{3}m_1 - \frac{2\sqrt{3}}{3} \right) \sin \theta \quad (1)$$

$$\cos \beta = m_2 \sin \theta \quad (2)$$

$$\sin \gamma = \sqrt{\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta} \quad (3)$$

где  $m_1$ ,  $m_2$  – целые числа. Согласно полученным формулам были рассчитаны углы  $\gamma$  возможных дифракционных максимумов для угла  $\theta=10^\circ$ . Каждый дифракционный максимум обозначается парой индексов ( $m_1; m_2$ ), соответствующих порядку самодифракции относительно осей X и Y. По экспериментально полученным дифракционным картинам были вычислены значения углов ( $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$ ) распространения самодифрагированных лучей, значения которых совпали со значениями, вычисленными по формулам (1)-(3), в пределах ошибки измерений. Дифракционные максимумы, структурный фактор которых равен нулю, отсутствуют, т.е. в данных направлениях световые волны, распространяющиеся от соседних узлов динамической двумерной решетки, приходят в противофазе. Это обстоятельство дополнительно подтверждает образование именно гексагональной двумерной решетки. Лучи, создающие динамическую решетку, симметрично ориентированы вокруг оси Z (относительно поворота на  $120^\circ$ ). Полученная дифракционная картина также симметрична в плоскости экрана относительно поворота на  $120^\circ$  вокруг точки пересечения оси Z с экраном. Для определения направлений распространения самодифрагированных лучей падающего луча  $\mathbf{k}_2$  ( $\mathbf{k}_3$ ), достаточно повторить те же вычисления, что и для луча  $\mathbf{k}_1$ , повернув оси X и Y на  $-120^\circ$  ( $+120^\circ$ ) относительно оси Z.

### Благодарности

Выражаю глубокую признательность В.С. Днепровскому за полезные обсуждения результатов.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант 14-02-00305-а).

### Литература

[1] Днепровский В.С., Жуков Е.А., Козлова М.В., Wumaier T., Dau Sy Ніец, Артемьев М.В., Насыщение поглощения и процессы самовоздействия при резонансном возбуждении основного экситонного перехода в колло-

идных квантовых точках CdSe/ZnS // ФТТ. – 2010. – Т. 52. – № 10. – С. 1809-1814.

[2] Bawendi M., Carrol P., Wilson W., Brus T., Luminescence properties of CdSe quantum crystallites: Resonance between interior and surface localized states // J. Chem. Phys. – 1992. – V. 96. – № 2. – P. 946-954.

[3] Gibbs H.M., Khitrova G. and Peighambarian N., Nonlinear Photonics // Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg, 1990. – V. 7.

[4] Днепровский В.С., Козлова М.В., Смирнов А.М., Самодифракция ультракоротких импульсов лазера при резонансном возбуждении экситонов в коллоидном растворе квантовых точек CdSe/ZnS // Квантовая Электроника – 2013. – V. 43. – № 10. – С. 927–930.

## ЭВОЛЮЦИЯ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ О МЕХАНИЗМАХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕМЕНТОВ В МАГНИТНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛАХ ОТ МГЦ ДО ТГц

Доцент *Радковская А.А.*, профессор *Прудников В.Н.*,  
доцент *Котельникова О.А.*, доцент *Королев А.Ф.*, доцент *Захаров П.Н.*

В докладе приводятся результаты исследований магнитных метаматериалов, проводимых на физическом факультете с 2004 года [1], в частности, рассматривается эволюция представлений о механизмах взаимодействия метаатомов в метаматериалах при уменьшении метаатомов до наноразмеров в процессе перехода от МГц диапазона к ГГц и ТГц диапазонам и использование концепции взаимодействия для создания метаматериалов с заранее заданными свойствами.

В начале 21 века были созданы метаматериалы – искусственные периодические структуры, чьи уникальные электромагнитные свойства трудно или даже невозможно наблюдать в природных материалах (например, отрицательное преломление). Впервые такие среды с отрицательным показателем преломления были теоретически рассмотрены В.Г.Веселаго в 1967 году [2]. Принцип создания метаматериала с отрицательным преломлением состоит в объединении так называемых  $\epsilon$ -отрицательных и  $\mu$ -отрицательных искусственных сред [3]. Они состоят из резонаторов, размерами много меньше длины волны электромагнитного (ЭМ) излучения, что дает возможность управлять ЭМ свойствами на субволновом уровне и при этом рассматривать метаматериалы как непрерывную среду.

Ранее используемая упрощенная модель эффективной среды для магнитных метаматериалов не в состоянии корректно описать электромагнитный отклик, поскольку не учитывается взаимодействие между микрорезонаторами [4]. Это взаимодействие приводит к возникновению и рас-

пространению коллективных возбуждений структуры аналогичных фонам в твердом теле - медленных магнитоиндуктивных (МИ) волн, существенным образом определяющих электромагнитный отклик метаматериала [4,5]. Поэтому основное внимание уделено исследованию особенностей взаимодействия элементов в широком частотном диапазоне от МГц до ТГц и исследованию свойств дисперсионных характеристик МИ волн в моно- и биатомных магнитных метаматериалах [6,7]. Однако, если в МГц диапазоне взаимодействие между метаатомами имеет, как правило, магнитную природу, то при переходе к ГГц диапазону уже необходимо учитывать наряду с магнитным и электрическое взаимодействие, обусловленное неоднородными распределениями токов и зарядов в микрорезонаторах имеющих форму расщепленных колец [8,9]. Приводятся результаты исследования в широком частотном диапазоне взаимодействия двух произвольным образом расположенных и ориентированных резонаторов, в том числе впервые теоретически и экспериментально полученные ориентационные карты коэффициента взаимодействия метаатомов для всех взаимных их ориентаций в плоскости в ГГц диапазоне [10]. Экспериментальные данные хорошо согласуются с аналитической теорией и численными результатами. В частности, определены конфигурации с преобладающим магнитным или электрическим взаимодействием, а также конфигурации, в которых они ослабляют друг друга вплоть до полной взаимной компенсации.

При дальнейшем увеличении частоты и приближении к ТГц диапазону, магнитное взаимодействие драматически уменьшается до значений пренебрежимо малых по сравнению с электрическим, поскольку с увеличением частоты начинает сказываться кинетическая индуктивность электронов, связанная с их инертностью [9]. Кроме того, показано, что даже в МГц диапазоне увеличение магнитного взаимодействия за счет уменьшения расстояния между метаатомами сопровождается возникновением электрического взаимодействия (взаимной емкости) элементов, поэтому для описания плотно упакованных структур необходимо использовать модель смешанного типа взаимодействия [12].

Показано, что в моноатомных метаматериалах невозможно увеличение ширины пропускания МИ волн при увеличении взаимодействия между элементами, предсказанное простой теорией, так как при уменьшении расстояния между элементами необходимо учитывать взаимодействие с метаатомами второй координационной сферы, что, в свою очередь, приводит к уменьшению ширины полосы пропускания МИ волн. Результаты уточненной теории полностью согласуются с результатами экспериментов.

В МГц диапазоне экспериментально подтверждена предсказанная теоретически возможность создания биатомных метаматериалов из идентичных метаатомов с биатомностью, возникающей за счет различного взаимодействия внутри элементарных ячеек и между ними. При этом получе-

но фононоподобное расщепление полосы пропускания МИ волн на две, с полосой поглощения на резонансной частоте элементов, и доказана возможность управления дисперсионными характеристиками магнитных метаматериалов [13,14].

Теоретически показано, что в биатомных магнитных метаматериалах различные механизмы взаимодействия оказывают принципиально разное влияние на ширину полос пропускания – так увеличение магнитного взаимодействия увеличивает ширину верхней полосы пропускания, в то время как электрическое взаимодействие расширяет нижнюю [15]. В ГГц диапазоне экспериментально и теоретически исследованы полимерные и димерные метаматериалы с типом взаимодействия, меняющимся от элемента к элементу (электрический/магнитный). Обнаружено расщепление дисперсионной кривой на две ветви, при этом нижняя акустическая ветвь является обратной, а верхняя оптическая – прямой [15]. Экспериментальные исследования, выполнявшиеся на физическом факультете, проводились на установке, созданной на кафедре фотоники и физики микроволн базе анализатора спектра Rohde&Schwarz ZVB20.

Таким образом, систематически изучено изменение механизмов взаимодействия метаатомов в магнитных метаматериалах в различных частотных диапазонах от МГц до ТГц, а также влияние этого взаимодействия на дисперсионные характеристики медленных магнитоиндуктивных волн, определяющих особенности взаимодействия метаматериалов с электромагнитным излучением, что позволит конструировать метаматериалы с заранее заданными свойствами.

### Литература

1. Radkovskaya A., Shamonin M., Stevens C.J., Edwards D.J., Shamonina E., Solymar L. *Microw. Opt. Techn. Lett.* v.46, p.473-476 (2005)
2. Веселаго В.Г. УФН т. 92, с. 517 (1967)
3. Smith D.R., Padilla W.J., Vier D., Nemat-Nasser S., Schultz S. *Phys.Rev.Lett.* v.84, p.4184 (2000)
4. Shamonina E. and Solymar L. *Waves in Metamaterials*, Oxford Uni. Press. (2009)
5. Radkovskaya A., Prudnikov V.N., Kotelnikova O.A., Sukhorukov A.P. *Phys. of Wave Phenom.* v.21, № 1, p. 41-47 (2013)
6. Radkovskaya A., Sydoruk O., Shamonin M., Stevens C.J., Faulkner G., Edwards D.J., Shamonina E., and Solymar L. *IET Microw. Antennas Propag.*, v.1, p.80–83 (2007)
7. Radkovskaya A., Shamonin M., Stevens C.J., Edwards D.J., Shamonina E., Solymar L. *J.Magn.Magn. Mat.* v.300, p.29-32 (2006)

8. Hesmer F., Tatartschuk E., Zhuromskyy O., Radkovskaya A., Shamonin M., Hao T., Stevens C.J., Edwards D.J., Faulkner G., Shamonina E. Phys. Stat. Sol. (b) v. 244, p.1170-1175 (2007)
9. Tatartschuk E., Gneiding N., Hesmer F., Radkovskaya A., Shamonina E., J.of Appl. Phys. v.111, p.094904-1-9 (2012)
10. Радковская А., Пальванова Г., Лебедева Е., Прудников В., Котельникова О., Захаров П., Королев А., Сухоруков А. Известия РАН. Серия физическая т.77, № 12, с.1706–1711 (2013)
11. Радковская А., Прудников В., Котельникова О., Прокопьева В. Сб. трудов XXII Международной конференции НМММ-2012, Астрахань, с. 28-31 (2012)
12. Sydoruk O., Radkovskaya A., Zhuromskyy O., Shamonina E., Shamonin M., Stevens C.J., Edwards D.J., Faulkner G., Solymar L. Phys. Rev. B. v.73, p. 224406-1-12 (2006)
13. Радковская А., Прудников В., Котельникова О., Пальванова Г., Прокопьева В., Андреевко А., Захаров П., Королев А., Сухоруков А. Известия РАН, том 78, № 2, с. 205-207 (2014)
14. Tatartschuk E., Radkovskaya A., Shamonina E., Solymar L. Phys.Rev.B v.81, p.115110-1-10 (2010)
15. Radkovskaya A., Shamonina E. Proceedings 7th Int. Congr. on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Bordeaux, France (2013)
16. Radkovskaya A., Sydoruk O., Tatartschuk E., Gneiding N., Stevens C.J., Edwards D.J., Shamonina E., Phys. Rev. B, v.84, p. 125121-1-6 (2011)

## ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОВЫХ КОЛЕБАНИЙ АТОМОВ НА РЕЗОНАНСНУЮ ДИФРАКЦИЮ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В МОНОКРИСТАЛЛАХ

Доцент *Орешко А.П.*, вед. науч. сотр. *Дмитриенко В.Е.*,  
профессор *Овчинникова Е.Н.*

Исследования атомно-кристаллической структуры и ее искажений, магнитной структуры и электронных состояний являются важнейшими задачами физики конденсированного состояния, поскольку именно эти характеристики определяют основные физические свойства материалов. Дифракция рентгеновского излучения (**РИ**), нейтронов и электронов являются традиционными методами, которые дают информацию о кристаллической и магнитной структуре кристаллов (дальний порядок).

Однако в последние три десятилетия появились новые, резонансные методы исследования, основанные на изучении прохождения и дифракции РИ с энергией, близкой к краю поглощения какого-либо элемента, входя-

щего в состав исследуемого материала. Актуальность изучения рентгеновских резонансных методов обусловлена тем, что они обладают уникально высокой чувствительностью для исследования как дальнего порядка, так и локального окружения резонансного рассеивающего атома (ближний порядок).

Особое место в экспериментах по резонансному рассеянию РИ занимает изучение так называемых чисто резонансных или “запрещенных” отражений, которые не содержат вклада от нерезонансных упругих процессов [1]. В действительности, эти отражения запрещены симметрией системы при дифракции излучения, энергия которого далека от энергии краев поглощения элементов, входящих в состав исследуемого вещества, но могут стать разрешенными при энергии падающего излучения вблизи краев поглощения из-за того, что в условиях резонансного взаимодействия рассеяние РИ становится анизотропным. Условием для возникновения анизотропии резонансного рассеяния рентгеновского излучения является расщепление валентных электронных состояний из-за взаимодействия с эффективным кристаллическим полем, спин-орбитального взаимодействия и ряда других причин.

Резонансная спектроскопия “запрещенных” отражений получает в последние годы все большее распространение, так как этот метод обладает уникальными возможностями. В отличие от других рентгеновских резонансных методов, изучение свойств “запрещенных” отражений дает информацию о локальных атомных конфигурациях, не усредненную по элементарной ячейке.

В настоящей работе разработана [2] и апробирована методика количественного описания энергетических зависимостей чисто резонансных “запрещенных” отражений, основанная на первопринципных квантовомеханических расчетах с учетом влияния температуры.

Развитая методика, примененная для анализа энергетических зависимостей “запрещенных” отражений, позволяет разделить температурно-зависимый диполь-дипольный вклад в тензорный атомный рассеивающий фактор резонансного атома, обусловленный тепловым движением атомов, и температурно-независимый вклад. Методика использована для объяснения экспериментально наблюдавшихся энергетических зависимостей интенсивности “запрещенных” отражений 006 в кристалле германия и 115 в кристаллах оксида цинка и нитрида галлия со структурой вюрцита. Доказано, что температурно-независимый вклад в тензорный атомный рассеивающий фактор в указанных кристаллах является диполь-квадрупольным. Также показана возможность разделения вкладов в анизотропию рассеяния, вызванных различными фононными модами, что позволяет исследовать температурную зависимость интенсивности и поляризации фононных мод.

Исследование температурных и энергетических зависимостей интенсивности термоиндуцированных “запрещенных” отражений является новым методом определения температурных зависимостей корреляционных функций среднеквадратичных относительных смещений атомов [3]. На основе развитого метода определены автокорреляционные функции смещений атомов цинка и корреляционные функции относительных смещений атомов цинка и кислорода в оксиде цинка со структурой вюрцита.

### **Литература**

1. В.Е.Дмитриенко, Е.Н.Овчинникова // Кристаллография. – 2003. – Т. 48. – № 6. – С. S1–S19.
2. A.P.Oreshko, E.N.Ovchinnikova, G.Beutier, S.P.Collins, G.Nisbet, A.M.Kolchinskaya, V.E.Dmitrienko // J. Phys.: Condens. Matter. – 2012. – V. 24. – P. 245403 (1–10).
3. E.N.Ovchinnikova, V.E.Dmitrienko, A.P.Oreshko, G.Beutier, S.P.Collins // J. Phys.: Condens. Matter. – 2010. – V. 22. – P. 355404 (1–8).

**Подсекция:**  
**БИОЛОГИЧЕСКАЯ**  
**И МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА**

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

ИЗУЧЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КОСТНОЙ  
ТКАНИ ПРИ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ РЕЗКЕ

Вед.науч.сотр. *Розанов В.В.*, ст.науч.сотр. *Шутеев С.А.*,  
профессор *Сысоев Н.Н.*, профессор *Матвейчук И.В.* (НИЦ БМТ ВИЛАР)

В настоящее время во многих мировых исследовательских центрах и тканевых банках огромное внимание уделяется совершенствованию технологий изготовления костных имплантатов из аллотканей, созданию современных пластических материалов. При этом модернизация и инновации касаются всех стадий технологического процесса — от заготовки и механической обработки, химической и фармообработки заготовок до стерилизации и консервации готовых имплантатов.

Эффективность процесса репаративной регенерации определяется многими факторами, причем качество и остеоиндуктивные свойства применяемых имплантатов играют важную роль в обеспечении эффективности лечебного процесса.

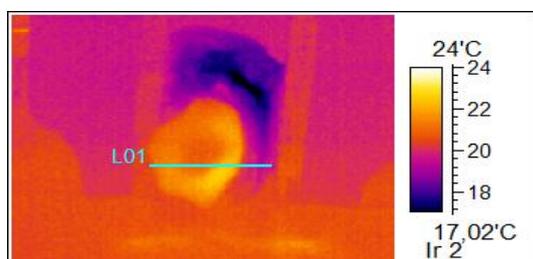
Деструктивное воздействие механической обработки костных фрагментов всегда сопряжено с изменением (в ряде случаев значительным) температуры поверхности разреза. В результате может происходить не только процесс денатурации белка, но и формирование карбонизированной области в приповерхностном слое. Гидродинамическая резка костной ткани [1,2], в отличие от механической, при соблюдении определенных технологических режимов позволяет избежать этих существенных проблем.

Настоящая работа посвящена изучению температурных характеристик костной ткани при гидродинамической резке.

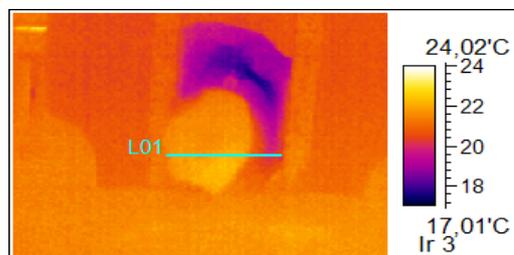
Бедренная кость быка разрезалась гидроабразивной струей на промышленной установке Flow WaterJet. Измерения производились инфракрасной камерой SAT-S160 с неохлаждаемым детектором, устанавливаемом в фокальной плоскости, спектральный диапазон приемника — 7,5–14 мкм, диапазон измерения температуры — 20–250 градусов С, точность измерения — 2 %.

Кость после холодильника длительное время выдерживалась при комнатной температуре для выравнивания температур. Затем производилась резка. Далее проводилась последовательная — с интервалом в 1 минуту — регистрация распределения температуры на поверхности полученного разреза. Для одного из экспериментов вид получаемого цветного

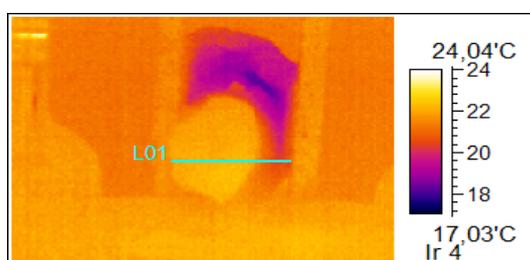
изображения и графики температуры вдоль выбранной линии приведены на рис. 1.



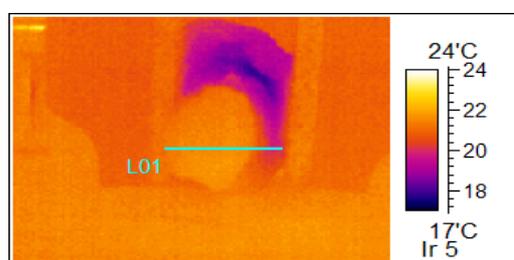
а



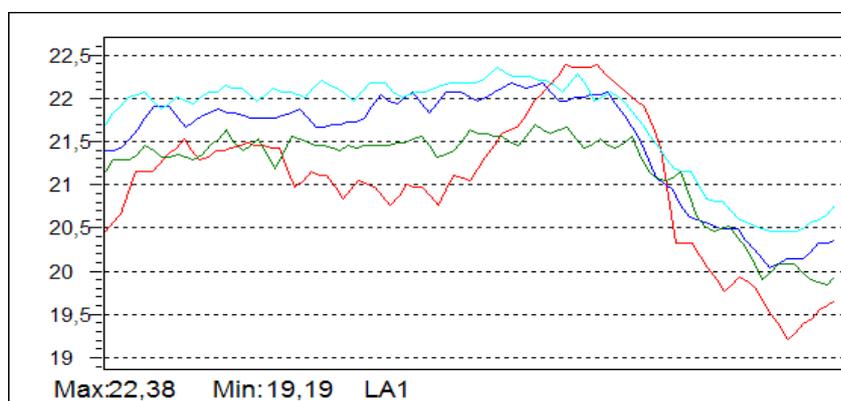
б



в



г



д

Рис. 1

Обработка проведенных измерений температуры после ряда экспериментальных работ по резке показала, что гипертермии поверхности реза ни в момент резания, ни в последующий период времени не наблюдается.

В частности, на рис. 1 температура — не превышает 22,5 градусов.

Таким образом, как показали измерения температуры поверхности костных образцов непосредственно после гидродинамического разреза бесконтактным (тепловизор) методом, заметного изменения температуры поверхности не происходит.

Кроме того, как видно из приведенных данных, тепловизионные исследования позволяют получить комплексную информацию о температурной динамике приповерхностных областей костной ткани после режущего гидродинамического воздействия.

Такие экспериментальные данные являются новыми и представляют значительный интерес не только с точки зрения оптимизации технологических режимов гидродинамической обработки костных фрагментов различного вида, возраста, состояния и композиционного состава. Они позволяют также получить дополнительную качественную и количественную информацию о свойствах и характеристиках самой обрабатываемой костной ткани [3, 4].

Не менее существенным может быть и использование полученных экспериментальных данных для судебно-медицинского исследования и описания особенностей деструктивных изменений кости при гидродинамической травме, а также для верификации теоретических моделей, описывающих костную ткань.

#### **Литература:**

1. Розанов В.В., Кудряшов Ю.И., Сальников С.К., Сысоев Н.Н. Гидрорезание биологических тканей. 1999, М.: Изд-во НЭВЦ ФИПТ г., 178 с.
2. Розанов В.В., Денисов-Никольский Ю.И., Матвейчук И.В., Ложкин О.В., Эйхенвальд Э.В., Осипенкова Т.К., Омеляненко Н.П., Северин А.Е. Гидродинамические технологии в биологии и медицине // Технологии Живых Систем, 2005, т. 2, № 4–5, с. 28–40
3. Денисов-Никольский Ю.И., Матвейчук И.В., Розанов В.В. Инновационные подходы к структурно-функциональному анализу костной ткани для решения фундаментальных и прикладных задач в биоимплантологии и биоматериаловедении // Вопросы биологической, медицинской и фармацевтической химии. – 2012. – № 1. – С. 223–228.
4. Матвейчук И.В., Розанов В.В. Денисов-Никольский Ю.И., Литвинов Ю.Ю., Поляков Н.А., Шутеев С.А., Астахов Ю.Ю. Методологические основы комплексного изучения костной ткани для целей биоимплантологии // Морфология, 2014, т. 145, № 3, с. 126.

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИКИ ЖИДКОСТИ ВНУТРИ И НА ПОВЕРХНОСТИ ГЛАЗА

Вед. науч. сотр. *Савенкова Н.П.* (ВМК МГУ), мл. науч. сотр. *Анпилов С.В.* (ВМК МГУ), врач высшей категории *Новодержин В.В.* (15 ГКБ), доцент *Илютько В.П.* (ВМК МГУ), ассистент *Мокин А.П.* (ВМК МГУ), мл. науч. сотр. *Складчиков С.А.* (ВМК МГУ), профессор *Кузьмин Р.Н.*, ст. науч. сотр. *Юсупалиев У.*

На сегодняшний день описано множество факторов, приводящих к повреждению зрительного нерва и нарушению зрительных функций человеческого глаза. Из наиболее значимых следует отметить повышение внутриглазного давления, которое на определенных стадиях приводит к механическим повреждениям аксонов, ганглиозных клеток, сетчатки глаза и зрительного нерва. Снижение ликворного давления и возникновение аномально высокого градиента давления по разные стороны решетчатой пластинки также признано важным фактором в повреждении аксонов зрительного нерва.

Несмотря на то, что глаукому рассматривают как хроническую оптическую нейропатию, а повышение внутриглазного давления — лишь как фактор риска ее развития, единственной доказанной стратегией лечения глаукомы все-таки является снижение показателя внутриглазного давления до уровня индивидуальной нормы [1].

В настоящее время закономерности физических механизмов, приводящих к повышению внутриглазного давления, изучены недостаточно подробно. Поскольку проведение опытных измерений при помощи современного медицинского оборудования не дает полной картины изменения полей скорости, температуры и давления жидкости на поверхности и внутри глаза, то математическое моделирование является основным инструментом исследования.

**1. Процессы, происходящие в тонком слое жидкости на поверхности глаза.** Их изучение представляет особый интерес для врачебной практики. Предлагается трехмерная модель распределения жидкостных потоков по поверхности глаза с учетом изменения температурных режимов, обусловленных разностью температур окружающей среды и человеческого тела. Численные эксперименты показывают наличие нескольких вихрей, образующихся на поверхности глазного яблока в области лимба и роговицы и которые неизбежно влияют на физиологию глаза.

Математическая постановка задачи сводится к решению следующих дифференциальных уравнений в частных производных, записанных в декартовых координатах [2]:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial \rho u^2}{\partial x} + \frac{\partial \rho u v}{\partial y} + \frac{\partial \rho u w}{\partial z} + \frac{\partial p}{\partial x} = (Div \tau)_1 + F_{нов.нат.}, \\ \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{\partial \rho u v}{\partial x} + \frac{\partial \rho v^2}{\partial y} + \frac{\partial \rho v w}{\partial z} + \frac{\partial p}{\partial y} = (Div \tau)_2 + F_{нов.нат.}, \\ \frac{\partial \rho w}{\partial t} + \frac{\partial \rho u w}{\partial x} + \frac{\partial \rho v w}{\partial y} + \frac{\partial \rho w^2}{\partial z} + \frac{\partial p}{\partial z} = (Div \tau)_3 - \rho g + F_{нов.нат.}, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0, \\ \frac{\partial \bar{h} \rho}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u} \bar{h} \rho}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v} \bar{h} \rho}{\partial y} = F_{Dh}, \\ F_{Dh} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \chi \delta \frac{\partial \bar{h}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \chi \delta \frac{\partial \bar{h}}{\partial y} \right), \\ h = C_p T \end{array} \right.$$

где  $\vec{V}(\vec{u}, \vec{v}, \vec{w})$  вектор скоростей по направлениям  $x, y, z$ ,  $\bar{F}_{нов.нат.} = \gamma / R^2$  — сила поверхностного натяжения,  $F_{Dh}$  — диффузионный член,  $R$  — радиус сферы,  $\gamma$  — коэффициент поверхностного натяжения жидкости, который можно получить из формулы [2]:

$$\gamma = \left( r - \frac{R_u T}{M} \left( 1 - \frac{\rho_v}{\rho} \right) \right) \cdot \frac{M^{1/3} \cdot \rho^{2/3}}{6N^{1/3}}$$

Расчеты показали, что при значительной разнице температур  $\Delta T$  между внешней средой и поверхностью глаза движение по поверхности глаза сопровождается формированием вихревых структур в зоне перепада температур, что может повлечь за собой замутнение оболочки глаза и ухудшение зрения. При этом, чем больше  $\Delta T$ , тем выше скорость вихря.

**2. Процессы, происходящие внутри глазного яблока.** Внутренняя область глаза имеет двухкамерную конфигурацию, причём одна из них (между радужной и зрачком) заполнена жидкостью, а вторая (за зрачком) — студенистым телом. Глазной нерв расположен в глубине второй камеры под углом 17 градусов к оси глаза. Сетка кровеносных сосудов покрывает

внешнюю границу внутренней камеры и оказывает влияние на гидродинамику внутри глаза в соответствии с режимом пульсации артериального давления. Расчётная область включает в себя дополнительно Шлемов канал, через который идет отток жидкости из глаза; а также расположенный в зоне границы разделения камер хрусталик, который играет роль препятствия, влияющее на поля скоростей и давления внутри глазного яблока, что в свою очередь оказывает влияние на физиологию глаза и часто обуславливает причины развития внутриглазных аномалий: возникновение заболеваний, патологий, например, атрофию глазного нерва (глаукома), отслоение сетчатки, засорение Шлемова канала, ведущее к повышению внутриглазного давления.

Математическая постановка задачи сводится к решению системы дифференциальных уравнений в частных производных, описывающих изотермическое движение вязкой несжимаемой жидкости:

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \\ \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial \rho u^2}{\partial x} + \frac{\partial \rho uv}{\partial y} + \frac{\partial p}{\partial x} = \mu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + F_x, \\ \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{\partial \rho uv}{\partial x} + \frac{\partial \rho v^2}{\partial y} + \frac{\partial p}{\partial y} = \mu \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + F_y, \end{cases}$$

где  $\vec{V}(u, v)$  — вектор скорости,  $P$  — давление,  $\mu$  — вязкость,  $F_x$  и  $F_y$  — силы, возникающие внутри глазного яблока в результате воздействия пульсаций артериального давления в сосудах, покрывающих заднюю поверхность глаза.

Полученные результаты даже при беглом взгляде позволяют привязать модель к анатомическим структурам и физиологическим процессам в глазу. Дальнейшее изучение позволит объяснить нормальные и патологические состояния и внутриглазные процессы.

**3. Взаимосвязь внутриглазного давления и внутримышечного давления глаза от формы глазного яблока.** Математическое моделирование является здесь эффективным инструментом исследования этой связи, так как приборов, измеряющих внутримышечное давление глаза, в настоящее время не существует. Однако известно, что многие патологические изменения внутри глаза сопровождаются изменением формы глазного яблока. Предлагается математическая модель изменения формы глаза, которая подтверждает, что ткани глаза подвергаются деформации при опре-

деленных значениях внутриглазного давления. Клинические наблюдения подтверждают, что изменение формы глазного яблока сопровождаются такими патологиями как глаукома и юношеская прогрессирующая близорукость.

Расчеты показали, что для величины критического давления, соответствующего приведенному расчету, происходит следующее искривление сферической формы глаза: возле роговицы форма вытянута, а возле глазного нерва форма приплюснута. Необходимо отметить, что подобное изменение формы наблюдается при клинических исследованиях на определенных этапах развития глаукомы глаза.

### **Литература:**

1. Несторов А.П. Первичная глаукома. М.: Медицина. 1982.
1. Кузьмин Р.Н., Савенкова Н.П., Складчиков С.А. Численное исследование динамики вихревых образований на поверхности мыльного пузыря // Прикладная физика, №1, 2012, стр. 26–30.

## **ОЦЕНКА ОШИБОК РАСЧЕТА ОБЭ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В РАДИОБИОЛОГИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ**

*Доцент Белоусов А.В., аспирант Крусанов Г.А.,  
мл.научн.сотр. Близнюк У.А., ассистент Борщевская П.Ю.*

Относительная биологическая эффективность характеризует степень радиационной опасности различных видов ионизирующих излучений. Эта величина определяется в радиобиологических экспериментах как отношение поглощенных доз исследуемого и референсного излучений, при которых наблюдается определенный биологический эффект (например, заданный уровень выживаемости клеток). Сложность в определении эффекта, погрешности расчетных и экспериментальных методов, приводят, как правило, к высоким значениям стандартного отклонения при определении ОБЭ. Особую роль при этом играют ошибки, связанные с определением поглощенной дозы в облучаемом объекте. Непосредственное измерение поглощенной дозы в облучаемом объекте при радиобиологических экспериментах невозможно, поэтому используются косвенные методы.

Например, в случае рентгеновского излучения, с помощью ионизационной камеры определяется экспозиционная доза в области, рядом с облучаемым объектом. Если предположить, что флюенс излучения в месте расположения объекта и камеры одинаковы, и наличествует электронное равновесие, то результаты измерений ионизационной камерой можно пересчитать в поглощенную облучаемым объектом дозу. Если обозначить

через  $\frac{d\Phi}{dE}dE$  долю потока фотонов, энергия которых лежит в энергетическом интервале от  $E$  до  $E + dE$ , то керма определяется как

$$K = \int_0^{E_{\max}} E \frac{\mu_{en}(E)}{\rho} \frac{d\Phi}{dE} dE,$$

где  $\frac{\mu_{en}(E)}{\rho}$  — массовый коэффициент поглощения энергии фотонного излучения. Тогда поглощенная доза в воздухе (она может быть найдена как керма в воздухе, поскольку для воздуха выполняется предположение о наличии электронного равновесия) связана с поглощенной в веществе дозой соотношением

$$D_{med} = D_{air} \frac{\int_0^{E_{\max}} E \frac{\mu_{en}(E)}{\rho} \Big|_{med} \frac{d\Phi}{dE} dE}{\int_0^{E_{\max}} E \frac{\mu_{en}(E)}{\rho} \Big|_{air} \frac{d\Phi}{dE} dE}. \quad (1)$$

Однако, из-за разницы в расположении ионизационной камеры и облучаемого объекта, отсутствии электронного равновесия в объекте рассчитанная по вышеприведенной формуле поглощенная доза будет определена со значительной погрешностью. Цель работы заключается в моделировании процесса прохождения фотонного излучения через вещество, моделирующего биологическую ткань в условиях геометрии приближенной к радиобиологическим экспериментам. Вычисление отношения поглощенных доз в воздухе и объекте с последующей оценкой ошибки в определении ОБЭ для различных спектров.

В радиобиологии для описания зависимости наблюдаемого эффекта от поглощенной дозы наиболее широко распространена так называемая линейно-квадратичная модель, согласно которой эффект, например, логарифм уровня выживаемости, пропорционален величине  $\alpha D + \beta D^2$ , где  $\alpha$  и  $\beta$  некие коэффициенты, значения которых определяются методом наименьших квадратов по экспериментальным данным. В пределе малых доз относительная биологическая эффективность определяется как отношение коэффициентов  $\alpha$  исследуемого и референсного излучений. Таким образом, если поглощенная доза рассчитана с некоторой ошибкой, т.е. если рассчитанная по выражению (1) и фактическая доза в объекте отличаются в  $n$  раз для исследуемого излучения и в  $m$  раз для референсного, то ОБЭ изменится в  $n/m$  раз.

Результаты расчетов показывают, что для спектров рентгеновского излучения в области максимальных энергий 20–450 кэВ отношение доз, равное отношению интегралов в выражении (1) составляет  $\sim 0.9$ . Полученное в результате компьютерного моделирования значение поглощенных доз в воде (биологической ткани) и воздухе представлены на рис. 1. Усредненное по спектру рентгеновского излучения отношение поглощенных доз сильно зависит от вида конкретного спектра рентгеновского излучения. Погрешность определения ОБЭ, связанная с ошибками в оценках поглощенной дозы составляет  $\sim 10\%$  при энергии рентгеновского излучения 55–200 кэВ, до 30 % в области 25–55 кэВ и до 100 % при энергии 10 кэВ.

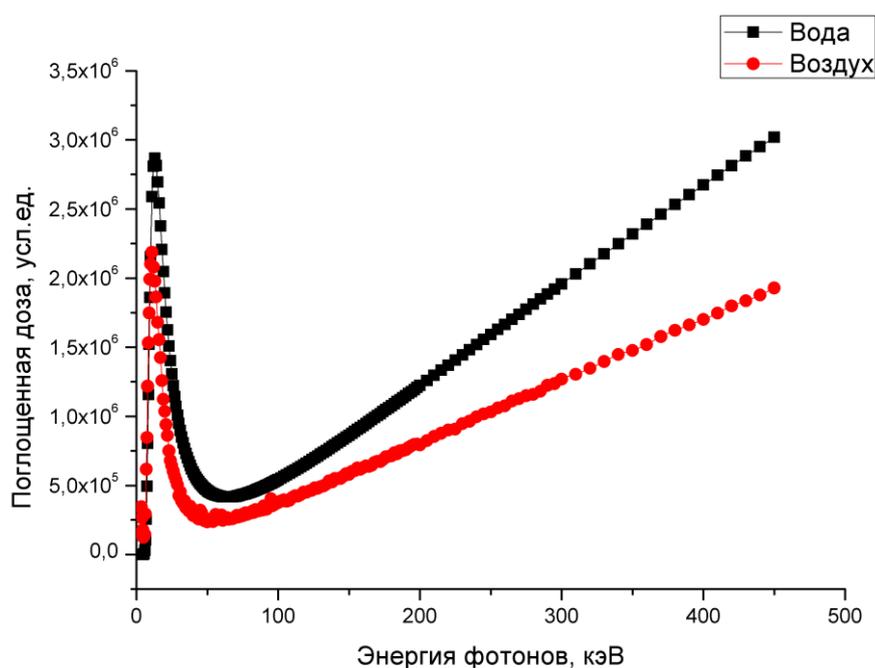


Рис. 1. Энергетическая зависимость поглощенных доз в слое воды и воздуха.

## КРЕМНИЕВЫЕ НАНОЧАСТИЦЫ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЙ В ТЕРАНОСТИКЕ

Ст. науч. сотр. *Осминкина Л.А.*, профессор *Тимошенко В.Ю.*

Одним из важнейших направлений развития современных медицинских технологий является сочетание одновременной диагностики и терапии заболевания с использованием единого комплекса препаратов и оборудования. Такой подход, который позволяет существенно повысить эффективность лечения различных заболеваний на их начальной стадии, по-

лучил название тераностики (theranostics = therapy and diagnostics). В последние годы в качестве перспективных препаратов для реализации тераностического подхода в лечении онкологических заболеваний активно исследуются кремниевые наночастицы, которые, как установлено, обладают требуемыми свойствами для использования в качестве активных агентов (сенситизаторов) в фотодинамической (ФДТ) и фототермической терапии рака [1]. В выполненных исследованиях было показано, что пористый кремний (ПК), кремниевые нанонити (КНН), и получаемые из них наночастицы (SiNPs) имеют огромный потенциал уникальных физико-химических свойств для использования не только в ФДТ, но и в диагностике и других видах тераностических методов лечения онкологических и инфекционных заболеваний [2–21].

В проведенных исследованиях был разработан способ получения порошков и стабильных водных суспензий SiNPs. На рис. 1 а представлена микрофотография образца ПК в сканирующем электронном микроскопе (СЭМ). Видно, что данные образцы состоят из кремниевых нанокристаллитов с размерами 2÷5 нм. Типичную фотографию слоя ПК на подложке кристаллического кремния можно увидеть на вставке рис. 1 а. При сухом помоле пленок ПК в планетарной мельнице, можно получать порошки, представляющие собой пористые агломераты SiNPs с размерами от сотен нанометров до нескольких микрометров. Микрофотография порошков ПК в СЭМ представлена на рис. 1 б, типичный вид порошка ПК — на вставке к этому рисунку. При измельчении пленок ПК в водной среде формировались коллоидные растворы наночастиц со средними размерами порядка 60 нм (данные просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) SiNPs см. рис. 1 d). Для увеличения биодоступности наночастиц, а также для замедления процесса их биodeградации, SiNPs в процессе помола могут покрываться биосовместимыми полимерами, например, полисахаридами. Средний размер таких наночастиц покрытых декстраном (DSiNPs) составлял около 80 нм (см данные ПЭМ на рис. 1 е), типичный вид суспензий SiNPs и DSiNPs представлен на рис. 1 с. Данные дифракции электронов, полученные в геометрии ‘на прохождение’ указывают на то, что оба типа наночастиц имеют кристаллическую структуру (рис. 1 f, g). Отметим также, что SiNPs с размерами ~80 нм имеют пористую структуру и представляют собой агломераты 2÷5 нм кремниевых нанокристаллов (см. рис. 1 h).

Нанокристаллическая структура SiNPs была подтверждена также с помощью данных спектроскопии комбинационного рассеяния (КРС) (см. 2 а). В то время как спектр комбинационного рассеяния кристаллического кремния (с-Si) представляет собой узкую линию на  $520\text{ см}^{-1}$ , SiNPs и DSiNPs характеризуются более широкими спектрами с положением пика КРС на частоте  $518\text{ см}^{-1}$ . Такой низкочастотный сдвиг и уширение спектра

КРС обычно связывают с конфайнментом фононов в нанокристаллах кремния с размерами  $2 \div 4$  нм.

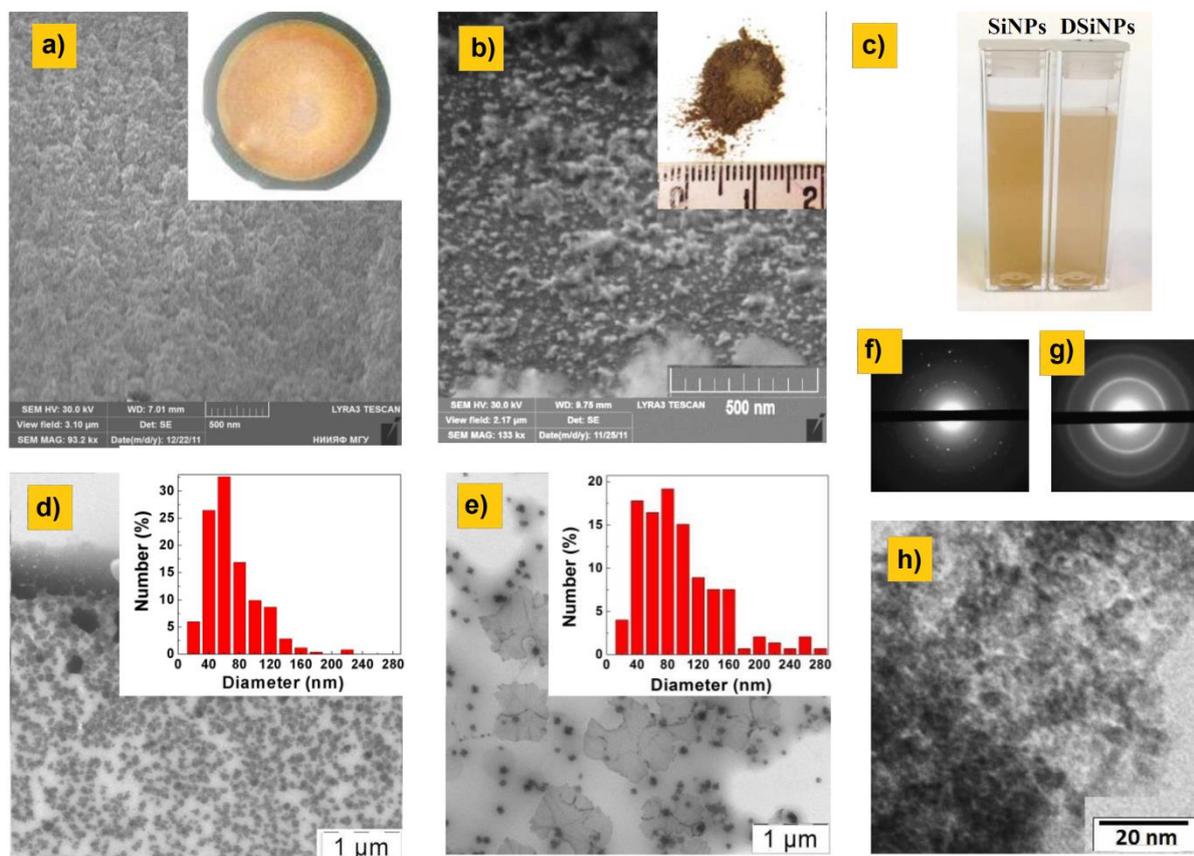


Рис. 1 (а) СЭМ микрофотография поперечного сечения пленки ПК (вставка — фотография пленки ПК). (б) СЭМ микрофотография порошка SiNPs, полученного измельчением пленки ПК (вставка — фотография порошка SiNPs). (с) Фотографии суспензий SiNPs (слева) и DSiNPs (справа). (д) ПЭМ-изображение SiNPs (вставка показывает распределение по размерам SiNPs). (е) ПЭМ-изображение DSiNPs (вставка показывает распределение по размерам DSiNPs), (ф) данные дифракции электронов от SiNPs и (г) от DSiNPs. (з) ПЭМ изображение, демонстрирующее пористую структуру SiNPs [14–21].

ИК-спектры поглощения наночастиц (см. 2 б) показывают, что их поверхность преимущественно покрыта кислородом, о чем свидетельствует наличие пиков, ответственных за колебания Si–O–Si на частотах  $1070 \text{ см}^{-1}$ . Покрытие поверхности SiNPs декстраном приводит к изменению их ИК-спектров, вызванному наличием различных полос поглощения в декстране. Те же полосы поглощения можно увидеть в ИК-спектре декстрана, который был использован для формирования DSiNP (ср. красную и черную кривую на рис. 2 б). Данные ИК спектроскопии показывают, что покрытие SiNPs декстраном определяется, главным образом, его физиче-

ской адсорбцией на наночастицах без образования новых химических связей между молекулами декстрана и поверхностью SiNPs.

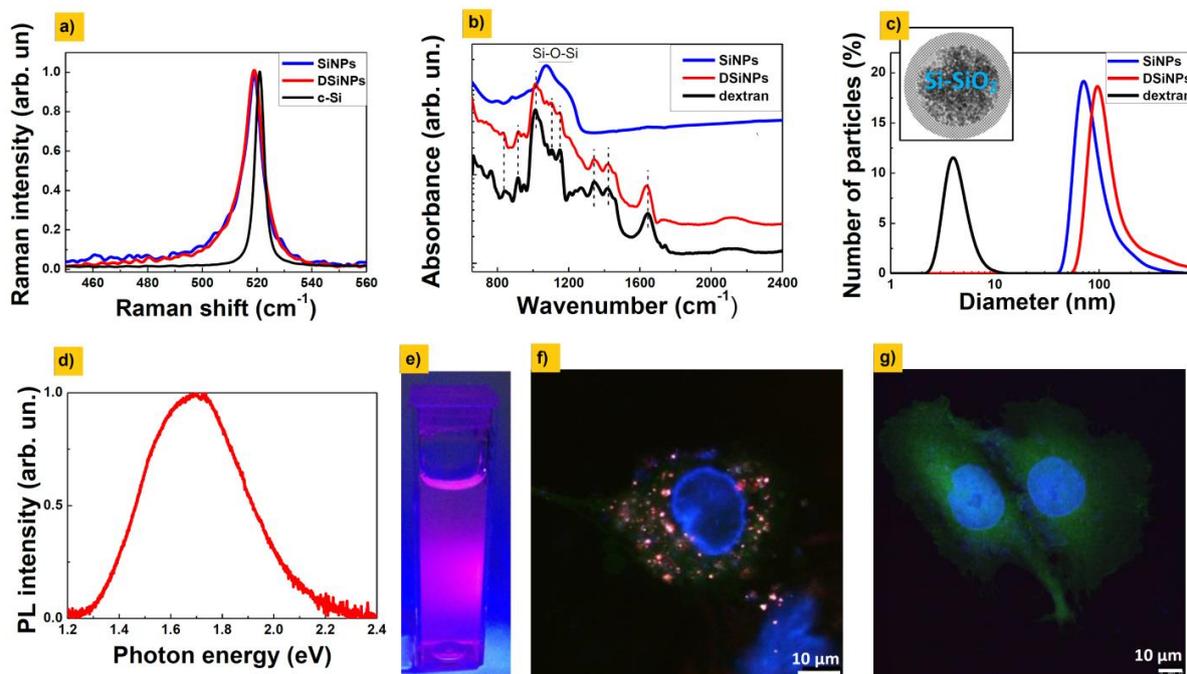


Рис. 2 (а) Спектры КРС SiNPs (синяя кривая), DSiNPs (красная кривая) и c-Si (черная кривая). (б) ИК-спектры поглощения SiNPs (синяя кривая), DSiNPs (красная кривая) и 10 % суспензии декстрана в 0,9 % NaCl (черная кривая). Вертикальные пунктирные линии показывают частоты колебаний декстрана. (с) DLS спектры водных суспензий SiNPs (синяя кривая), DSiNPs (красная кривая) и 10 % солевого раствора декстрана (черная кривая). Вставка представляет собой схематический вид DSiNP. (д) ФЛ (PL) спектр водной суспензии DSiNPs. (е) фотография кюветы с DSiNP при облучении УФ лампой. (ф) Люминесцентные изображения живых клеток CF2Th с добавлением 0,1 мг/мл DSiNPs и (г) клетки контрольной группы. Зеленые, синие и красные цвета в (ф) и (г) соответствуют люминесценции цитоплазмы клетки, клеточных ядер и DSiNPs, соответственно [10, 14–21].

Согласно данным динамического рассеяния света (DLS) (см. 3 с), размер (диаметр) наночастиц в суспензии характеризуются максимумами на 70 нм и 96 нм для SiNPs и DSiNPs, соответственно. Средний размер молекул декстрана в суспензии составлял примерно 4 нм. Большой размер DSiNPs в сравнении с SiNPs можно объяснить наличием адсорбированного слоя декстрана на поверхности наночастиц, как схематически показано на вставке рис. 3 с.

Суспензии DSiNPs обладают яркой фотолюминесценцией (ФЛ), которая описывается широким спектром с максимумом в области энергий вблизи 1,7 эВ (рис. 3 д). Наличие ФЛ объясняется излучательной рекомбинацией экситонов, фотовозбужденных в нанокристаллах кремния с размерами 3–5 нм. Отметим, что квантовый выход ФЛ суспензии наночастиц с

концентрацией 0,1 мг/мл составлял около 5 %, а само свечение могло легко наблюдаться невооруженным глазом (см. 3 е) [1–5].

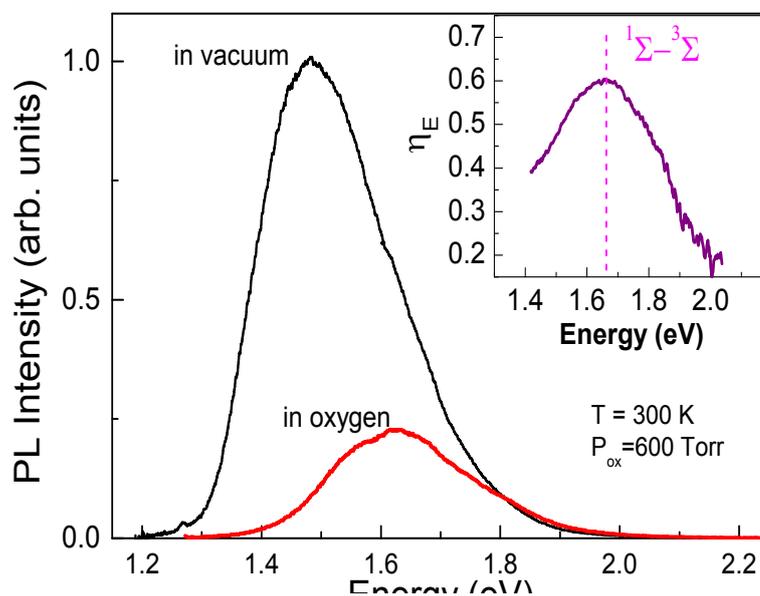


Рис. 3 Спектры ФЛ (PL) суспензий SiNPs в воде без растворенного кислорода (in vacuum) и после насыщения кислородом при давлении 600 Торр (in oxygen). Врезка показывает степень тушения ФЛ после насыщения водной суспензии SiNPs кислородом [1, 2].

Было обнаружено, что SiNPs могут эффективно накапливаться раковых клетках и, следовательно, использоваться для их люминесцентной диагностики. Люминесцентные изображения раковых клеток CF2Th с добавлением 0,1 мг/мл DSiNPs и клеток контрольной группы представлены на рис. 2 f и 2 g [14, 19].

В проведенных экспериментах с фотолюминесцирующими наночастицами кремния была впервые продемонстрирована возможность их использования в качестве эффективных фотосенсибилизаторов генерации синглетного кислорода [1–6, 8, 12, 13]. Так, после насыщения суспензий SiNPs кислородом, происходило тушение экситонной ФЛ, степень которого монотонно увеличивалась с ростом давления  $O_2$  (см рис. 3). Было установлено, что максимум тушения ФЛ (полученный из спектральной зависимости степени тушения ФЛ — отношения интенсивности ФЛ суспензии без растворенного газа ( $I_{PL}$ ) к аналогичному значению после ее насыщения  $O_2$  ( $I_{PL}^{oxyg}$ )) располагается в области 1.6 эВ, что близко к энергии перехода  $3\Sigma \rightarrow 1\Sigma$  в молекуле  $O_2$ . Следовательно, тушение ФЛ происходит в результате безызлучательной передачи энергии экситонов к молекуле  $O_2$ , т.е. в процессе фотосенсибилизации генерации синглетного кислорода. Анализ разности интегральных интенсивностей ФЛ SiNPs в суспензиях с растворенным кислородом и после его откачки свидетельствует о том, что на

возбуждение молекул  $O_2$  передается около 60 % энергии экситонов (см. вставку к рис. 3).

Возможность использования фотовозбужденных SiNPs в фотодинамической терапии раковых заболеваний была продемонстрирована в экспериментах *in-vitro* в работах [1–3, 6, 10, 14]. В то время как для контрольной группы клеток (3Т3НИН) не наблюдалось токсичного действия наночастиц вплоть до концентраций 1 мг/мл и времени взаимодействия наночастиц с клетками 48 часов и более (клетки находились в темноте) [1–3, 6, 8–10, 14, 17], в экспериментальной группе клеток (концентрация наночастиц 0.1 мг/мл, облучение белым светом, интенсивность вблизи образца около  $1 \text{ мВт/см}^2$ ), наблюдалось уменьшение количества живых клеток на 60 % уже после 150 мин взаимодействия (см. рис. 4 а).

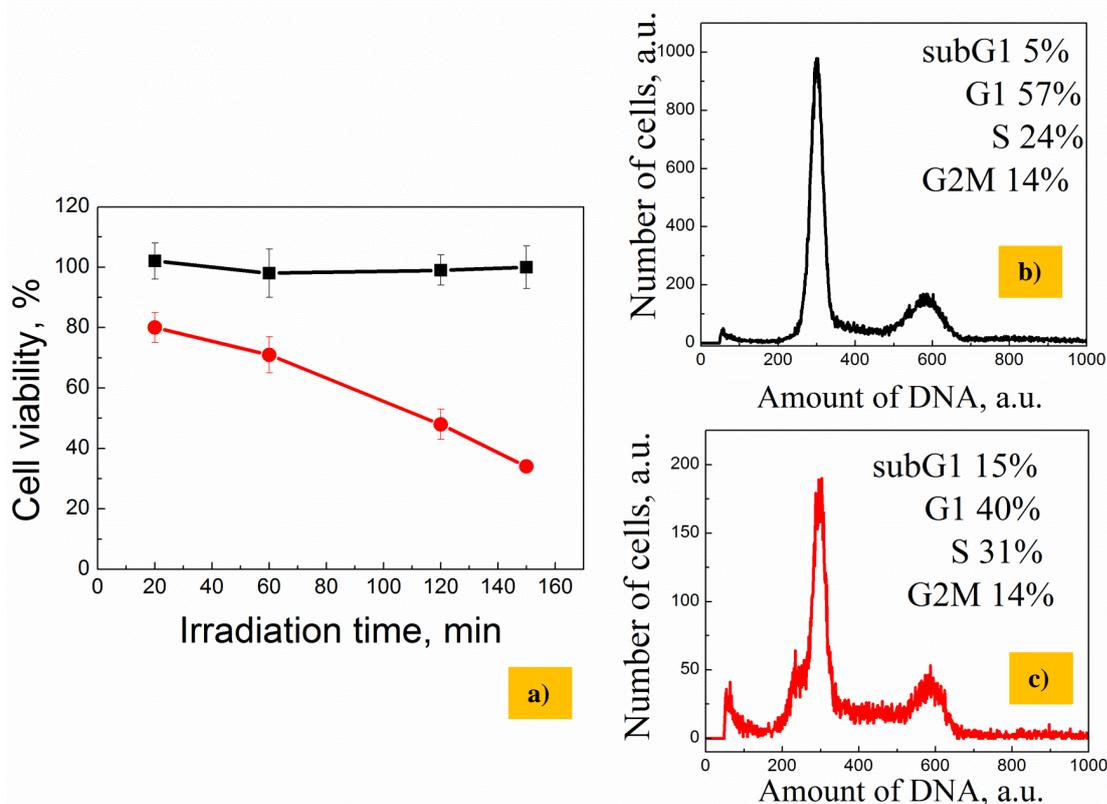


Рис. 4 (а) Зависимость жизнеспособности клеток (3Т3НИН) с введенными 0.1 мг/мл SiNPs, по сравнению с контролем, от времени экспозиции. Верхняя черная кривая - клетки с SiNPs находились в темноте, красная нижняя кривая - клетки с SiNPs облучались Hg-лампой с интенсивностью вблизи образца около  $1 \text{ мВт/см}^2$ . (б) Фазовый состав клеток 3Т3НИН, с введенными SiNPs и находящимися в 150 мин в темноте. (с) Фазовый состав клеток 3Т3НИН с введенными SiNPs и находящимися в 150 мин при облучении Hg-лампой с интенсивностью вблизи образца  $\sim 1 \text{ мВт/см}^2$  [14].

Увеличение subG1 фазы клеточного цикла в клетках, подвергшихся облучению, по сравнению с клетками в темноте (ср. рис. 4 б и с), свидетельствует о гибели клеток вследствие механизма апоптоза [2, 3, 14].

Впервые было предложена и доказана возможность использования SiNPs в сонодинамической терапии раковых заболеваний. Так, показано, что водные суспензии SiNPs значительно нагреваются по сравнению с чистой водой, при облучении терапевтическим ультразвуком (УЗ) с частотами 1–2.5 MHz и интенсивностями 1–20 Вт/см<sup>2</sup> (см. рис. 5) [18].

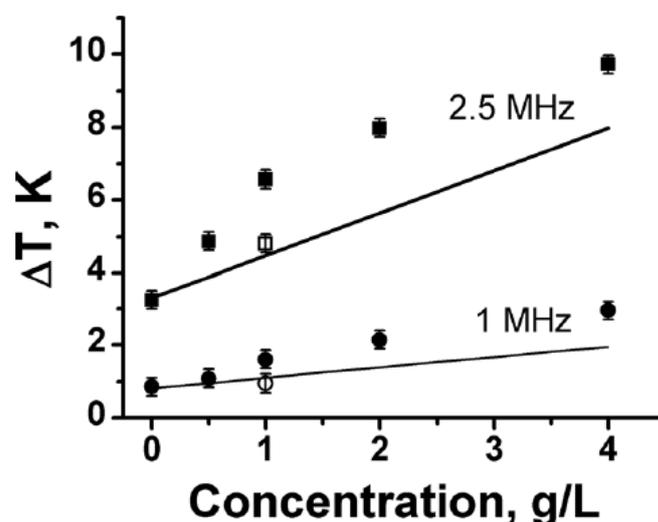


Рис. 5 Экспериментально измеренная зависимость нагрева водных суспензий (кружки) SiNPs при УЗ облучении с интенсивностью 10 Вт/см<sup>2</sup> и частотой 1 МГц или 2.5 МГц в течение 2 мин. Сплошные линии являются результатом расчетов УЗ нагрева SiNPs согласно соотношению (1) [18].

Увеличение температуры ( $\Delta T$ ) суспензий SiNPs под действием УЗ облучения можно объяснить эффективным поглощением энергии УЗ волны наночастицами и описать с помощью соотношения:

$$\Delta T = \frac{2\alpha_a I t}{\rho_0 c_p} = \frac{2\alpha_a W t}{S \rho_0 c_p}, \quad (1)$$

где  $I$  и  $W$  — интенсивность и мощность УЗ, соответственно,  $S$  — площадь поперечного сечения пучка УЗ волны,  $\alpha_a$  — коэффициент поглощения УЗ,  $\rho_0$  — плотность дисперсанта,  $c_p$  — удельная теплоемкость суспензии и  $t$  — время облучения.

В серии *in-vitro* и *in-vivo* экспериментов была доказана эффективность использования SiNPs как соносенсибилизаторов терапевтического действия УЗ излучения [9, 10, 19]. В то время как контрольной группе, подвергшей только УЗ облучению (интенсивностью 1 Вт/см<sup>2</sup> и частотой 0.88 МГц), гибель клеток практически отсутствовала, значительное (вплоть до 100% за 20 мин) подавление жизнеспособности клеток Her2 наблюдалось при сочетанном действии на них DSiNPs и УЗ (рис. 6 а). Данный эф-

фekt можно объяснить разрушением клеток, индуцированным локальным нагревом наночастиц, находящихся внутри клетки. Схема установки для проведения *in-vitro* экспериментов представлена на рис. 6 б.

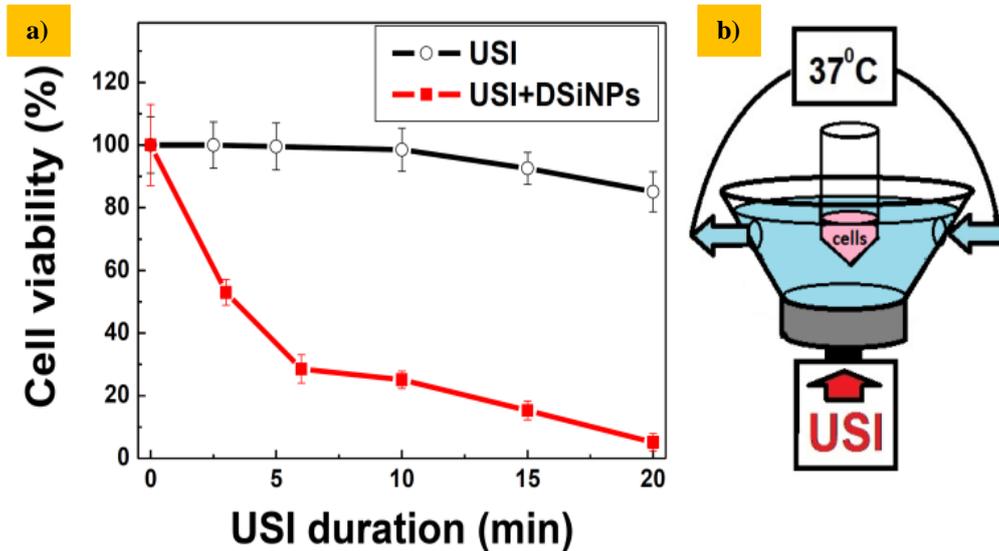


Рис. 6. (а) Зависимость жизнеспособности клеток Her2 с добавлением 0,1 мг/мл DSiNPs (красная кривая) и без наночастиц (черная кривая) от времени УЗ облучения (1 Вт/см<sup>2</sup>, 0,88 МГц). (б) Схема установки для проведения *in-vitro* экспериментов [19].

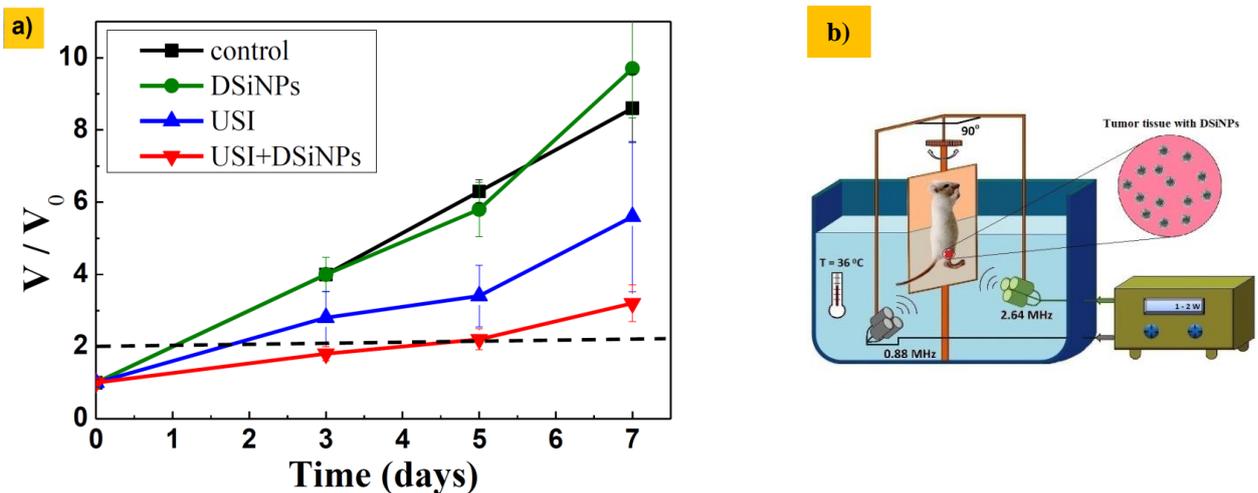


Рис. 7. (а) Динамика роста опухоли при внутривенном введении DSiNPs и последующим через 1 ч облучением УЗ (0,88 МГц + 2,64 МГц, 1 Вт/см<sup>2</sup> + 2 Вт/см<sup>2</sup>) в течение 6 минут (красные треугольники); только при облучении УЗ (синие треугольники); только при внутривенном введении DSiNPs (зеленые кружки), и в контрольной группе (черные квадраты). (б) Схема установки для проведения *in-vivo* экспериментов.

Серии проведенных *in-vivo* экспериментов продемонстрировали значительное (до 5 раз) торможение роста опухоли при сочетанном воздействии на нее DSiNPs и УЗ (рис. 7 а). Следует обратить особое внимание,

что DSiNPs, введенные внутривенно с концентрацией 30 мг/кг, сами по себе не влияли на рост опухоли. В то же время облучение УЗ ингибировало рост опухоли в 2 раза. Время между инъекцией наночастиц и УЗ облучением составляло 1 час. Схема установки для проведения *in-vivo* экспериментов представлена на рис. 7 б.

В работе [20] впервые предложен еще один новый щадящий метод терапии онкологических заболеваний с помощью сенсibilизированного кремниевыми наночастицами теплового действия высокочастотного электромагнитного поля (*radio-frequency, RF*). Показано, что суспензии SiNPs (1 мг/мл) могут нагреваться в RF поле терапевтических частот и интенсивностей (27 МГц, 1–5 Вт/см<sup>2</sup>) со скоростью порядка 10 К/мин, в то время как дистиллированная вода при тех же условиях практически не нагревалась (см. рис. 8 а). Для объяснения наблюдаемого сильного нагрева суспензий слабо проводящих SiNPs, была предложена модель, согласно которой наблюдаемый эффект объясняется возникновением локальных электрических токов вокруг наночастиц. Действительно, в RF поле слой на границе наночастица/раствор быстро поляризуется (с частотой порядка 10<sup>12</sup>–10<sup>14</sup> сек<sup>-1</sup>), вследствие чего происходит формирование двойного электрического слоя, окружающего наночастицу (см. рис. 8 б). В этом случае, скорость нагрева  $S$  может быть оценена с учетом джоулева тепла в двойном электрическом слое:

$$S = \frac{N \cdot W}{c \cdot \rho}, \quad (2)$$

где  $N$  — концентрация SiNPs,  $W$  — тепловая мощность выделяемая в одной наночастице,  $c$  и  $\rho$  — теплоемкость и плотность воды, соответственно. Поскольку RF напряжение, приложенное к наночастице, пропорционально напряженности RF поля и размеру наночастиц:  $U \sim E \cdot d$  (где  $d$  — диаметром SiNP), а электрическое сопротивление двойного слоя  $R \sim d$ , то тепловая мощность, выделяемая в одной наночастице может быть представлена как:

$$W \sim \frac{U^2}{R} = E^2 d. \quad (3)$$

Поскольку концентрация наночастиц в суспензии  $N \sim d^{-3}$ , то из (2) и (3) следует, что

$$S \sim 1/d^2. \quad (4)$$

Зависимость (4) достаточно хорошо описывает скорость нагрева наночастиц (нормированную на массу наночастиц).

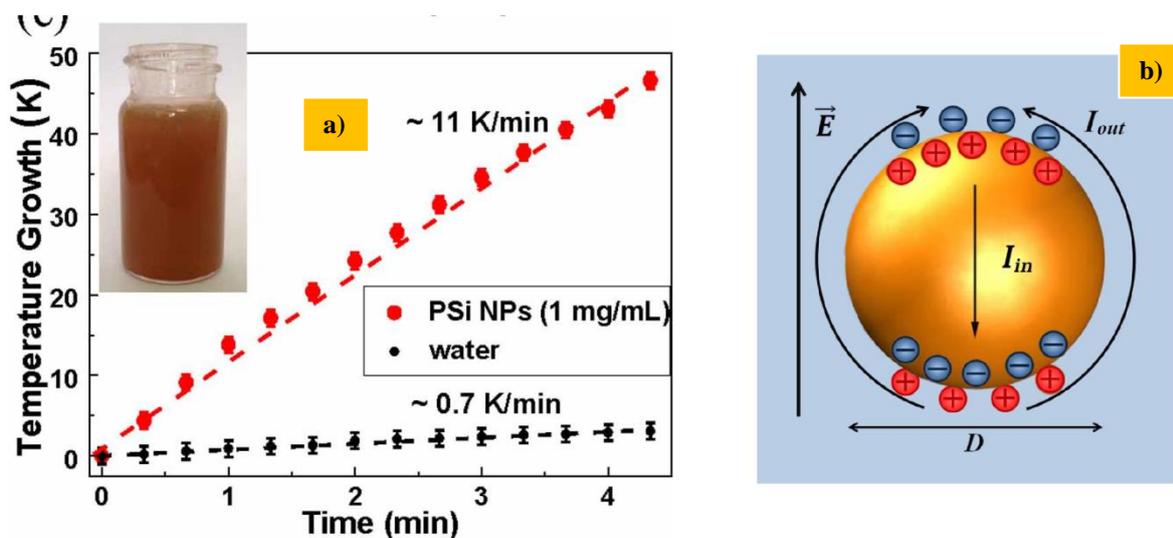


Рис. 8. (а) Зависимость роста температуры водной суспензии SiNPs с концентрацией 1 мг/мл (красная кривая) и дистиллированной воды (черная кривая) при облучении RF полем с интенсивностью  $5 \text{ Вт/см}^2$ , от времени облучения. (б) Распределение электрического поля вокруг твердой поляризуемой сферической частицы, погруженной в жидкий электролит (вода) в процессе RF облучения [20].

В экспериментах *in-vivo* было впервые продемонстрировано эффективное лечение карциномы легких Льюиса при воздействии сенсibilизированного SiNPs RF поля. На рис. 9 а представлены зависимости ингибирования роста опухоли по отношению к контролю от времени после RF-облучения (2 мин, 27 МГц,  $\text{Вт/см}^2$ ). Показано, что наночастицы и RF-облучение практически не влияли на рост опухоли, в то время как сочетанное действие наночастиц и RF поля приводило к более чем 40 % торможению роста опухоли по сравнению с контролем (см. рис.9а). Схема установки для проведения *in-vivo* экспериментов представлена на рис. 9 б. Источником RF поля служил стандартный медицинский прибор УВЧ–70–01А «Стрела».

Таким образом, физико-химические свойства наночастиц кремния и возможности их активации физическими воздействиями (освещение, УЗ или RF поле), свидетельствуют о большом потенциале их применения в тераностике онкологических заболеваний, что схематично представлено на рис. 10.

Уникальные свойства кремниевых наночастиц позволили нам также использовать их в качестве универсальных деактивирующих препаратов для подавления инфекционной способности вирусов иммунодефицита человека (ВИЧ) и респираторных заболеваний [21]. В проведенных экспериментах было доказано эффективное связывание вирусных частиц (вирионов) с поверхностью кремниевых наночастиц, что приводило к снижению инфекционной способности в 10–100 раз.

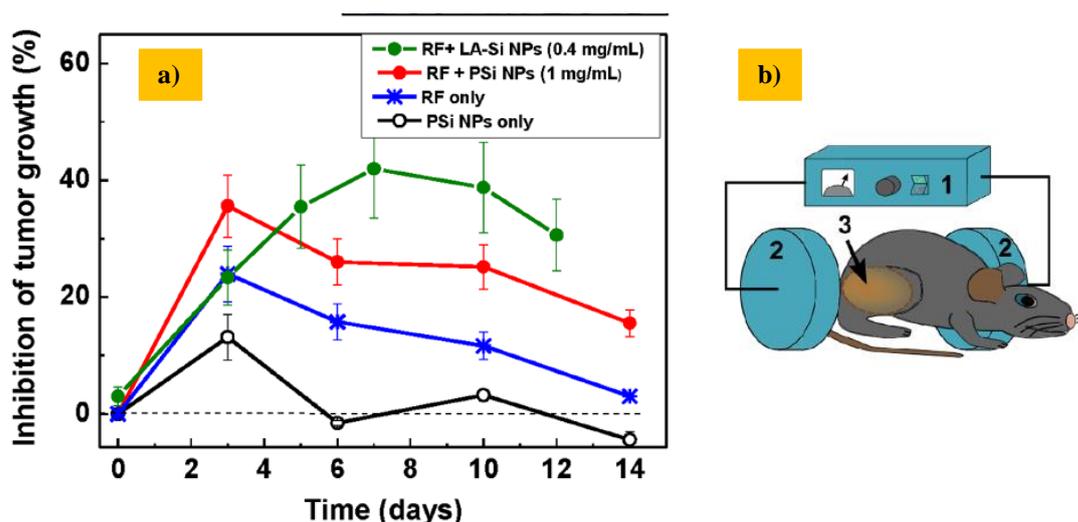


Рис. 9. (а) Ингибирование роста опухоли (по отношению к контролю) при интертуморальном введении SiNPs и последующим через 20 мин облучением RF (27 МГц, 5 Вт/см<sup>2</sup>) в течение 2 минут (зеленая и красная кривые); только при облучении RF (синяя кривая); только при введении SiNPs (черная кривая). (б) Схема установки для проведения *in-vivo* экспериментов [20].

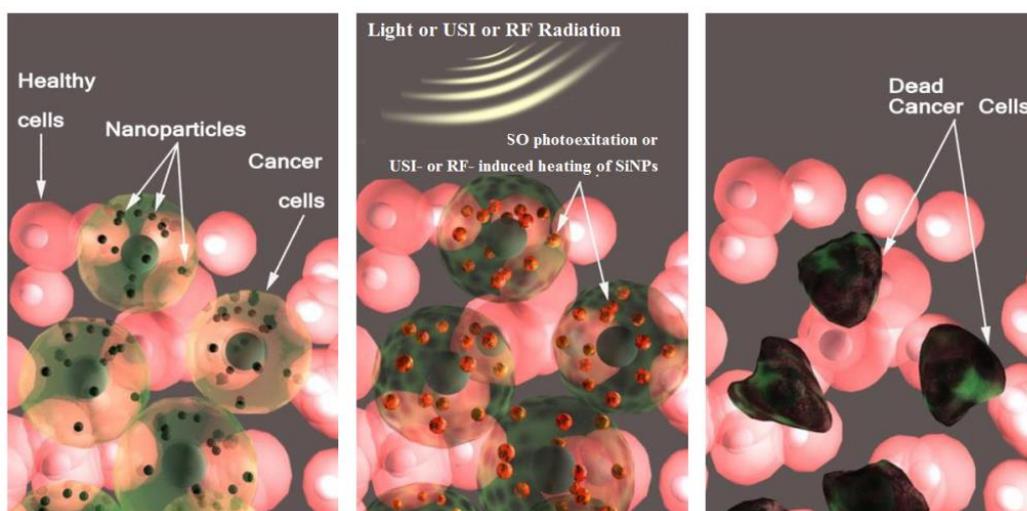


Рис. 10. Схематическое представление использования кремниевых наночастиц в терапии: (а) наночастицы избирательно накапливаются в раковых клетках, (б) клетки с инкорпорированными наночастицами подвергаются воздействию физических полей (свет, УЗ или ВЧ электромагнитного излучения), (с) избирательная гибель раковых клеток вследствие генерации синглетного кислорода либо гипертермии.

Авторы благодарят своих коллег, аспирантов и студентов Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова, а также сотрудников других научных организаций в России и за рубежом, принимавших участие в проведении описанных выше экспериментов, всех соавторов опубликованных по данной тематике работ за их весомую помощь. Работа была поддержана проектами Минобрнауки РФ и грантами РФФИ.

### Литература

1. Timoshenko V.Yu. "Porous Silicon in Photodynamic and Photothermal Therapy". // In *"Handbook of Porous Silicon"*, Ed. L. Canham, Springer International Publ. Switzerland, pp. 1–8 (2014). DOI 10.1007/978-3-319-04508-5\_93-1.
2. Тимошенко В. Ю., Кудрявцев А. А., Осминкина Л. А., Воронцов А. С., Рябчиков Ю. В., Белогорохов И. А., Ковалев Д., Кашкаров П. К. "Кремниевые нанокристаллы как фотосенсибилизаторы активного кислорода для биомедицинских применений". // *Письма в ЖЭТФ*, 2006, т. 83, № 9, с. 492–495.
3. Кудрявцев А. А., Лавровская В. П., Осминкина Л. А., Воронцов А. С., Тимошенко В. Ю. "Фототоксичность нанокристаллов кремния." // *Физическая Медицина*, 2006, № 2, т. 16, с. 4–8.
4. Рябчиков Ю. В., Азметов Э. М., Осминкина Л. А., Константинова Е. А., Кашкаров П. К. "Влияние адсорбции активных молекул на оптоэлектронные свойства пористого кремния" // *Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия*, 2006, № 4, с. 35–38.
5. Ryabchikov Yu. V., Belogorokhov I. A., Vorontsov A. S., Osminkina L. A., Timoshenko V. Yu., Kashkarov P. K. "Dependence of the singlet oxygen photosensitization efficiency on morphology of porous silicon." // *Phys. Stat. Sol. (a)*, 2007, V. 204, № 5, pp. 1271–1275.
6. Timoshenko V. Yu., Osminkina L. A., Vorontsov A. S., Ryabchikov Yu. V., Gongalsky M. B., Efimova A. I., Konstantinova E. A., Bazylenko T. Yu., Kashkarov P. K., Kudriavtsev A. A. "Silicon nanocrystals as efficient photosensitizer of singlet oxygen for biomedical applications." // *Proc. SPIE*, 2007, V.6606, pp.66061E.
7. Дурнев А. Д., Соломина А. С., Даугель-Дауге Н. О., Жанатаев А. К., Шредер Е. Д., Немова Е. П., Шредер О. В., Велигура В. А., Осминкина Л. А., Тимошенко В. Ю., Середенин С. Б. "Исследование генотоксической и тератогенной активности нанокристаллов кремния." // *Бюллетень экспериментальной биологии и медицины*, 2010, т. 149, №4, с. 429–433.
8. Гонгальский М. Б., Константинова Е. А., Осминкина Л. А., Тимошенко В. Ю. "Детектирование синглетного кислорода, образующегося при фотовозбуждении нанокристаллов пористого кремния, методом фотолюминесценции." // *Физика и техника полупроводников*, 2010, т. 44, вып. 1, с. 92–95.
9. Осминкина Л. А., Лукьянова Е. Н., Гонгальский М. Б., Кудрявцев А. А., Гайдарова А. Х., Полтавцева Р. А., Кашкаров П. К., Тимошенко В. Ю., Сухих Г. Т. "Влияние наноструктурированного кремния на процессы пролиферации стволовых и раковых клеток." // *Бюллетень экспериментальной биологии и медицины*, 2011, т. 151, № 1, с. 91–95.

10. Osminkina L. A., Gongalsky M. B., Motuzuk A. V., Timoshenko V. Yu., Kudryavtsev A. A. “Silicon nanocrystals as photo- and sonosensitizers for biomedical applications”. // *Appl. Phys. B Lasers and optics*, 2011, V. 105. N3, pp. 665–668.

11. Anenkova K. A., Sergeeva I. A., Petrova G. P., Fedorova K. V., Osminkina L. A., Timoshenko V. Yu. “Interaction of silicon nanoparticles with the molecules of bovine serum albumin in aqueous solutions”. // *Quantum Electronics*, 2011, V. 41 (5), pp. 393–395.

12. Рябчиков Ю. В., Белогорохов И. А., Гонгальский М. Б., Осминкина Л. А., Тимошенко В. Ю. “Фотосенсибилизированная генерация синглетного кислорода в порошках и водных суспензиях нанокристаллов кремния.” // *Физика и техника полупроводников*, 2011, т. 45, вып. 8, с. 1090–1094.

13. Gongalsky M. B., Kharin A. Yu., Zagorodskikh S. A., Osminkina L. A., Timoshenko V. Yu. “Photosensitized generation of singlet oxygen in porous silicon studied by simultaneous measurements of luminescence of nanocrystals and oxygen molecules”. // *J. Appl. Phys.* 2011, V. 110, pp. 013707–1–013707–5.

14. Osminkina L. A., Tamarov K. P., Sviridov A. P., Galkin R. A., Gongalsky M. B., Solovyev V. V., Kudryavtsev A. A., Timoshenko V. Yu. “Photoluminescent biocompatible silicon nanoparticles for cancer theranostic applications.” // *Journal of Biophotonics*, 2012, V. 5, N 7, pp. 529–535.

15. Gongalsky M. B., Kharin A. Yu, Osminkina L. A., Timoshenko V. Yu, Jeong J. J., Lee H., Chung B. H. “Enhanced photoluminescence of porous silicon nanoparticles coated by bioresorbable polymers”. // *Nanoscale Research Letters*, 2012, V. 7, pp. 446–456.

16. Гончар К. А., Осминкина Л. А., Сиваков В., Лысенко В., Тимошенко В. Ю. “Оптические свойства нитевидных наноструктур, полученных металл-стимулированным химическим травлением пластин слабо легированного кристаллического кремния”. // *Физика и техника полупроводников*. 2014. Т. 48, № 12, с. 70–75.

17. Anenkova K. A., Petrova G. P., Gibizova V. V., Osminkina L. A., Tamarov K. P. “Optical properties of serum albumin water solutions, containing mesoporous silicon particles.” // *Optics and Spectroscopy*. 2013, V. 115, Iss. 2, pp 166–170.

18. Sviridov A. P., Andreev V. G., Ivanova E. M., Osminkina L. A., Tamarov K. P., Timoshenko V. Yu. “Porous silicon nanoparticles as sensitizers for ultrasonic hyperthermia.” // *Appl. Phys. Lett.* 2013. V. 103, pp. 193110.

19. Osminkina L. A., Sivakov V. A., Mysov G. A., Georgobiani V. A., Natashina U.A., Talkenberg F., Solovyev V.V., Kudryavtsev A.A., Timoshenko V. Yu. “Nanoparticles prepared from porous silicon nanowires for bio-imaging and sonodynamic therapy”. // *Nanoscale Research Letters*, 2014, 9:463

20. Tamarov K. P., Osminkina L. A., Zinovyev S. V., Maximova K. A., Kargina J. V., Gongalsky M. B., Ryabchikov Y., Al-Kattan A., Sviridov A. P., Sentis M., Ivanov A. V., Nikiforov V. N., Kabashin A. V., Timoshenko V. Yu. “Radio frequency radiation-induced hyperthermia using Si nanoparticle-based sensitizers for mild cancer therapy”. // *Scientific Reports*, 2014. 4, Art. number: 7034.
21. Osminkina L. A., Timoshenko V. Yu, Shilovsky I. P., Kornilaeva G. V., Shevchenko S. N., Gongalsky M. B., Tamarov K. P., Abramchuk S. S., Nikiforov V. N., Khaitov M. R., Karamov E. V. “Porous silicon nanoparticles as scavengers of hazardous viruses.” // *Journal of Nanoparticle Research*, V. 16, № 6, с. 1–10 (2014).

РАСЧЕТ РАДИАЦИОННО-ЗАЩИТНЫХ СВОЙСТВ ХРАНИЛИЩА  
ДЛЯ БРАХИТЕРАПЕВТИЧЕСКИХ АППАРАТОВ  
МЕТОДОМ КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Доцент Белоусов А.В., аспирант Калачев А.А.,  
мл. научн. сотр. Близнюк У.А., ассистент Борщеговская П.Ю.

Мобильные брахитерапевтические аппараты с системой «афтело-адинг» приобретают большую популярность в современных клиниках. К таким аппаратам, помимо стандартных требований по радиационной безопасности изделий, предъявляются ужесточенные требования к массогабаритным характеристикам. Естественно, что производители стремятся выполнить эти требования, используя как можно менее дорогостоящие материалы. В связи с чем становится актуальным исследование радиационно-защитных свойств многослойных хранилищ для брахитерапевтических аппаратов. Материалы, из которых изготовлено хранилище, должны обладать следующими свойствами — высокая плотность, нетоксичность, стойкость к внешним воздействиям, возможность механической обработки. Этим условиям удовлетворяют вольфрам и свинец, последний является намного более дешевым материалом. Само хранилище представляет собой цилиндр, через который проходит изогнутый канал. В центре цилиндра хранится радиоактивный материал. Естественно, что наибольшая мощность дозы находится напротив канала и в сечении цилиндра плоскостью, перпендикулярной его оси, проходящей через место хранения радионуклидов. Целью настоящей работы является моделирование прохождения гамма-излучения через защиту хранилища и расчет радиационно-защитных свойств многослойной защиты с различным содержанием вольфрама и свинца.

В брахитерапии используется несколько радионуклидов, таких как I, Pd, Ir, Yb и Co. Среди которых наибольшей энергией излучения, и как следствие, наибольшими проникающими свойствами обладает изотоп  $^{60}\text{Co}$  с двумя линиями 1.17 и 1.33 МэВ. Соответственно если радиационно-защитные свойства хранилища позволяют использовать кобальт требуемой активности, то они заведомо позволяют хранить ту же активность других радионуклидов. Дальнейшее моделирование выполняется только для кобальта. Поскольку радиационно-защитные свойства (массовый коэффициент ослабления, плотность и т.д.) вольфрама выше чем у свинца, то защиту имеет смысл изготавливать или только из одного материала (вольфрам или свинец) или же центральный блок содержащий каналы изготавливается из вольфрама, а внешняя оболочка из свинца.

На рис. 1 приведены значения поглощенной дозы в расчете на один распад кобальта, для защиты фиксированной массы (200 кг) и различного содержания вольфрама по массе. А на рис. 2 коэффициент ослабления дозы данной защитой. Как видно из рисунков увеличение содержания вольфрама в защите свыше 20 % от массы слабо влияет на значение поглощенной дозы у поверхности защиты. Таким образом, с точки зрения сокращения расходов оптимальным является защита с 20 % содержанием вольфрама (по массе) и 80 % содержанием свинца.

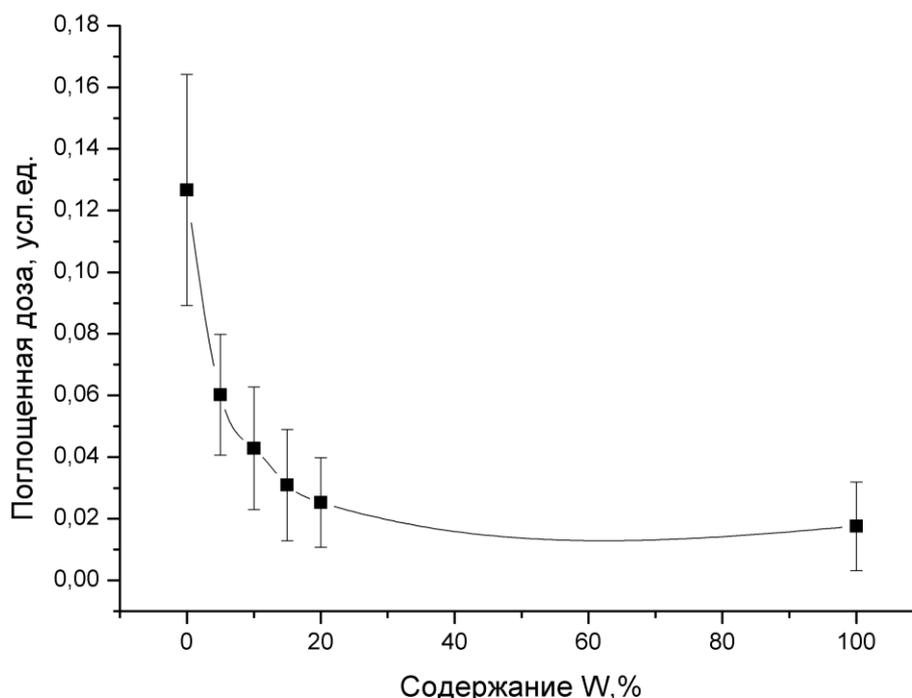


Рис.1. Зависимость поглощенной дозы на поверхности хранилища от процентного содержания вольфрама.

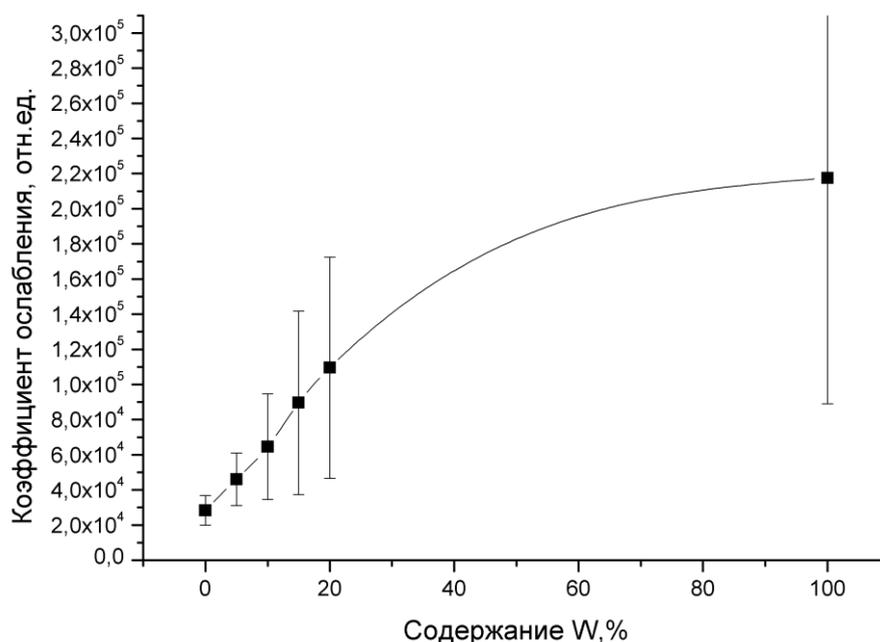


Рис. 2. Зависимость коэффициента ослабления от процентного содержания вольфрама

## ОЦЕНКА ФАКТОРА КАЧЕСТВА ФОТОНОВ ПО ЛПЭ ПРОДУКТОВ ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Доцент *Белоусов А.В.*, аспирант *Калачев А.А.*, аспирант *Крусанов Г.А.*,  
профессор *Черняев А.П.*

Целью настоящей работы является определение методом компьютерного моделирования линейной передачи энергии (ЛПЭ) всех типов частиц, индуцированных фотонным излучением в биологических тканях, и оценка связанного с этой величиной фактора качества излучения.

Как правило, в радиобиологических экспериментах относительная биологическая эффективность излучения определяется на основании среднего значения ЛПЭ излучения данного вида, поскольку разброс значений ЛПЭ заряженных частиц достаточно мал. Это приближение достаточно грубое, при прохождении через вещество фотонного излучения с энергиями выше порога фотоядерных реакций образуется большое количество разнообразных частиц: вторичных фотонов, электронов и позитронов, нейтронов и тяжелых заряженных частиц. Все компоненты смешанного излучения обладают различной энергией, и, следовательно, различными значениями ЛПЭ.

Задача решается методом компьютерного моделирования с помощью программного кода GEANT4, используемого для моделирования транспорта ионизирующего излучения через вещество методом Монте Карло. GEANT4 представляет собой набор инструментов и библиотек языка программирования C++. В настоящей работе расчеты основываются на применении физической модели низкоэнергетических электромагнитных взаимодействий, разработанной в Национальной Лаборатории Лоуренса Ливермора (LLNL). Данная модель позволяет симулировать электромагнитные взаимодействия в области энергий начиная от 250 эВ и основана на оцененных библиотеках сечений EPDL97, EEDL и EADL. Фантом представляет собой чувствительный детектор (Sensitive Detector), в котором определяются все требуемые характеристики всех частиц, попадающих в данный объем, независимо от места их образования.

Для расчета фактора качества ( $Q$ ) используются следующая зависимость от значений ЛПЭ ( $L$ ), рекомендованная МКРЗ в 92 публикации [1]:

$$Q(L) = \begin{cases} 1, & L < 10 \text{ кЭВ} / \text{мкм} \\ 0.32L^{-2.2}, & 10 \leq L \leq 100 \text{ кЭВ} / \text{мкм} \\ 300 / \sqrt{L}, & L > 100 \text{ кЭВ} / \text{мкм} \end{cases} \quad (0)$$

На рисунке 1 представлена зависимость фактора качества фотонов от их энергии для двух разных толщин слоя – 0.1 мм (а) и 10 мм (б), рассчитанного двумя способами:  $\langle Q \rangle = \frac{\sum_i D_i Q(L_i)}{\sum_i D_i}$ , где  $i$  — каждое событие;

$Q(\langle L \rangle)$  — по среднему значению ЛПЭ.

Как видно из графика, при энергиях выше 10 МэВ, превышающих порог фотоядерных реакций, есть различия для величин фактора качества, посчитанного двумя разными способами. Для толщины слоя 0.1 мм фактор качества отличается в среднем на ~20 %. Для толщины слоя 10 мм наиболее существенное различие (в 4 раза) наблюдается при энергиях ~26 МэВ.

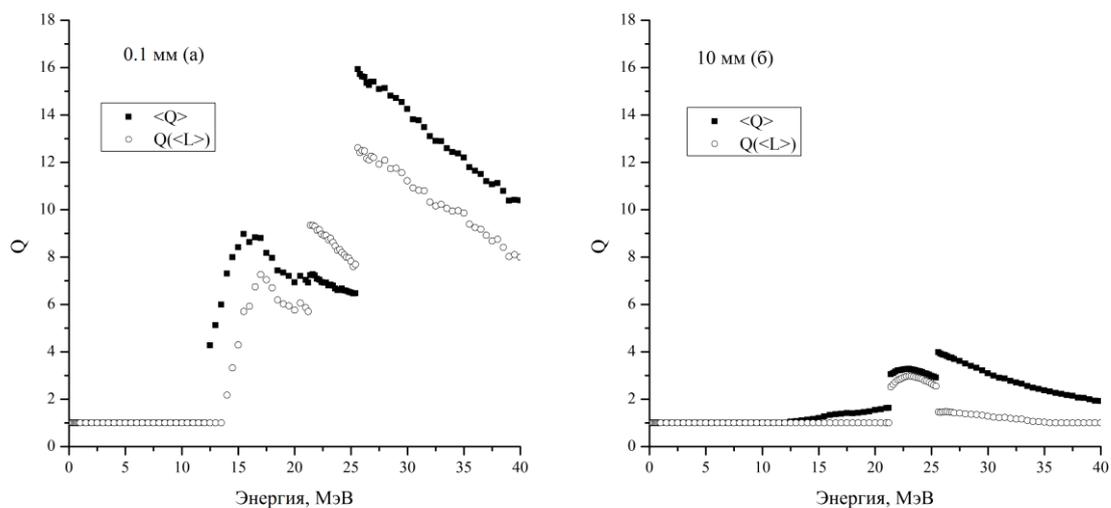


Рис 1. Зависимость фактора качества фотонов от их энергии для толщины слоя 0.1 мм (а) и 10 мм (б)

#### Литература:

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

**Подсекция:**  
**ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ**  
**И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА**

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

О ПСЕВДОФИНСЛЕРОВЫХ ПРОСТРАНСТВАХ,  
ПОРОЖДАЕМЫХ ГИПЕРСПИНОРАМИ  
НАД ПОЛЯМИ ДЕЙСТВИТЕЛЬНЫХ И КОМПЛЕКСНЫХ ЧИСЕЛ

Ст. преподаватель *Соловьев А. В.*

Гиперспиноры были введены в работе [1]. Те же самые математические объекты под названием финслеровых  $N$ -спиноров совершенно независимо изучались в статьях [2, 3]. Общая алгебраическая теория финслеровых  $N$ -спиноров над полем  $\mathbf{C}$  комплексных чисел была построена в [4]. В докладе дается классификация псевдофинслеровых пространств, порождаемых гиперспинорами над числовыми полями  $\mathbf{R}$  и  $\mathbf{C}$ .

Гиперспиноры являются элементами линейного пространства  $N > 1$  измерений над полем  $\mathbf{R}$  или  $\mathbf{C}$ , снабженного ненулевым антисимметричным  $N$ -линейным функционалом. Этот функционал играет роль скалярного  $N$ -умножения на пространстве гиперспиноров, а его численные значения (в случае поля  $\mathbf{R}$ ) обладают простым геометрическим смыслом ориентированных объемов  $N$ -мерных параллелотопов, образованных перемножаемыми гиперспинорами. В пространстве гиперспиноров выделяются канонические базисы, для которых скалярное  $N$ -произведение базисных элементов обращается в единицу. Канонические базисы связаны между собой преобразованиями из группы  $SL(N)$ .

Если ограничиться тензорами 2-го ранга на пространстве гиперспиноров, то возникают три серии линейных пространств над полем  $\mathbf{R}$ :  $\text{Herm}(N)$ ,  $\text{Sym}(N)$  и  $\text{Asym}(N)$ , где  $N = 2, 3, \dots$ . Пространство  $\text{Herm}(N)$  имеет  $N^2$  измерений и состоит из эрмитовых тензоров на пространстве комплексных гиперспиноров. Пространство  $\text{Sym}(N)$  имеет  $N(N+1)/2$  измерений и состоит из симметричных тензоров на пространстве действительных гиперспиноров. Пространство  $\text{Asym}(N)$  имеет  $N(N-1)/2$  измерений и состоит из антисимметричных тензоров на пространстве действительных гиперспиноров.

Перечисленные тензорные пространства оказываются естественными носителями псевдофинслеровых геометрий. Если обозначить «длину» тензора  $X$  посредством  $|X|$ , то она определяется следующим образом. При  $X$ , принадлежащем  $\text{Herm}(N)$  или  $\text{Sym}(N)$ , имеем знакопеременную алгебраическую форму степени  $N$

$$|X|^N = \det X = G_{AB\dots C} X^A X^B \dots X^C,$$

где  $X$  — матрица, составленная из компонент  $X$  относительно произвольного канонического базиса в пространстве гиперспиноров, а  $X^A$  — компоненты  $X$  относительно некоторого базиса в  $\text{Herm}(N)$  или  $\text{Sym}(N)$ . При  $X$ ,

принадлежащем  $\text{Asym}(N)$ , имеем знакопеременную алгебраическую форму степени  $N/2$

$$|\mathbf{X}|^{N/2} = \text{pf } \mathbf{X} = G_{AB\dots C} X^A X^B \dots X^C,$$

где  $N$  — четное число, а  $\text{pf } \mathbf{X}$  — пфаффиан матрицы  $\mathbf{X}$ . Тем самым  $\text{Herm}(N)$ ,  $\text{Sym}(N)$  и  $\text{Asym}(N)$  превращаются в плоские псевдофинслеровы пространства.

Гиперспинорная группа  $SL(N)$  порождает изометрии псевдофинслеровых пространств  $\text{Herm}(N)$ ,  $\text{Sym}(N)$  и  $\text{Asym}(N)$ . Дано явное описание этих изометрий во всех нетривиальных случаях.

При малых  $N$  построенная теория воспроизводит ряд классических результатов стандартной теории спиноров. Прежде всего, при  $N = 2$  комплексные и действительные гиперспиноры совпадают, соответственно, с вейлевскими и майорановскими 2-спинорами,  $\text{Herm}(2)$  изоморфно 4-мерному пространству Минковского, а  $\text{Sym}(2)$  изоморфно 3-мерному пространству Минковского. Пространство  $\text{Asym}(2)$  изоморфно евклидовой прямой. При  $N = 4$  действительные гиперспиноры совпадают с редуцированными спинорами 6-мерного псевдоевклидова пространства  $\mathbf{R}_3^3$ , которое, в свою очередь, изоморфно пространству  $\text{Asym}(4)$ . Все остальные случаи с необходимостью псевдофинслеровы.

Общим свойством псевдофинслеровых пространств  $\text{Herm}(N)$  и  $\text{Sym}(N)$  при  $N > 2$  является их разложение в прямую сумму пространств Минковского, пространств майорановских спиноров и одномерных пространств (размерная редукция). Таким свойством не обладают пространства  $\text{Asym}(N)$ .

### Литература:

1. Finkelstein D. Hyperspin and hyperspace. *Phys. Rev. Lett.*, v. 56, p. 1532–1533 (1986).
2. Владимиров Ю. С., Соловьев А. В. Физическая структура ранга  $(4, 4; \bar{6})$  и трехкомпонентные спиноры // Системология и методологические проблемы информационно-логических систем. – Новосибирск: Институт математики СО АН СССР, 1990. – Вычислительные системы, вып. 135. – С. 44–66.
3. Соловьев А.В. К теории бинарных физических структур ранга  $(5, 5; \bar{6})$  и выше // Там же, с. 67–77.
4. Владимиров Ю. С., Соловьев А. В. Финслеровы  $N$ -спиноры с комплексными компонентами // Гиперкомплексные числа в геометрии и физике. – 2008. – Т. 5, № 2. – С. 90–100.

## СИНГУЛЯРНО ВОЗМУЩЁННЫЕ ЗАДАЧИ С НЕИЗОЛИРОВАННЫМИ КОРНЯМИ ВЫРОДЖЕННОГО УРАВНЕНИЯ

Профессор *Бутузов В.Ф.*

В классических работах А.Н. Тихонова [1], А.Б. Васильевой и её учеников (см., например, [2]), посвящённых сингулярно возмущённым дифференциальным уравнениям, исследовались в основном задачи, в которых соответствующее вырожденное уравнение имеет простые (однократные) корни (один или несколько). И лишь позднее стали изучаться случаи пересекающихся и кратных корней вырожденного уравнения. Оказалось, что асимптотическое поведение решений при стремлении малого параметра к нулю в задачах с пересекающимися и кратными корнями вырожденного уравнения существенно отличается от поведения в случае простых корней.

Отметим эти отличия на примере двухточечной краевой задачи

$$\varepsilon^2 \frac{d^2 u}{dx^2} = f(u, x, \varepsilon), \quad 0 < x < 1, \quad (1)$$

$$u(0, \varepsilon) = u^0, \quad u(1, \varepsilon) = u^1, \quad (2)$$

где  $\varepsilon > 0$  — малый параметр,  $f(u, x, \varepsilon)$  — достаточно гладкая функция.

Рассмотрим задачу (1), (2) в трёх случаях.

1. Если вырожденное уравнение

$$f(u, x, 0) = 0 \quad (3)$$

имеет корень  $u = \varphi(x)$ , причём

$$f_u(\varphi(x), x, 0) > 0, \quad 0 \leq x \leq 1, \quad (4)$$

(в этом случае корень  $u = \varphi(x)$  является простым), а краевые значения  $u^0$  и  $u^1$  решения принадлежат области притяжения этого корня, то для достаточно малых  $\varepsilon$  задача (1), (2) имеет решение  $u(x, \varepsilon)$  с асимптотическим разложением

$$u(x, \varepsilon) = \bar{u}(x, \varepsilon) + P(\xi, \varepsilon) + Q(\xi, \varepsilon), \quad (5)$$

где

$$\bar{u}(x, \varepsilon) = \sum_{k=0}^{\infty} \varepsilon^k \bar{u}_k(x) \quad \text{— регулярная часть асимптотики с главным членом } \bar{u}_0 = \varphi(x),$$

$$P(\xi, \varepsilon) = \sum_{k=0}^{\infty} \varepsilon^k P_k(\xi) \quad \text{и} \quad Q(\tilde{\xi}, \varepsilon) = \sum_{k=0}^{\infty} \varepsilon^k Q_k(\tilde{\xi})$$
 — пограничные ряды, описывающие погранслоное поведение решения в окрестностях граничных точек  $x = 0$  и  $x = 1$ ,  $\xi = \frac{x}{\varepsilon}$  и  $\tilde{\xi} = \frac{1-x}{\varepsilon}$  — погранслоиные переменные.

Пограничные функции  $P_k(\xi)$  и  $Q_k(\tilde{\xi})$  экспоненциально убывают с ростом погранслоиных переменных:  $|P_k(\xi)| \leq c \exp(-\kappa \xi)$ , где  $c$  и  $\kappa$  — положительные числа, и аналогичную оценку имеют  $Q_k(\tilde{\xi})$ . Из представления (5) следует предельное равенство

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} u(x, \varepsilon) = \varphi(x), \quad 0 < x < 1. \quad (6)$$

2. Рассмотрим теперь случай, когда вырожденное уравнение (3) имеет корни  $u = \varphi_1(x)$  и  $u = \varphi_2(x)$ , пересекающиеся в некоторой внутренней точке  $x_0$  отрезка  $[0; 1]$ :

$$\varphi_1(x_0) = \varphi_2(x_0).$$

Тогда в точке  $x_0$  условие (4) будет нарушено, так как  $f_u(\varphi_i(x_0), x_0, 0) = 0$ .

Пусть  $\varphi_1(x) > \varphi_2(x)$  при  $0 \leq x < x_0$  и  $\varphi_1(x) < \varphi_2(x)$  при  $x_0 < x \leq 1$ , и пусть

$$\begin{aligned}
 f_u(\varphi_1(x), x, 0) & \begin{cases} > 0 & \text{при } 0 \leq x < x_0, \\ < 0 & \text{при } x_0 < x \leq 1, \end{cases} \\
 f_u(\varphi_2(x), x, 0) & \begin{cases} < 0 & \text{при } 0 \leq x < x_0, \\ > 0 & \text{при } x_0 < x \leq 1. \end{cases}
 \end{aligned}$$

Так будет, например, если

$$f(u, x, \varepsilon) = (u - \varphi_1(x))(u - \varphi_2(x)) + \varepsilon f_1(u, x, \varepsilon). \quad (7)$$

Образум из корней  $\varphi_1(x)$  и  $\varphi_2(x)$  составной корень

$$\varphi(x) = \begin{cases} \varphi_1(x), & 0 \leq x \leq x_0, \\ \varphi_2(x) & x_0 \leq x \leq 1. \end{cases}$$

Для этого корня условие (4) выполнено на всём отрезке  $[0; 1]$ , за исключением лишь одной точки  $x_0$ . Но этой одной точки достаточно для того, чтобы оказать существенное влияние на поведение решения.

Оказывается, что в рассматриваемом случае принципиальную роль играет член порядка  $\varepsilon$ , входящий в выражение (7) для функции  $f(u, x, \varepsilon)$ . А именно, если

$$\bar{f}_1(x_0) = f_1(\varphi(x_0), x_{0,0}) < 0,$$

то для достаточно малых  $\varepsilon$  задача (1), (2) имеет решение  $u(x, \varepsilon)$ , удовлетворяющее предельному равенству (6), а если  $\bar{f}_1(x_0) > 0$ , то такое решение может не существовать.

Различные сингулярно возмущённые задачи с пересекающимися корнями вырожденного уравнения рассмотрены в обзорной статье [3].

3. Обратимся теперь к случаю, когда вырожденное уравнение (3) имеет тождественно двукратный корень. Так будет, если  $f(u, x, \varepsilon)$  имеет вид

$$f(u, x, \varepsilon) = h(x)(u - \varphi(x))^2 + \varepsilon f_1(u, x, \varepsilon), \tag{8}$$

где  $h(x) > 0$ ,  $0 \leq x \leq 1$ . В этом случае при определённых условиях задача (1), (2) будет иметь погранслоное решение  $u(x, \varepsilon)$  с асимптотикой вида (5), но при этом ряды  $\bar{u}(x, \varepsilon)$ ,  $\Pi(\xi, \varepsilon)$  и  $Q(\xi, \varepsilon)$  качественно изменяются. Принципиальную роль играет теперь условие

$$\bar{f}_1(x) = f_1(\varphi(x), x, 0) < 0,$$

т.е. снова, как и в случае с пересекающимися корнями вырожденного уравнения, принципиальную роль играют члены порядка  $\varepsilon$ , входящие в (8). При этом условии регулярная часть  $\bar{u}(x, \varepsilon)$  асимптотики становится рядом по целым степеням  $\sqrt{\varepsilon}$  (а не  $\varepsilon$ , как в случае простого корня), а погранслоиные ряды  $\Pi$  и  $Q$  будут рядами по степеням  $\sqrt[4]{\varepsilon}$ . Кроме того, уравнения для пограничных функций  $\Pi_i(\xi)$  и  $Q_i(\xi)$  формируются не стандартным способом, а с помощью модифицированного алгоритма. Пограничные слои становятся трёхзонными: в первой зоне функции  $\Pi_i(\xi)$  убывают степенным образом с ростом  $\xi$ :  $\Pi_i = O\left(\frac{1}{1 + \xi^2}\right)$ ; во второй (переходной) зоне происходит изменение масштаба погранслоной переменной и характера убывания функций  $\Pi_i$ ; и, наконец, в третьей зоне функции  $\Pi_i$  убывают экспоненциально:  $\Pi_i = O(\exp[-\kappa\zeta])$ , где  $\zeta = \sqrt[4]{\varepsilon}\xi = \frac{x}{\varepsilon^{\frac{3}{4}}}$  — новая погранслоная переменная. Аналогичное поведение имеют пограничные функции  $Q_i(\xi)$ .

Различные сингулярно возмущённые задачи с кратными корнями вырожденного уравнения (для ОДУ и УрЧП) рассмотрены в работах [4 – 8].

### Литература:

1. Тихонов А.Н. Матем. сборник. 1952. Т. 27 (69). № 1. С. 147–156.
2. Васильева А.Б., Бутузов В.Ф. Асимптотические методы в теории сингулярных возмущений. – М.: Высш. шк. 1990.
3. Butuzov V.F., Nefedov N.N. Schneider K.R. J. Math. Sci. 2004. V. 121. №1. P. 1973–2079.
4. Бутузов В.Ф. ЖВМиМФ. 2011. Т. 51. № 1. С. 44–55.
5. Бутузов В.Ф. Матем. заметки. 2013. Т. 94. Вып. 1. С. 68–80.
6. Белошапко В.А., Бутузов В.Ф. ЖВМиМФ. 2013. Т. 53. № 8. С. 65–75.
7. Бутузов В.Ф., Бычков А.Н. Дифференц. уравнения. 2013. Т. 49. № 10. С. 1295–1307.
8. Бутузов В.Ф. Дифференц. уравнения. 2014. Т. 50. № 2. С. 175–186.

## АСИМПТОТИЧЕСКИЙ ПРИНЦИП СРАВНЕНИЯ В СИНГУЛЯРНО ВОЗМУЩЕННЫХ ЗАДАЧАХ РЕАКЦИЯ-ДИФфуЗИЯ-АДВЕКЦИЯ

Профессор *Нефедов Н. Н.*

В работе рассматривается проблема существования и устойчивости стационарных и периодических решений сингулярно возмущенных нелинейных параболических уравнений, называемых в приложениях уравнениями реакция–диффузия–адвекция.

При изучении различных классов сингулярно возмущенных задач весьма эффективным оказался метод, получивший название асимптотический метод дифференциальных неравенств. На основании этого метода нами была разработана общая схема исследования контрастных структур в нелинейных задачах для уравнений с частными производными. Эта схема применима для различных классов сингулярно возмущенных уравнений, носящих в приложениях название уравнений реакция–адвекция–диффузия. Она состоит из двух основных этапов: построения формальной асимптотики и ее модификации для построения нижнего и верхнего решений. Применение современных вариантов принципа максимума, использующих известные теоремы Крейна-Рутмана, в сочетании с асимптотическим методом дифференциальных неравенств, позволяют исследовать устойчивость контрастных структур. Эта схема будет продемонстрирована на примере

исследования стационарных контрастных структур и движущихся фронтов в начально-краевой задаче для уравнения

$$\varepsilon^2 \Delta u - u_t - f(u, x) = 0, \quad \{x \in D \subset R^n, t > 0\},$$

где  $\varepsilon > 0$  – малый параметр,  $\Delta = \partial^2/\partial x_1^2 + \partial^2/\partial x_2^2 + \dots + \partial^2/\partial x_n^2$  – оператор Лапласа,  $f$  – достаточно гладкая функция и ее периодического по времени аналога

$$\begin{cases} \varepsilon \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{\partial u}{\partial t} \right) + a(u, x, t) \frac{\partial u}{\partial x} = F(u, x, t), x \in [0, 1], t \in R \\ u(0, t, \varepsilon) = u^0(t), \\ u(1, t, \varepsilon) = u^1(t). \end{cases}$$

Работа является дальнейшим развитием результатов работы [1–2].

Работа частично поддержана проектом РФФИ 13–01–00200 и проектом РФФИ-ННиО 14–01–91333.

### Литература:

1. Васильева А. Б., Бутузов В. Ф., Нефедов Н. Н. Сингулярно возмущенные задачи с пограничными и внутренними слоями // Труды Математического Института имени В. А. Стеклова, 2010, т. 268, с. 268–283.
2. Nefedov N. N., Recke L., Schnieder K. R. Existence and asymptotic stability of periodic solutions with an interior layer of reaction-advection-diffusion equations. Journal of Mathematical Analysis and Applications. 405 (2013), pp. 90–103.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В КОСМИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

Ст. науч. сотр. *Попова Е. П.*,  
аспирант *Михайлов Е. А.*, профессор *Соколов Д. Д.*

Магнитное поле присутствует в потоках проводящих космических сред, прежде всего в галактиках и в звездах. Генерация магнитного поля осуществляется за счет электромагнитной индукции в движущихся средах. Такой процесс называется гидромагнитным динамо.

В звездах, в том числе и на Солнце, под действием динамо возникает волна магнитного поля, которая распространяется внутри звезды. На поверхности звезд во время движения волны могут возникать пятна. На

Солнце цикл магнитной активности, проявляющийся в возникновении пятен составляет примерно 11 лет.

Для моделирования циклической активности Солнца построены линейные модели  $\alpha\Omega$ -динамо с меридиональной циркуляцией для однослойной и двухслойной сред. Для их аналитического исследования был развит аналог асимптотического метода ВКБ. Было показано, что существует диапазон значений меридиональной циркуляции, укладывающийся в диапазон, допустимый наблюдениями, при котором длительность цикла солнечной активности, полученная в модели Паркера, имеет один порядок с наблюдаемой. Этот результат позволил преодолеть проблему воспроизведения правильной длительности цикла солнечной магнитной активности в приближении Паркера [1–3]. Было проведено аналитическое исследование поведения спиральности, и было впервые показано, что теоретическое широтно-временное распределение спиральности в рамках простейшей модели  $\alpha\Omega$ -динамо обнаруживает правило полярности, сопоставимое с правилом полярности Хейла [4]. В рамках предложенной модели  $\alpha\Omega$ -динамо было промоделировано поведение полоидального магнитного поля для циклов солнечной активности 21–23 [5]. С помощью асимптотических исследований линейной модели  $\alpha\Omega$ -динамо с меридиональной циркуляцией было показано, что вблизи полюсов может существовать падающая и отраженная волны. Такие волны наблюдаются на Солнце.

Также были построены и исследованы с помощью маломодового приближения нелинейные модели  $\alpha\Omega$ -динамо. Были воспроизведены основные черты магнитного цикла Солнца и характер реполюсации магнитного поля Земли. В дальнейшем в таких моделях был сделан учет меридиональной циркуляции в однослойной и двухслойной средах. Воспроизведены двойные циклы (квазидвухлетний на фоне 22-летнего) и тройные циклы (одновременное присутствие квазидвухлетних, 22-летних и 100-летних циклов) солнечной магнитной активности, которые обнаружены в результате наблюдений.

Другим важным вопросом в исследовании космического магнетизма является вопрос о влиянии звездообразования на магнитное поле галактик, который давно обсуждается в астрономической литературе и не вызывает сомнений. Тем не менее, детальное исследование механизма данного влияния до недавнего времени представляло определенные трудности. Дело в том, что уравнения галактического динамо, описывающие эволюцию магнитного поля, не включают в явном виде темп звездообразования. Они содержат кинематические характеристики межзвездной среды — такие, как плотность газа, скорость турбулентных движений, полутолщину галактического диска и т.п. Чтобы решить задачу о влиянии звездообразования на магнитное поле, мы вводим параметризацию данных величин. Другой проблемой являются вертикальные потоки спиральности магнитного поля, ко-

торые при наличии интенсивного звездообразования становятся достаточно велики и могут существенно замедлить рост магнитного поля. Чтобы учесть данные эффекты, уравнения галактического динамо были дополнены уравнением для эволюции магнитной спиральности.

Мы рассматриваем две различных модели для эволюции галактического магнитного поля при наличии интенсивного звездообразования. Первая модель относится к звездообразованию, равномерно распределенному в плоскости галактического диска. Вторая модель предусматривает возможность коротких вспышек звездообразования, происходящих в пределах небольших локальных областей, местоположение которых считается случайным. Для этой модели могут быть получены как численные значения скорости роста, основанные на применении компьютерных генераторов случайных чисел, так и асимптотические, опирающиеся на так называемую инвариантную меру. Получено, что магнитное поле в такой задаче демонстрирует так называемую перемежаемость — старшие моменты решения растут быстрее младших.

Общим результатом как для модели с однородным звездообразованием, так и для уравнений динамо со случайными коэффициентами является то, что звездообразование представляет собой пороговый эффект: при темпах звездообразования, превышающих значение данной величины в Млечном Пути не более чем в 5 раз, поведение магнитного поля меняется слабо. Однако, при превышении данного порога крупномасштабное поле разрушается и восстанавливается только после окончания действия вспышки [6].

### Литература:

1. Попова, Е. П. Меридиональная циркуляция и распространение динамо-волн / Е. П. Попова, М. Ю. Решетняк, Д. Д. Соколов // *Астрономический журнал*. 2008. – №1. – С. 183–190.
2. Popova, H. The WKB approximation for the interface dynamo / H. Popova, M. E. Arthuskova, D. Sokoloff // *Geophysical & Astrophysical Fluid Dynamics*. – 2010. – Vol. 104. – Iss. 5. – P. 631–641.
3. Popova, H. Meridional circulation and dynamo waves / H. Popova, D. Sokoloff // *Astron.Nachr.* – 2008. – Vol. 329. – Iss. 7. – P. 766–768.
4. Шу Хайчин. Магнитная и токовая спиральности в простейших моделях солнечного динамо / Шу Хайчин, Гао Ю, Е. П. Попова, С. Н. Нефедов, Х. Жанг, Д. Д. Соколов // *Астрономический журнал*. – 2009. – Т. 86. – № 2. С. 182–187.
5. Popova, H. Probing latitudinal variations of the solar magnetic field in cycles 21–23 by Parker's two-layer dynamo model with meridional circulation / H. Popova, S. Zharkov, V. Zharkova // *Annales Geophysicae*. – 2013. – Vol. 31. – P. 2023–2038.

6. Mikhailov E. Magnetic fields near the peripheries of galactic disks / Mikhailov E., Kasparova A., Moss D., Beck R., Sokoloff D., Zasov A. // *Astronomy and Astrophysics*. – 2014. – Vol. 568. – Iss. 66.

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛНОВЕДУЩИХ СИСТЕМ

Профессор *А. Г. Свешников*, профессор *А. Н. Боголюбов*, профессор *А. А. Быков*, профессор *А. Л. Делицын*,  
доцент *И. Е. Могилевский*, ст. науч. сотр. *Ю. В. Мухартова*

Начало строгой математической теории волноведущих систем было положено в 1947–1948 гг. классическими работами А. Н. Тихонова и А. А. Самарского «О представлении поля в волноводе в виде суммы полей ТЕ и ТМ» и «О возбуждении радиоволноводов», вышедшими в «Журнале технической физики» [1, 2].

Наряду с теорией регулярных волноводов, то есть однородных по длине прямолинейных волноводов постоянного сечения, в конце сороковых — начале пятидесятих годов появились работы по развитию методов расчета влияния различных плавных нерегулярностей в волноводе на распространяющуюся в нем основную моду. Одним из таких методов явился метод поперечных сечений, предложенный в 1955 году в работе С. А. Щелкунова и П. Е. Краснушкина и развитый в работах Б. З. Каценеленбаума, А. Г. Свешникова, А. С. Ильинского, В. П. Моденова, А. А. Быкова, Б. Ф. Емелина и ряда других авторов.

Основной трудностью реализации метода поперечных сечений является необходимость на каждом шаге численно решать спектральную задачу, что сильно снижает его эффективность. Этот недостаток удалось преодолеть в начале 60-х годов в предложенном А. Г. Свешниковым неполном методе Галеркина (НМГ) [3]. В 1963 году А. Г. Свешниковым предложен общий принцип формулировки проекционных соотношений неполного метода Галеркина, при котором имеет место сходимость метода в энергетических нормах операторов с разрывными коэффициентами. Основная сложность численной реализации неполного метода Галеркина заключается в необходимости решать жесткую систему обыкновенных дифференциальных уравнений, для решения которых были разработаны специальные методы (метод направленной ортогонализации Быкова).

Большие возможности для математического моделирования сложных волноведущих систем дает метод конечных разностей (МКР) в прямой и вариационной постановках (метод конечных элементов — МКЭ).

В 50-х годах прошлого века А. Г. Свешниковым введены парциальные условия излучения, которые в случае внешних задач дифракции поз-

воляют редуцировать их к задачам в ограниченных областях с нелокальными граничными условиями [4]. Использование разностных аналогов парциальных условий излучения оказалось наиболее эффективным методом для построения численных алгоритмов решения данного класса задач.

Разработанные методы позволяют рассматривать волноведущие системы со сложным неоднородным и анизотропным заполнением, в частности, би-изотропным, гиромагнитным, киральным, фрактальным, а также волноводы на основе фотонных кристаллов. Эффективными численными методами расчета киральных волноведущих систем со сложной геометрией являются метод конечных разностей, проекционные методы (метод Галеркина и др.) и метод конечных элементов. Эти методы позволяют строить универсальные математические модели, отражающие основные характерные свойства киральных волноведущих систем, такие как гибридность мод, явление бифуркации мод, существование «обратной области», где фазовые и групповые скорости имеют противоположный знак, и т.д. На кафедре математики физического факультета МГУ выполнен большой цикл работ по моделированию волноведущих систем со сложной геометрией и сложным заполнением на основе НМГ, МКР и МКЭ.

Задачи синтеза волноведущих систем составляют специальный класс обратных задач математической физики. Они ставятся как задачи математического проектирования для определения основных характеристик синтезируемого объекта, при которых этот объект обладает требуемыми техническими и эксплуатационными свойствами. Наиболее полный и универсальный подход к решению задач синтеза волноведущих систем заключается в рассмотрении таких задач как математически некорректных, с применением для их решения метода регуляризации А. Н. Тихонова. Такой подход предложен в работах А. Г. Свешникова и А. С. Ильинского [5]. На кафедре математики физического факультета МГУ под руководством А. Г. Свешникова проведено исследование ряда важных задач синтеза волноведущих систем. Были решены следующие задачи: синтез круглых диэлектрических волноводов (в частности, волоконных световодов), синтез трехмерного волноводного перехода между двумя волноводами овального сечения, синтез плоского волноводного трансформатора и излучателя, синтез трехмерного волноводного перехода с согласующим ребром между круглыми и планарными волноводами, синтез волноведущих систем с киральным заполнением, синтез волноведущих систем на основе фотонных кристаллов.

Большой цикл работ выполнен на кафедре математики физического факультета МГУ по теоретическому исследованию математических моделей электродинамических систем [6]. В частности, были получены следующие результаты. Введены новые функциональные пространства, в которых задача дифракции сведена к внутренней краевой задаче с нелокаль-

ми краевыми условиями. Установлены теоремы вложения для векторных функциональных пространств в областях с негладкой границей, в том числе содержащих экраны. Рассмотрен вопрос о дискретизации задачи дифракции в волноводе в скалярной постановке. Предложено обобщение преобразования Фурье (Fr-преобразование), с помощью которого задача о возбуждении колебаний сводится к задаче об обращении квадратичного компактного операторного пучка, свойства которого хорошо изучены. Выделена главная часть оператора парциальных условий излучения, задаваемая гиперсингулярным интегральным оператором. Доказаны теоремы о существовании и единственности обобщенного решения задачи о возбуждении сторонними источниками электромагнитных колебаний в области с кусочно-постоянным киральным заполнением, а также теоремы о свойствах спектральной задачи для волновода с кусочно-постоянным биизотропным заполнением. Доказано возбуждение обратных волн в анизотропных волноводах определенного вида. Рассмотрены условия возникновения и свойства ловушечных мод волноводов.

Важное практическое значение имеет задача о расчете электромагнитного поля в волноведущих системах при наличии ребер на их границах и поверхностей разрыва диэлектрической проницаемости внутри волновода, что приводит к появлению особенностей у электромагнитного поля. На основе построенной асимптотики «по гладкости» электромагнитного поля в окрестности ребра удается существенно повысить скорость сходимости алгоритма численного расчета волноведущей системы с входящим ребром.

### Литература:

1. Самарский А.А., Тихонов А.Н. О представлении поля в волноводе в виде суммы ТЕ и ТМ // Журнал технич. физики. 1948. Т. 28, вып. 7. С. 959–970.
2. Самарский А.А., Тихонов А.Н. О возбуждении радиоволноводов // Журнал технич. физики. 1947. Т. 27, вып. 11, 12. С. 1283–1296; 1431–1440.
3. Свешников А.Г. К обоснованию метода расчета распространения электромагнитных колебаний в нерегулярных волноводах // Журнал выч. мат. и мат. физ. 1963. Т. 3, № 2, с. 314–326.
4. Свешников А.Г. Принципы излучения. ДАН СССР, 1950. Т. 3, № 5. С. 517–520.
5. Свешников А.Г., Ильинский А.С. Задачи проектирования в электродинамике // ДАН СССР. 1972. Т. 204, № 5, с. 1077–1080.
6. А.Н. Боголюбов, Н.А. Боголюбов, А.Г. Свешников. Математическое моделирование волноведущих систем методом конечных разностей и конечных элементов // Физические основы приборостроения. 2013. Т. 2, № 1. С. 10–17.
- 7.

## ОБОБЩЕННОЕ ФАЗОВОЕ ПРОСТРАНСТВО

Зав. отд эксп. и теор. физики профессор *Садовников Б. И.*,  
ст. науч. сотр. *Перепёлкин Е. Е.*, профессор *Иноземцева Н. Г.*

Стремление к строгому математическому рассмотрению модельных задач является отличительной чертой школы Н. Н. Боголюбова [1–3]. Следует отметить, что, казалось бы, тривиальный переход от рассмотрения конечных сумм к рассмотрению бесконечных сумм, создал теорию рядов, которая является теоретической основой современной математической и теоретической физики [4, 5] и ряда наук в прикладных областях. В данной работе рассматривается введение нового пространства — обобщенного фазового пространства. Основой для введения такого пространства является хорошо известное в физике и математике понятие фазового пространства, которое является одним из основных понятий, например, в статистической механике и ускорительной физике, а также в теории дифференциальных уравнений (современная ветвь — *diffiety*), динамических систем. Обобщенное фазовое пространство отличается от известного фазового пространства тем, что содержит информацию не только о координате и скорости, а дополнительно об ускорении, а также ускорениях всех порядков, то есть по своей сути является бесконечномерным фазовым пространством [6].

В обобщенном фазовом пространстве вводится понятие обобщенной фазовой траектории и аналог канонического преобразования Гамильтона, названный преобразованием Тейлора. Доказывается обобщенная теорема Лиувилля и ряд сопутствующих теорем о сохранении обобщенного фазового объема при преобразовании Тейлора. Рассматриваются преобразования, сохраняющие обобщенный фазовый объем, и аналог принципа неопределенности для физической системы в обобщенном фазовом пространстве.

Рассматривается построение векторного анализа в обобщенном фазовом пространстве ( $\Psi$ -векторный анализ). Определяются основные операции над элементами обобщенного фазового пространства, норма, скалярное произведение,  $\Psi$ -векторное произведение. Строятся дифференциальные операторы. Например, предложен многомерный дифференциальный оператор ротора в  $\Psi$ -векторном анализе —  $\Psi$ -ротатор. Также рассматриваются аналоги классических теорем векторного анализа в обобщенном фазовом пространстве.

Получено уравнение движения в обобщенном фазовом пространстве. Показывается, что при движении физической системы по обобщенной фазовой траектории сохраняется некоторая величина, которая была названа обобщенной энергией системы. Из закона сохранения обобщенной энергии выводятся уравнения движения в обобщенном фазовом пространстве, содержащие обобщенную силу Лоренца.

Сформулирован обобщенный принцип наименьшего действия. Записаны уравнения Гамильтона и Эйлера-Лагранжа, показана их связь с уравнениями движения, полученными из закона сохранения обобщенной энергии. В частности, закон сохранения обобщенной энергии дает обобщенные уравнения движения, содержащие обобщенную силу Лоренца. Рассматриваются консервативные и неконсервативные системы в обобщенном фазовом пространстве. Показана взаимосвязь между ними. В качестве примера приводится вывод уравнения движения с учетом синхротронного излучения.

Рассматриваются функции распределения вероятностей  $f(\vec{\xi}, t) = f(\vec{r}, \vec{v}, \dot{\vec{v}}, \dots, t)$ , для физической системы, находящейся в состоянии  $\vec{\xi}$  в момент времени  $t$ . Выводится цепочка уравнений Власова для функции распределения вероятностей  $f(\vec{\xi}, t)$  в обобщенном фазовом пространстве. Выводится обобщенное уравнение Лиувилля в обобщенном фазовом пространстве как частный случай цепочки уравнений Власова. Дается геометрическая интерпретация соответствия вероятностного и детерминированного описания физической системы в обобщенном фазовом пространстве. Показано, что поверхность, определяемая функцией распределения вероятностей, состоит из обобщенных фазовых траекторий, которые являются характеристиками для цепочки уравнений Власова. Приводится пример точно решаемой задачи об ударной волне для электрического и гравитационного поля, иллюстрирующий геометрическую связь между функцией распределения вероятностей и классическими траекториями движения.

### Литература:

1. Боголюбов Н. Н. Проблемы динамической теории в статистической физике. М.; Л.: Гостехиздат, 1946.
2. Боголюбов Н. Н. (мл.), Садовников Б. И. Некоторые вопросы статистической механики. М.: Высш. шк., 1975.
3. Иноземцева Н. Г., Садовников Б. И. Эволюция функциональной гипотезы Н. Н. Боголюбова и нелокальность процессов переноса в гидродинамике твердых сфер // Физика элементарных частиц и атом. ядра. 1987. Т. 18. В. 4. С. 878–903.
4. Крылов Н. М., Боголюбов Н. Н., Введение в нелинейную механику, НИЦ «РХД», 2004, 353 стр.
5. Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, Наука, 1984.
6. Перепёлкин Е. Е., Садовников Б. И., Иноземцева Н. Г., Обобщенное фазовое пространство, Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова Москва, 2014, 164 стр.

## ОПТИМИЗАЦИЯ ДИНАМИКИ ПУЧКА В ЦИКЛОТРОНЕ

Ст. науч. сотр. *Перепёлкин Е. Е.*, научн. сотр. *Сысоев П. Н.*  
профессор *Иноземцева Н. Г.*

Основы рассмотрения задачи многих тел восходят к фундаментальным работам Н. Н. Боголюбова [1]. Так поведение пучка заряженных частиц в циклотроне является одним из важных направлений [2, 3]. Как известно, в современных физических исследованиях, как в области фундаментальной, так и прикладной физики, используют ускорители заряженных частиц. Одним из таких ускорителей является циклотрон [4], получивший широкое распространение в различных сферах деятельности человека таких, как протонная и углеродная терапия, обнаружение взрывчатых веществ на таможне, промышленное применение, фундаментальные исследования в области ядерной физики.

Целью работы является построение комплексного математически выверенного и обоснованного подхода к проведению высоко реалистичного моделирования и оптимизации ускорительных систем с использованием современных компьютерных технологий – вычислений на графических процессорах (GPU) [5]. Достижение указанной может быть реализовано решением следующих проблем [6]:

- формулировка математических постановок и решение задач, таких, как задача учета потерь частиц в пучке на структурных элементах установки; задачи обратной трассировки частиц; задачи о гладком сопряжении центральной траекторий инфлектора и циклотрона; задачи определения формы инфлектора с учетом краевого электрического поля [7]; задачи центрирования центральной траектории пучка [8]; оценка точности решения задачи учета эффекта пространственного заряда пучка;
- разработка численных алгоритмов, обладающих высокой эффективностью и простотой в реализации с целью повышения надежности получаемого результата. Тестирование численных алгоритмов на аналитических решениях;
- программная реализация комплексного моделирования и оптимизации системы в целом с высокой степенью детализации ее параметров и скоростью вычислений. Коммуникация программного комплекса с различными САД-системами с привлечением современных вычислительных систем, обладающих наилучшим соотношением производительность/потребляемая мощность.

Предложен принципиально новый подход к решению проблемы учета потерь частиц в пучке на структурных элементах установки (триангуляционный подход); сформулирована новая постановка задачи обратной трассировки частиц; получено аналитическое решение задачи о гладком

сопряжении центральной траекторий инфлектора и циклотрона; сформулирована и решена новая постановка задачи определения формы инфлектора с учетом краевого электрического поля; сформулирована новая постановка задачи центрирования центральной траектории пучка; предложен метод оценки точности решения задачи учета эффекта пространственного заряда пучка; впервые была применена современная технология параллельного программирования на графическом процессоре GPU для решения проблемы комплексного моделирования и оптимизации динамики пучка в циклотроне; разработан программный комплекс **CBDA** (Cyclotron Beam Dynamics Analysis), реализующий все основные численные алгоритмы комплексного подхода моделирования и оптимизации, предложенные в диссертационной работе, с использованием современной компьютерной технологии — параллельных вычислений на графических процессорах (GPU).

#### Литература:

1. Боголюбов Н. Н. Проблемы динамической теории в статистической физике. М.; Л.: Гостехиздат, 1946
2. Власов А. А. Нелокальная статистическая механика. М.: Наука, 1978. 264 с.
3. Козлов В. В. // УМН. 2008. Т. 64. В. 4 (382). С. 93–130.
4. E. O. Lawrence and M. L. Livingston. Phys. Rev., 37, 1707, 1931.
5. <http://www.nvidia.com>, официальный сайт компании NVIDIA.
6. Иноземцева Н. Г., Садовников Б. И., Перепёлкин Е. Е. Оптимизация алгоритмов задач математической физики для графических процессоров. Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова Москва, 2012, 256 стр.
7. Перепелкин Е. Е. Аналитическая модель краевого поля инфлектора в циклотроне. Журнал "Математическое моделирование", т. 24, № 3, с. 48–64, 2012.
8. Перепелкин Е. Е. 3-х мерная математическая модель оптимизации центральных электродов циклотрона. Вестник РУДН, "Математика. Информатика. Физика." № 4. с. 96–106, 2011.

## О СУЩЕСТВОВАНИИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ ТРЕТЬЕГО РОДА В СВЕРХКРИТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ: ЭКСПЕРИМЕНТ И ТЕОРИЯ

Профессор *Николаев П. Н.*

Попытки обнаружить фазовый переход третьего рода предпринимались давно. Они восходят к появлению классификации фазовых переходов по Эренфесту [1]. Но данная задача является существенно более сложной,

даже по сравнению с локализацией фазовых переходов второго рода. Для ее решения надо либо найти изломы на вторых производных от потенциала Гиббса, либо разрывы третьих производных от данного потенциала [2, 3].

Для экспериментальных исследований проще находить изломы на вторых производных от потенциала Гиббса. В этом случае мы имеем дело с функциями, обладающими ясным физическим смыслом: теплоемкость при постоянном давлении, изотермическая сжимаемость, адиабатический модуль объемной упругости и т.п. Производные третьего порядка от потенциала Гиббса не имеют ясно определенного физического смысла и представляют собой формальные коэффициенты.

Поскольку фазовые переходы третьего рода — достаточно тонкий эффект, то естественно их искать в области, где нет фазовых переходов более низкого порядка. В качестве такой области в последние годы используется сверхкритическая область фазовой диаграммы веществ [3, 4].

С момента появления классификации фазовых переходов Эренфеста возник ряд трудностей. Во-первых, эта классификация оказалась не достаточно общей. Появилось много исключений из данной классификации: критические явления, фазовые переходы  $\lambda$ -типа и т.д. Во-вторых, само понятие фазы должно быть уточнено. В противном случае одни и те же фазовые переходы, например, бозе-эйнштейновскую конденсацию, могут одновременно относить к фазовым переходам первого и третьего рода [2, 5].

Наиболее сложная проблема, которая появляется при экспериментальном определении вторых производных от потенциала Гиббса — это точность, которая должна быть достаточно высокой, чтобы оценить и дифференциальные характеристики кривых.

У вторых производных от потенциала Гиббса наибольший интерес представляют линии экстремумов. Обычно именно их связывают с кривыми, где могут быть такие особенности фазовой диаграммы, которые можно интерпретировать как фазовый переход. В сверхкритической области имеется целый ряд линий экстремумов, представляющих интерес с этой точки зрения. Но все они наиболее рельефно выделяются в окрестности критической точки, где сама точность измерений не достаточно высока из-за больших флуктуаций. Поэтому экспериментальное подтверждение или опровержение наличия в данной области фазовых переходов третьего рода по классификации Эренфеста составляет проблему.

В этой связи результаты обычного эксперимента по поиску фазовых переходов третьего рода трудно интерпретировать однозначно. В этой связи стали использовать метод машинного эксперимента [3].

В работе [6] методом молекулярной динамики для системы с потенциалом взаимодействия Леннард-Джонса получена зависимость изотермической сжимаемости как функция давления при трех фиксированных температурах  $\theta_1^* = 1.36$ ,  $\theta_2^* = 1.38$  и  $\theta_3^* = 1.42$ . Это температуры находятся в

непосредственной близости от критической точки. Целью работы было подтвердить или опровергнуть наличие излома на данных кривых, то есть наличие или отсутствие фазового перехода третьего рода, предсказанного в работе [7]. Излом обнаружен не был, и при этом были найдены достаточно четко очерченные максимумы кривых. В настоящей работе эти экспериментальные данные используются для сравнения теоретически найденной по методу обобщенного приближения Ван Лаара линии максимумов изотермической сжимаемости как функция давления в зависимости от температуры с данными молекулярной динамики.

Хорошее совпадение теоретических и экспериментальных данных говорит о том, что изотермическая сжимаемость может быть описана на классе аналитических функций, не имеющих разрывов производных. Это подтверждает вывод, сделанный в работе [6] об отсутствии фазовых переходов третьего рода.

В той же работе методом молекулярной динамики определена зависимость теплоемкости при постоянном давлении как функция давления при тех же трех указанных выше температурах. Задача стояла та же самая — подтвердить или опровергнуть наличие изломов на данных кривых. Изломов также не было обнаружено, но были найдены хорошо очерченные максимумы кривых теплоемкости при рассматриваемых температурах.

Хорошее совпадение полученных в данной работе теоретических и экспериментальных данных также говорит о том, что и теплоемкость при постоянном давлении может быть описана на классе аналитических функций, не имеющих разрывов производных. Обращает на себя внимание и тот факт, что кривые линии максимумов изотермической сжимаемости и линии максимумов теплоемкости при постоянном давлении заметно разнесены на плоскости  $(\theta, p)$ , что также может служить аргументом в пользу отсутствия фазовых переходов третьего рода.

В этой связи можно утверждать, что в сверхкритической области системы, взаимодействие между частицами которой описывается потенциалом взаимодействия Леннард-Джонса, фазовых переходов третьего рода по классификации Эренфеста нет.

Учитывая универсальный характер потенциала взаимодействия Леннард-Джонса, мы можем утверждать, что в данной области нет фазового перехода данного типа как универсального явления, линия которого, как предполагалось, должна была начинаться в критической точке.

Вместе с тем вопрос о существовании таких фазовых переходов для более сложных потенциалов взаимодействия остается открытым. Данный вопрос требует дополнительного исследования [3]. На это наводит результат современных исследований фазовой диаграммы воды, особенности которой во многом определяются структурой молекулы относительно простого вида [6].

Открытым остается данный вопрос и для многокомпонентных систем, где заранее нельзя предсказать результат, исходя из результатов для однокомпонентной системы, взаимодействие между частицами которой осуществляется, например, посредством потенциала Леннард-Джонса [3].

Тем не менее, если резюмировать имеющиеся на настоящее время результаты экспериментальных исследований, как непосредственных, так и на основе машинного эксперимента, то фазовых переходов третьего рода обнаружено не было.

Что касается теоретических исследований, то они обычно изначально ориентированы либо на наличие фазового перехода третьего рода, как, например, в [7], либо на его отсутствие. Первичным при этом является эксперимент [8, VII, с. 139], хотя роль математики при этом чрезвычайно высока [8, VI, с. 232].

#### Литература:

1. Ehrenfest P. // Leiden Comm. Suppl. 1933. N 75b. P. 8.
2. Базаров И.П., Бондаренко В.В. // Ж. физ. хим. 1996. **70**. С. 1198.
3. Zhu J., Zhang P., Wang H., Site L. D. // J. Chem. Phys. 2014. **140**. 014502.
4. Николаев П. Н. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2014. № 2. С. 31.
5. Румер Ю. Б., Рывкин М. Ш. Термодинамика. Статистическая физика и кинетика. Наука. М., 1977.
6. Wang H., Site L. D., Zhang P. // J. Chem. Phys. 2011. **135**. 224506.
7. Ma T., Wang S. // AIP Advances 2011. **1**. 042101.
8. Le opera di Galileo Galilei. Edizione Nazionale. V.I–XX. Firenze, 1929-9.

## НЕЛИНЕЙНЫЕ УРАВНЕНИЯ СОБОЛЕВСКОГО ТИПА И ЯВЛЕНИЕ РАЗРУШЕНИЯ

Профессор *А. Г. Свешников*, профессор *М. О. Корпусов*,  
науч. сотр. *Е. В. Юшков*, ст. преподаватель *А. А. Панин*

На протяжении более 20 лет научная группа в составе проф. А. Г. Свешникова, проф. М. О. Корпусова и их учеников изучает уравнения соболевского типа и, в частности, явление разрушения решений неклассических задач математической физики.

Идея изучения разрушения восходит, в частности, к работам [1] и [2]. Причем к важнейшим результатам авторов следует отнести принципиальную модификацию энергетического метода Н. А. Levine'a [2], заключающуюся в рассмотрении широкого класса дифференциальных неравенств (вместо одного неравенства Левина). Это позволило ослабить требования на оператор задачи и чрезвычайно расширить круг задач.

К физике полупроводников, в частности, относится начально-краевая задача для уравнения  $\frac{\partial}{\partial t} \left( \Delta u + \sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \left| \frac{\partial u}{\partial x_i} \right|^{p-2} \frac{\partial u}{\partial x_i} \right) \right) + |u|^q u = 0$ , где  $u$  – потенциал эл. поля ([3], гл. 3, § 3). Разрушение решения соответствует пробой. Другой распространенной моделью для кристаллических полупроводников может послужить уравнение  $\frac{\partial}{\partial t} (u_{xx} - u) + u_{xx} + uu_x = 0$ , рассмотренное в [4], где показано, что если эл. поле на одной из границ слоя полупроводника поддерживается равным среднему значению поля в слое, то происходит пробой.

Некоторые работы школы Свешникова–Корпусова посвящены ионно-звуковым волнам в плазме, см. [5], [6]. Среди недавних результатов М. О. Корпусова — вычисление [7] критических показателей  $q$  соболевских задач Коши типа  $\frac{\partial^2}{\partial t^2} (\Delta u + |u|^q) + \Delta u = 0$ ,  $u(x, 0) = u_0(x)$ ,  $u_t(x, 0) = u_1(x)$  (и ей подобных). Так, при  $1 < q \leq q_{cr}$  (где  $q_{cr} = N / (N - 2)$ ,  $N$  – размерность пространства),  $u_0(x) \equiv 0$  и отличном от 0  $u_1(x)$  показано, что решение не существует даже локально по времени. (Явление мгновенного разрушения.) При остальных начальных данных получены результаты о разрешимости.

Еще одним главным достоинством модифицированного энергетического метода Корпусова–Свешникова является возможность его применения к исследованию эффекта разрушения в соболевских задачах гидродинамики. Например, системы типа Осколкова или системы с нелинейной вязкостью поддаются только этой модификации из всех энергетических методов. В частности, в работе [8] доказано появление разрушения в интегро-дифференциальной системе, описывающей движение жидкости Кельвина–Фойгта при наличии источников для несжимаемой жидкости

$$(u - \Delta u)_t - \Delta u + (u, \nabla)u - |u|^2 u - \int_0^t e^{-(t-s)} \Delta u ds = -\nabla p; \quad \operatorname{div}(u) = 0, \quad u|_{t=0} = u_0(x),$$

$$u|_{\partial\Omega \times [0, T]} = 0.$$

Получены достаточные условия разрушения решения за конечное время, при этом на малых временах доказано не только существование решения, но и его единственность. Энергетический метод, обеспечивая результат о разрушении в самом общем виде, дает возможность уделить пристальное внимание гладкости разрушающихся решений, а также оценкам на скорость разрушения и на времена образования сингулярности.

К сожалению, энергетический метод не позволяет доказать разрушающего влияния градиентной нелинейности. Это можно проследить на примере интересного результата: в 1966 году О. А. Ладыженской было выдвинуто предположение, что невозможность доказательства корректности задачи Навье–Стокса может быть связана со слабой диссипацией  $\Delta u$  [9]. После этой идеи было предложено несколько моделей вязких жидкостей с такой нелинейностью, чтобы задача без источника имела единственное решение на любом промежутке времени. Однако с помощью энергетического метода мы показали, что степенной источник опять приводит к разрушению за конечное время, несмотря на сглаживающую сильно нелинейную диссипацию. Например, для задач вида  $(u - \Delta u)_t - \text{Vis}(u)\Delta u + (u, \nabla)u - |u|^2 u = -\nabla p; \text{div}(u) = 0, u|_{t=0} = u_0(x), u|_{\partial\Omega \times [0, T]} = 0, \text{Vis}(u) = \nu_0 + \nu_1 \int \text{rot}^2(u) dx$  доказано существование решения локально во времени и получена оценка на скорость разрушающегося решения и двусторонняя оценка на время разрушения. Исследован широкий класс нелинейных вязкостей и показано их влияние на время жизни решения [10].

Качественное исследование эффекта разрушения в задачах гидродинамики показало, что несмотря на то что нелинейный источник приводит к разрушению гораздо быстрее градиентной нелинейности, нелинейности типа  $(u, \nabla)u$  и  $uu_x$  тоже могут приводить к образованию сингулярности в начально-краевых задачах за конечное время. Из уравнений соболевского типа подробно были исследованы задачи Бенжамена–Бона–Махони–Бюргера  $(u - u_{xx})_t - u_{xx} + uu_x = 0,$  Розенау–Бюргера  $(u + u_{xxx})_t + u_{xx} - uu_x = 0$  и Кортвега–де Фриза–Бенжамена–Бона–Махони  $(u - u_{xx})_t + u_{xxx} + uu_x = 0.$

Основным методом для изучения разрушающего влияния градиентной нелинейности оказался метод нелинейной емкости, предложенный в 2001 году С. И. Похожаевым и Э. Митидиери [11]. Были исследованы слабые и сильные решения, получены оценки на времена разрушений и их скорость. Детально изучен главный недостаток метода Похожаева–Митидиери, связанный с вопросом локальной во времени разрешимости задачи при граничных условиях, обеспечивающих разрушение. Проблему удалось решить методом сжимающих отображений. В частности, для начально-краевой задачи  $(u_{xx} - u)_t + u_{xx} - uu_x = 0, x \in (0, L); u(0, t) = u_x(0, t) = 0, u(x, 0) = u_0(x)$  была доказана

**Теорема.** Предположим, что для некоторой  $\lambda \geq 3$  начальная функция удовлетворяет неравенству  $J(0) > t/k,$

$$J(t) = \int_0^L (L-x)^{\lambda-3} (\lambda(\lambda-1) - (L-x)^2) ((L-x)u - (\lambda-1)) dx, \quad \text{тогда локально}$$

существующее во времени единственное решение разрушается за конечное время. При этом имеет место оценка снизу на скорость разрушения

$$J(t) \geq \frac{m(kJ(0) + m) + (kJ(0) - m)\exp(2mkt)}{k(kJ(0) + m) - (kJ(0) - m)\exp(2mkt)},$$

где

$$m^2 = \frac{(\lambda-1)^2 L^\lambda}{2}, \quad k^2 = \frac{L^{2-\lambda}}{2} \left| \frac{\lambda(\lambda-1)^2}{\lambda-2} - \frac{2}{\lambda}(\lambda-1)L^2 + \frac{\lambda L^4}{\lambda(\lambda+2)} \right|^{-1}.$$

Дальнейшее развитие методов теории разрушения оказалось настолько плодотворным, что группой Свешникова–Корпусова были получены результаты о разрушении в широком классе задач математической физики: для уравнения Кадомцева–Петвиашвили, системы мелкой воды, уравнения Хохловой–Заболоцкого–Кузнецова, Островского, Захарова–Кузнецова, уравнения Бюргера и других – далеко выходящих за рамки класса соболевских уравнений [12].

### Литература:

1. В. К. Калантаров, О. А. Ладыженская. Зап. науч. сем. ЛОМИ, 1977, т. 69, с. 77–102.
2. Н. А. Levine. Trans. Amer. Math. Soc. 192 (1974), 1–21.
3. А. Г. Свешников, А. Б. Альшин, М. О. Корпусов, Ю. Д. Плетнер. Линейные и нелинейные уравнения соболевского типа. М.: Физматлит, 2007.
4. М. О. Корпусов, А. А. Панин. ТМФ, 2013, т. 175, № 2, с. 159–172.
5. М. О. Корпусов. Изв. РАН. Сер. матем., 2012, т. 76, вып. 2, с. 103–140.
6. Ю.В. Мухартова, А. А. Панин. Мат. зам., 2012, т. 91, вып. 2, с. 225–239.
7. М. О. Корпусов. Межд. науч. сем. «Актуальные проблемы математической физики». Сб. тезисов докладов. М.: МГУ, физический факультет, 2014, с. 15–18.
8. Юшков Е. // Изв. РАН. Сер. Матем. 2012. Т. 76, № 1. С. 201–224.
9. Ладыженская О.А. Тр. МИАН СССР, 102, 1967, 85–104.
10. Юшков Е. // Математические заметки. — 2014. — Т. 95, № 4. — С. 615–629.
11. Mitidieri, E.; Pokhozhaev, S. I. Tr. Mat. Inst. Steklova, 234 (2001).
12. Korpusov M., Yushkov E. // El. Jour. of Diff. Eq. 2014. Vol. 2014, no. 69. P. 1–16.

**Подсекция:**  
**МЕТОДИКА ПРЕПОДАВАНИЯ**

Сопредседатели  
профессор А. М. Салецкий, профессор Б. А. Струков,  
профессор Б. С. Ишханов

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НАУЧНО-ПОПУЛЯРНОЙ ЛИТЕРАТУРЫ ДЛЯ РАЗВИТИЯ ИНТЕРЕСА К ФИЗИКЕ У УЧЕНИКОВ ВЕЧЕРНЕЙ ФИЗИЧЕСКОЙ ШКОЛЫ

Доцент *Рыжиков С.Б.*, ст. науч. сотр. *Рыжикова Ю.В.*

Принятый ФГОС особое внимание придает развитию творческих, исследовательских способностей школьников. Поэтому обучение в Вечерней физической школе (ВФШ) направлено на развитие исследовательских способностей учеников.

В начале учебного года пришедшим в ВФШ школьникам предлагается подготовить доклады по интересующим их темам. Преподаватели ВФШ – студенты физического факультета МГУ – дают некоторое количество тем на выбор, но при этом школьники могут сами придумать практически любую тему доклада, лишь бы она имела отношение к физике или астрономии.

При этом преследуются две цели:

- помочь школьникам глубже вникнуть в интересующие их проблемы в области физики и астрономии;
- дать школьникам возможность получить опыт подготовки доклада с презентацией и выступления перед сверстниками.

Анализ выбранных школьниками тем, показывает, что большинство школьников предпочитают темы, связанные с передовыми направлениями науки и техники, которые постоянно упоминаются в СМИ:

- черные дыры, темная материя и энергия;
- БАК и физика элементарных частиц;
- нанотехнологии.

Многие школьники выбирают темы, касающихся окружающих их красивых явлений природы и достижений техники: радуга, молнии и громоотводы, GPS и ГЛОНАСС, мобильные телефоны, компьютеры и др. Со всем небольшая часть школьников выбирают темы историко-гуманитарного направления: жизнь и творчество М.В. Ломоносова, история воздухоплавания и т.д.

Обращает внимание, что школьников практически не вдохновляют темы, связанные с текущим школьным материалом.

Опыт показывает, что при рассказе о передовых направлениях науки и техники школьники редко стремятся хотя бы примерно представить физические основы проблем, ограничиваясь нахождением красивых картинок в интернете. Заметим, что информация в интернете часто не является систематизированной, поэтому школьники могут не понимать, что для исследования черных дыр и пр., нужно планомерно изучать физику, в том числе текущий школьный курс.

В связи с этим необходимо рекомендовать школьникам искать интересующую их научную информацию не столько в интернете, сколько в учебной и научно-популярной литературе, которая удовлетворяет следующим требованиям:

- с одной стороны в ней присутствует занимательное повествование о достижениях науки и техники;
- с другой стороны, представленная информация не является чисто описательной, и сопровождается объяснением физических законов, лежащих в основе этих достижений, с применением формул, качественных оценок и количественных расчетов.

Среди книг удовлетворяющих указанным требованиям можно выделить классическую серию произведений Я.И. Перельмана: «Занимательная физика», «Занимательная астрономия», «Занимательные задачи и опыты» и др. К сожалению, эти книги были написаны более полувека назад, и значительно устарели. Из современных книг можно рекомендовать школьникам [1]-[3], а также изданную в 2014 г. издательством ОЛМА энциклопедию [4].

#### Литература

1. Маковецкий П.В. Смотри в корень. – М.: Наука. – 1991.
2. Энциклопедия для детей. Физика. – М.: Мир энциклопедий Аванта+. – 2000.
3. Тарасов Л.В. Физика в природе. – М.: Вербум-М. – 2002.
4. Рыжиков С.Б., Рыжикова Ю.В. Энергия и движение. Физика: Энциклопедия ОЛМА. М.: ОЛМА Медиа групп. – 2014.

### ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ ПО МЕХАНИКЕ КАК СОСТАВНАЯ ЧАСТЬ ИННОВАЦИОННОГО УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА

*Доцент Никанорова Е.А.*

Преподавателями кафедры общей физики физического факультета МГУ создан инновационный учебно-методический комплекс «Университетский курс общей физики», охватывающий все разделы курса общей физики и все направления его преподавания: лекции, семинарские занятия и общий физический практикум.

Раздел «Механика» является первой частью курса общей физики, преподаваемого на физическом факультете МГУ в течение первых лет обучения. Непосредственное общение преподавателей со студентами и оценка уровня подготовки студентов происходят на семинарах и в лабора-

ториях общего физического практикума, что повышает требования к проведению данных видов занятий.

Коллективом преподавателей кафедры общей физики физического факультета МГУ написано три учебных пособия, посвященных практическому изучению механики в курсе общей физики: методика решения задач механики, предназначенная для студентов первого курса [1], разработка семинарских занятий по механике для преподавателей [2] и лабораторный практикум по механике [3, 4]. Перечисленные учебные пособия написаны в едином ключе, в них использованы общие схемы и методы решения задач механики.

Развитие навыков проведения эксперимента и анализа его результатов происходит в процессе занятий студентов в общем физическом практикуме. При выполнении лабораторных работ студент-первокурсник впервые выполняет научный эксперимент, поэтому важно, чтобы с первых дней обучения он привыкал не только к корректному выполнению экспериментальной работы, но и грамотной обработке ее результатов. Мы считаем важным в описании каждой лабораторной работы подробно описывать не только порядок выполнения эксперимента, но и, например, приводить формы таблиц для занесения экспериментальных данных. Поскольку курс лекций о математической обработке результатов физического эксперимента читается студентам в течение всего первого семестра, и студенты еще не успели изучить методы обработки, то необходимым является также давать подробные сведения об оценках погрешностей в описании каждой лабораторной работы. Студенты учатся анализировать полученные результаты и делать выводы на основании проведенных исследований. Этот этап выполнения задачи общего физического практикума имеет своей целью подготовить студентов к написанию в дальнейшем курсовых, дипломных работ и научных статей.

Материалы пособия «Лабораторный практикум по механике» предназначены для самостоятельной подготовки студентов. Описания лабораторных работ объединены в главы и имеют общее теоретическое введение.

В теоретическом введении к главе даны определения физических величин, приведены формулировки законов, используемых в работах, выведены основные формулы. В конце каждой главы приведен список литературы, позволяющий более глубоко ознакомиться с теоретическим материалом, изучаемым в работе.

В данном учебном пособии использована единая структура изложения материала каждой лабораторной работы:

1. Цель работы.
2. Идея эксперимента.
3. Теоретическое введение.
4. Экспериментальная установка.

5. Проведение эксперимента.
6. Основные итоги работы.
7. Контрольные вопросы.

Представленные в пособии лабораторные работы являются результатом работы нескольких поколений преподавателей кафедры общей физики физического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова.

### Литература

1. В. С. Русаков, А. И. Слепков, Е. А. Никанорова, Н. И. Чистякова. Механика. Методика решения задач. М.: Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, 2010. – 366 с.
2. Т. А. Бушина, М. А. Комарова, Е. А. Никанорова, В. С. Русаков, А. И. Слепков, Н. И. Чистякова. Механика. Разработка семинарских занятий (Университетский курс общей физики). Учебное пособие г. Москва, ISBN 978-5-8279-0119-8, 2014, 764 с.
3. Лабораторный практикум по механике. Часть I. Учебное пособие / А. Л. Клавсюк, Е. А. Никанорова, А. М. Салецкий, А. И. Слепков. – М.: ООП Физ. фак-та МГУ, 2014, 215 с.
4. Лабораторный практикум по механике. Часть 2. Учебное пособие / А. Л. Клавсюк, Е. А. Никанорова, А. М. Салецкий, А. И. Слепков. – М.: ООП Физ. фак-та МГУ, 2014, 65 с.

## РЕЙТИНГ УЧЕБНЫХ ДОСТИЖЕНИЙ СТУДЕНТОВ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ТЕСТИРОВАНИЙ

Ст.науч.сотр. *Терентьев М.А.*

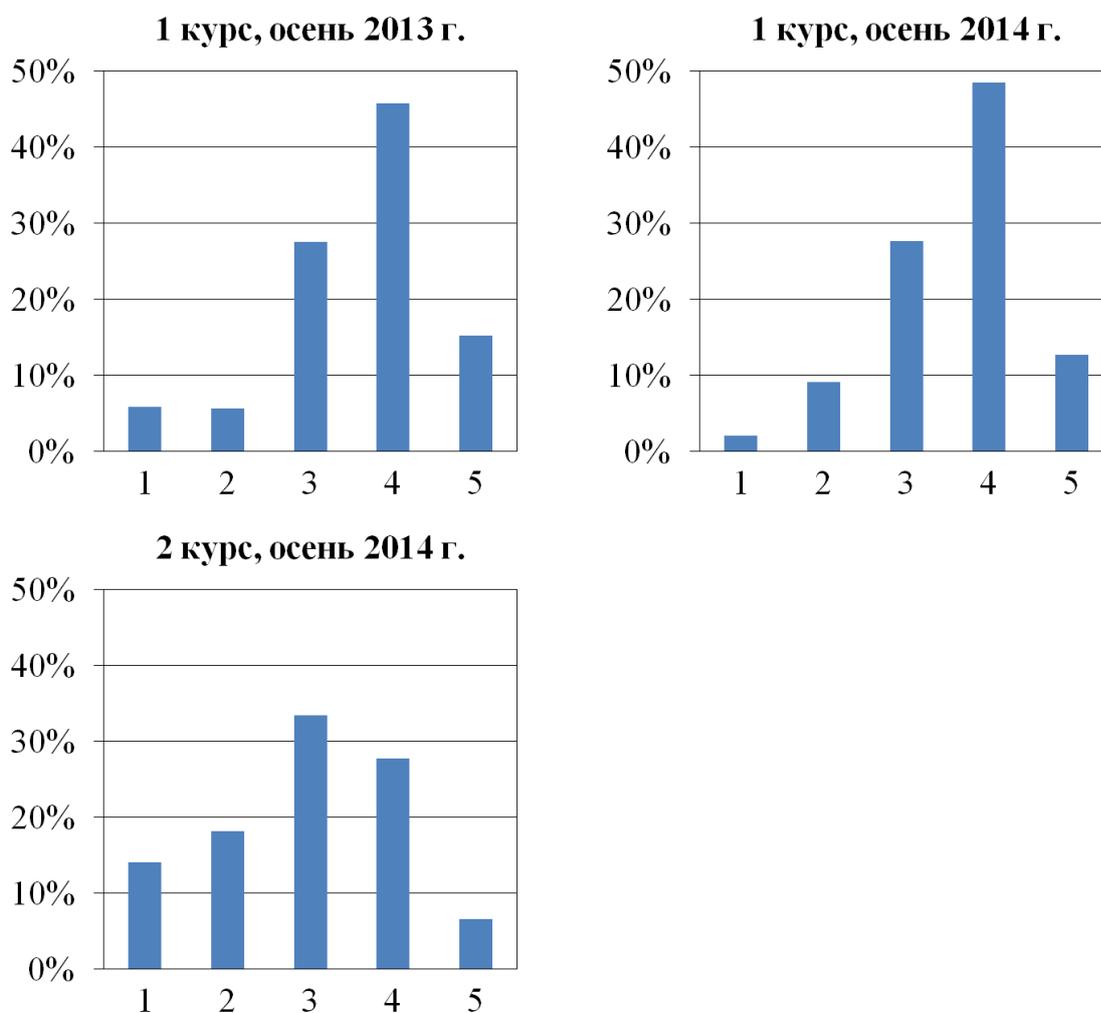
В прошлом году на физическом факультете МГУ начала внедряться балльно-рейтинговая система (БРС), цель которой состоит в непрерывном во времени учёте учебных достижений студентов, включая выполнение тестирований, контрольных, самостоятельных и домашних работ, учёт посещаемости занятий и т.д. За каждый результат или активность студент получает от преподавателя то или иное количество баллов, одновременно заносящееся в специальную базу данных. Суммируя баллы того или иного студента, можно проследить за его успехами в течение семестра. Общую сумму баллов можно использовать для создания рейтинга учебных достижений студентов, располагая студентов в порядке убывания их баллов, и далее наблюдать за динамикой этого рейтинга на протяжении семестра, а также всего времени обучения.

Результаты тестирований на текущую успеваемость, проводимых Центром контроля качества образования физического факультета для студентов 1-3 курсов, можно использовать для формирования частичного

рейтинга учебных достижений. Главные преимущества такого рейтинга состоят в отсутствии влияния на него субъективного мнения преподавателей, а также в оперативности формирования рейтинга.

В рамках настоящего исследования частичный рейтинг был построен по результатам всех тестирований, проведённых ЦККО в осеннем семестре 2014/2015 учебного года на 1 и 2 курсах, а также в осеннем семестре 2013/2014 учебного года на 1 курсе (нынешний 2 курс).

Первичный анализ полученных рейтингов заключался в исследовании плотности распределения студентов по различным диапазонам суммы баллов. Для этого шкала баллов от нуля до максимально возможного была равномерно разбита на 5 «диапазонов успеваемости» (соответственно возрастанию баллов) и построены соответствующие диаграммы.



Сравнение диаграмм для первых курсов разных годов поступления показывает, что тестирование позволяет формировать рейтинг учебных достижений, отличающийся хорошей стабильностью относительно влияния различных случайных факторов (небольшая прибавка в нижнем

диапазоне 1 курса 2013 г. по сравнению с 1 курсом 2014 г. отвечает группе студентов, восстановившихся или переведённых из других вузов на 2 курс в 2014 г. и тем самым не писавших тесты год назад вместе со своими нынешними однокурсниками).

Распределение студентов по диапазонам успеваемости на 2 курсе отличается от 1 курса существенным сдвигом в сторону снижения успеваемости. Поскольку тестовые задания формируются исходя из установки проверять лишь базовые знания и навыки студентов, а потому не содержат сложного материала, который мог бы обусловить такой сдвиг, это свидетельствует об ослаблении ответственности студентов по отношению к учёбе. Отчасти наблюдаемый сдвиг отражает некоторое снижение явки второкурсников на тестирования.

Более детальный анализ позволяет проследить за движением студентов в рейтинге от семестра к семестру. Например, около четверти студентов верхнего диапазона через год остались примерно на тех же позициях, ещё четверть сместились значительно, оставаясь в пределах диапазона, половина перешла в нижестоящие диапазоны, а несколько человек поднялись в верхний диапазон из нижестоящих.

### 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.

**Подсекция:**  
**НАУКИ О ЗЕМЛЕ**

Сопредседатели  
профессор В. Е. Куницын, профессор В. Б. Лапшин,  
профессор К. В. Показеев

## ГРАВИТАЦИОННАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ В ГЕОСФЕРАХ

Ст. преподаватель *Косых Т. Б.*, вед. научн. сотр. *Перов С. П.* (ЦАО), профессор *Показеев К. В.*, зав. лаб. *Сидоренков Н. С.* (Гидрометцентр)

Явление синхронизации, открытое Х. Гюйгенсом в 1665 г. при опытах с маятниковыми часами, размещенными на одной балке, было описано после Гюйгенса многими исследователями, наблюдавшими это явление в других системах. Например, уже несколько столетий известна синхронизация в живых организмах (биологические часы, циркадные и сезонные ритмы), в акустических системах органичных труб.

Новый этап в исследовании синхронизации был связан с развитием электро- и радиотехники (1920-е годы, В. Экклес и Дж. Винсент, Э. Эпплтон и Б. Ван-дер-Поль).

Большой вклад в теорию синхронизации внесли работы советских физиков, в первую очередь Л. И. Мандельштама и Н. Д. Папалекси, показавших, что при воздействии периодической внешней силы на автоколебательную систему может наблюдаться ряд нелинейных резонансных явлений, получивших название резонансов  $n$ -го рода. Если частота внешнего воздействия близка к частоте, которая в целое число раз больше или меньше частоты свободных колебаний, то возникает синхронизация (или захват) частоты, на обер- или унтертонах, когда частота автоколебаний становится в целое число раз меньше или больше частоты внешней силы. Исследования синхронизации колебаний различных систем получили дальнейшее развитие в работах А. А. Андропова, К. Ф. Теодорчика, В. В. Мигулина и других ученых, сформировавших школу физики колебаний в Московском университете.

Обычно выделяют следующие основные формы синхронизации:

— синхронизация внешней силой в нелинейной диссипативной автоколебательной системе (дополнительное внешнее периодическое воздействие с частотой, близкой к частоте колебаний автономной системы или кратной ей). Эти явления иногда называют захватыванием частоты (при кратных частотах — ультрагармоническим или субгармоническим захватыванием или синхронизацией на обертонах и унтертонах);

— взаимная синхронизация связанных систем;

— синхронизация колебательных мод в непрерывной колебательной среде, которая может приводить к конкуренции мод и вызывать автомодуляцию автоколебательных систем;

— фазовая синхронизация в автоколебательных хаотических системах; очень сильная связь ведет к режиму полной синхронизации хаотических систем.

Обобщение экспериментальных и теоретических исследований привело к пониманию того, что синхронизация — это весьма универсальное

фундаментальное физическое явление, состоящее в подстройке ритмов осциллирующих объектов за счет слабого взаимодействия между ними, широко распространенное в физических системах.

В последнее время все большее внимание уделяется исследованию явления синхронизации в геофизике.

В первой половине XX века метеорологи обратили внимание на то, что синоптические процессы в Евразии (от Гренландии до Енисея) эволюционируют не непрерывно, а скачкообразно (Мультиановский, Вангенгейм). При анализе сборно-кинематических карт было замечено, что структуры барических полей существуют в течение нескольких дней, а затем быстро радикально трансформируются. Возникшая картина сохраняется несколько дней — до следующей перестройки.

В наше время было установлено, что большая часть перестроек синоптических процессов происходит вблизи моментов смены режима скорости вращения Земли (СВЗ) — ее экстремумов, определяемых солнечно-лунными гравитационными приливами (Сидоренков). Как известно из-за эффекта земных зональных приливов в течение лунного месяца (27.3 сут) наблюдается четыре режима вращения Земли неравной длительности — два периода ускорения и два периода замедления. Смена режимов происходит в среднем через  $\sim 27.3/4 = 6.8 \pm 3$  суток. Синхронизация режимов СВЗ со сменой режимов погоды была установлена для ряда регионов в Северном и Южном полушариях.

По данным ИКИ РАН (Покровская, Шарков) была установлена синхронизация СВЗ с депрессиями и циклонами. Из возникших 199 депрессий давления в западной части Тихого океана в 1999 г. 29 образовались в день экстремума СВЗ, 26 — на день раньше, 27 — на день позже, 30 — на 2 дня раньше и 31 — на 2 дня позже (всего 72 %). Аналогичная картина наблюдается и для Индийского океана.

При анализе связи короткопериодных (дни, недели) вариаций скорости вращения Земли и выпадения муссонных дождей была установлена значительная корреляция последних с экстремальными значениями скорости вращения Земли (Перов, Сидоренков). Было показано, что характер выпадения осадков в Мумбае (Бомбее) в период май-октябрь 2000 г. является квазипериодическим, а начало периода осадков совпадает с экстремальными значениями скорости вращения Земли. Таким образом, выпадение осадков, по-видимому, связано со сменой естественного синоптического периода (по Вангенгейму) 4 раза в лунный месяц в течение всего муссонного периода.

Следует ожидать аналогичных закономерностей и в других регионах не только северного, но и южного полушария. Для точного прогноза осадков необходимо возможно точнее учитывать источники водяного пара в системе муссона. Однако по мере достижения необходимого количества

влаги в муссонной циркуляции срабатывает механизм приливных сил лунно-солнечной (в т.ч. и термической) природы, обусловленный также и особенностями данного года (Эль-Ниньо-Южное колебание, фаза квазидвухлетней цикличности, интенсивность ячеек Хэдли, Уокера и центров действия атмосферы, колебание Маддена-Джулиана) и периода муссона (Перов, Сидоренков).

Явление синхронизации проявляется и на климатических масштабах. Эффектно явление синхронизации подтвердилось на примере результатов Фурье-анализа ряда годовых толщин колец японского кипариса за 800 летний период [Перов, 2012; Перов, Тимашев, 2013]. Была установлена определенная связь периодов квазидвухлетних колебаний с периодами Эль-Ниньо – Южное Колебание (ЭНЮК).

Эти периоды совпадают с периодами средней цены на пшеницу на рынках Европы (индекс Бевериджа) с 1500 по 1850 гг, вспышками холеры в дореволюционной России и периодами колебаний параметров орбиты Земли.

#### ЛАБОРАТОРНОЕ И НАТУРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕХОДНЫХ СЕЙСМИЧЕСКИХ РЕЖИМОВ

Доц. *Смирнов В. Б.*, зам. директора *Пономарев А. В.* (ИФЗ РАН),  
ас. *Потанина М. Г.*, *Bernard P.* (Парижский институт физики Земли)

Лабораторное и натурное моделирование сейсмических режимов является мощным инструментом для исследования природы сейсмичности. Лабораторные эксперименты позволяют изучать закономерности процесса разрушения в зависимости от напряженно-деформированного состояния и свойств материала. Техногенная инициация сейсмичности позволяет исследовать возникновение и эволюцию сейсмичности в естественных условиях, что дает возможность в некоторой степени заполнить брешь между масштабами лабораторных экспериментов по разрушению горных пород и тектонической сейсмичностью.

Сейсмический процесс охвачен действием различного рода обратных связей, формирующих и регулирующих эволюцию сейсмичности. Выявить и изучить эти связи в стационарном режиме трудно, поскольку фоновые вариации сейсмичности невелики, а природа их обычно плохо известна. Переходный режим сейсмического процесса является откликом геофизической среды на воздействия различного происхождения, выводящие ее из стационарного состояния. Выявление закономерностей переходного режима дает возможность прояснить характер и особенности тех ключевых

свойств среды и действующих в ней физических механизмов, которые управляют динамикой сейсмичности.

Исследование переходных режимов сейсмичности выигрышно в методическом отношении тем, что сближает геофизическое исследование с физическим экспериментом, который подразумевает контролируемость условий и повторяемость опытов. В случае переходных режимов мы имеем представление об источнике возмущения и можем оценивать повторяемость природных опытов.

В докладе обсуждаются результаты лабораторных экспериментов по моделированию переходных режимов разрушения, инициированных как скачками напряжений, так и внесением в образец жидкости. На масштабе натуральных экспериментов рассматриваются переходные сейсмические режимы наведенной сейсмичности, инициированные закачкой воды в скважину, заполнением и эксплуатацией водохранилищ и мощными электрическими зондированиями земной коры.

#### НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ ПРИМЕНЕНИЯ РАДАРНОЙ СПУТНИКОВОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ ДЛЯ МОНИТОРИНГА СМЕЩЕНИЙ ПРИРОДНЫХ И ТЕХНОГЕННЫХ ОБЪЕКТОВ РОССИИ

Проф. Михайлов В. О.<sup>1,2</sup>, ст. н. сотр. Киселева Е. А.<sup>1</sup>, доц. Смирнов В. Б.<sup>1,2</sup>,  
ст. н. сотр. Смольянинова Е. И.<sup>1</sup>, ст. н. сотр. Тимошкина Е. П.<sup>1</sup>,  
вед. инж. Дмитриев П. Н.<sup>1</sup>, вед. инж. Голубев В. И.<sup>1</sup>  
<sup>1</sup> ИФЗ РАН, <sup>2</sup> Физический факультет МГУ

Спутниковые радары с синтезированной апертурой (РСА интерферометрия) широко применяется для построения цифровых моделей рельефа (ЦМР), а при наличии ЦМР, для оценки смещений техногенных и природных отражателей радарного сигнала. Коллектив авторов имеет большой опыт решения геодинамических задач с применением РСА снимков, как путем построения и интерпретации отдельных парных интерферограмм, так и с использованием серий снимков с применением методов устойчивых отражателей. В частности, с использованием парных интерферограмм были определены поля косейсмических и постсейсмических смещений в области землетрясения на Алтае 23.09.2003 г, определена геометрия поверхности разрыва и поле смещений на ней [1]. Различные модификации методов устойчивых отражателей были применены для исследования смещений главного здания МГУ, полей смещений на оползневых склонах в районе Большого Сочи, на ряде нефтяных месторождений [2, 3, 4].

В докладе будут рассмотрены некоторые результаты выполненных проектов, а также основные проблемы определения полей смещений с

применением различных модификаций методов устойчивых отражателей (PS от англ. Persistent Scatterer) и интерпретации результатов.

Методы устойчивых отражателей успешно применяются для мониторинга смещений техногенных высоко когерентных объектов по спутниковым радарным снимкам. По амплитуде отраженного сигнала техногенные объекты обычно резко выделяются на фоне окружающей их участков земной поверхности, растительности, дорог, поэтому для выделения техногенных PS достаточно выбирать пиксели, имеющие стабильные во времени амплитуды отраженного сигнала. Далее, при проведении анализа фазовой стабильности выбранных пикселей, также задается условие близости временного ряда смещений к заданному закону, например, линейному. Идентификация устойчивых отражателей природного происхождения по данным РСА интерферометрии ставит ряд новых проблем, в первую очередь связанных с тем, что амплитуда отраженного сигнала от таких объектов существенно ниже, также как ниже их амплитудная и фазовая стабильность на сериях разновременных снимков. В результате уменьшается соотношение сигнал/шум и существенно повышаются требования к учету влияния различных факторов. Для природных объектов необходимо вводить иные критерии и методы выделения PS.

Основопологающей идеей при выделении природных PS является предположение о том, что поле деформаций природных объектов коррелировано как по пространству, так и по времени. Действительно, разность фаз на парной интерферограмме определяется смещением отражающего объекта и четырьмя компонентами помехи. Первые две — это атмосферные задержки и орбитальные ошибки, которые коррелированы по пространству, но не по времени. Третья компонента — это ошибки цифровой модели рельефа (ЦМР), которые коррелируют с пространственной базовой линией радарных снимков относительно снимка-мастера и могут быть эффективно подавлены. В четвертую группу входят все остальные неучтенные помехи, которые полагаются некоррелированными ни во времени, ни в пространстве. Если устранить сначала компоненты, высокочастотные по пространству, а затем и высокочастотные шумы во временных рядах, то все четыре компонента помехи будут подавлены и останется длиннопериодная по пространству и по времени компонента, которая отражает сглаженную деформационную составляющую в разности фаз. Ясно, что успех идентификации PS определяется тем, насколько эффективно построены процессы фильтрации и насколько удачно выбраны соответствующие параметры фильтров. Для выделения коррелированного деформационного сигнала в частности, применяются полосовые фильтры, весовые осреднения в скользящих окнах и др.

Кроме того, данные спутниковых радаров, работающих в средне и длинноволновом диапазонах более устойчивы к влиянию растительного

покрова и атмосферных помех, чем данные коротковолнового диапазона. Правильный выбор критериев для идентификации PS и диапазона съемки во многом определяют успех мониторинга смещений на природных объектах.

Проблемы интерпретации данных РСА интерферометрии состоят в том, что смещения определяются по фазовому сдвигу радарного сигнала, отраженного от наземной цели при повторной съемке. Эта величина характеризует смещение вдоль траектории распространения радарного сигнала, т.е. в направлении на спутник. Это приводит к зависимости регистрируемых смещений от геометрии съемки и от направления смещений и затрудняет сопоставление результатов спутниковых измерений с данными геодезии (повторные нивелировки, глобальные навигационные спутниковые системы и т.д.). Для преодоления этих проблем авторы развивают подходы, основанные на интерпретации данных о смещении в рамках геодинамических моделей исследуемых процессов. В частности, для оползневых склонов применяется модель смещения оползневых масс против градиента рельефа склона.

В докладе более подробно будет рассмотрено применение спутниковой радарной интерферометрии для исследования движений древнего мощного оползня в с. Барановка (Большой Сочи), активизация которого в ночь с 23 на 24 января 2012 года нанесла значительный материальный ущерб. Для изучения поведения оползня на различных временных интервалах были использованы радарные снимки со спутников, работающих в различных диапазонах длин волн: 17 снимков со спутника ALOS (длина волны — 23.5 см, восходящая орбита, временной интервал — 22.01.2007–17.09.2010), 13 снимков со спутника ENVISAT (5.6 см, нисходящая орбита, 29.11.2010–23.03.2012), 17 снимков со спутника TerraSAR-X (3.1 см, восходящая орбита, 24.12.2011–13.09.2012). Для всех трех наборов данных были построены и проанализированы временные серии смещений устойчиво-отражающих площадок. Рассмотрены особенности применения данных с разных спутников: влияние частотного диапазона и направлений визирования (восходящая и нисходящая орбиты) на идентификацию PS и оценки скоростей движений оползня. По значениям скоростей движения оползня в направлении визирования спутников были оценены истинные величины скоростей смещений по склону. Результаты для PS, полученных по данным со спутников ALOS и ENVISAT на близких временных интервалах, хорошо совпадают.

Движения оползня в с. Барановка наиболее четко проявились в результатах по данным со спутника TerraSAR-X. Из-за больших смещений и, как следствие, потери временной корреляции между снимком от 24.12.2011 г. и остальными снимками, достоверная оценка скорости смещения оползня стала возможна лишь начиная с 17.02.2012 г. На временных

сериях выделяется период наибольших смещений (17.02.2012–10.03.2012), в течение которого скорости смещения в направлении визирования спутника достигали 30 мм/мес. (около 120 мм/мес. вниз по склону), затем скорости смещения PS на оползне постепенно уменьшались и, начиная с 06 июня, скорости смещения PS достигли 2–3 мм/мес. (около 10 мм/мес. вниз по склону), что указывает на стабилизацию оползня (рис. 1). Показано, что применение радарных снимков со спутников, работающих в разных диапазонах длин волн и производящих съемку с разных орбит и под разными углами, а также применение различных методов обработки снимков, значительно повышает полноту и достоверность информации при изучении оползней.

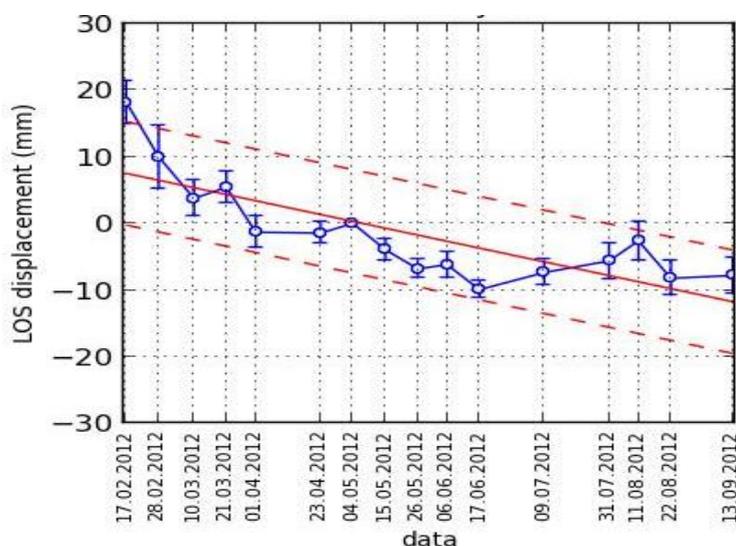


Рис. 1. Временная серия смещений для устойчивых отражателей на оползне в с. Барановка после схода оползня в ночь с 23 на 24 января 2012. Вертикальная ось — смещения в направлении на спутник в мм. Может быть выделен период наиболее быстрых смещений с 17.02.2012 по 21.03.2012, после этого средняя скорость движения устойчивых отражателей на оползневом участке уменьшилась, что также подтверждается наземными наблюдениями.

### Литература

1. В. О. Михайлов, А. Н. Назарян, В. Б. Смирнов, М. Диаман, Н. Шапиро, Е. А. Киселева, С. А. Тихоцкий, С. А. Поляков, Е. И. Смольянинова, Е. П. Тимошкина, 2010. Совместная интерпретация данных дифференциальной спутниковой интерферометрии и GPS на примере Алтайского (Чуйского) землетрясения 27.09.2003. Изв. РАН, «Физика Земли». № 2. с. 3–16.

2. Михайлов В. О., Киселева Е. А., Смольянинова Е. И., Дмитриев П. Н., Голубев В. И., Исаев Ю. С., Дорохин К. А., Тимошкина Е. П., Хайретдинов С. А. Некоторые проблемы мониторинга оползневых процессов с использованием спутниковых радарных снимков с различной длиной

волны на примере двух оползневых склонов в районе Большого Сочи. Изв. РАН, сер. «Физика Земли», 2014, № 4, с. 1–11.

3. E. Kiseleva, V. Mikhailov, E. Smolyaninova, P. Dmitriev, V. Golubev, E. Timoshkina, A. Hooper, S. Samiei-Esfahany, R. Hanssen. 2014. PS-InSAR monitoring of landslide activity in the Black Sea coast of the Caucasus. Elsevier, Proceeding Technology, v. 16, p. 404–413. DOI: 10.1016/j.protcy.2014.10.106.

4. V. Mikhailov, E. Kiseleva, P. Dmitriev, V. Golubev, E. Smolyaninova, E. Timoshkina. On reconstruction of the three displacement vector components from SAR LOS displacements for oil and gas producing fields. Elsevier, Proceeding Technology, v. 16, p. 385–393. DOI: 10.1016/j.protcy.2014.10.104.

## ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ МОСКОВСКОГО МЕГАПОЛИСА: ВОЗМОЖНОСТИ И ПЕРСПЕКТИВЫ

Ст. н. сотр. *В. П. Юшков*<sup>1</sup>, проф. *М. А. Каллистратова*<sup>2</sup>,  
зав. лаб. *Е. Н. Кадыгров*<sup>3</sup>, зав. лаб. *И. Н. Кузнецова*<sup>4</sup>, инж. *Г. А. Курбатов*<sup>1</sup>,  
нач. отдела *Е. А. Лезина*<sup>5</sup>

<sup>1</sup>МГУ, физ.фак., <sup>2</sup>Институт физики атмосферы РАН, <sup>3</sup>Центральная Аэрологическая Обсерватория Росгидромета, <sup>4</sup>Гидрометцентр, <sup>5</sup>ГПБУ «Мосэкомониторинг», Москва

Дистанционное зондирование атмосферного пограничного слоя (АПС) в настоящее время является сложившимся подходом, имеющим в своем арсенале целый спектр средств и методик позволяющих контролировать весь высотный диапазон АПС и достаточно надежных для проведения рутинных и сетевых измерений. Сложившийся к настоящему времени спектр дистанционных методов исследования АПС можно разделить как по методу измерений: радары, содары, радиоакустические системы, СВЧ радиометры и лидары, так и по высотному диапазону, для каждого из которых удобнее пользоваться своими средствами [1–3]. Представленный доклад ориентирован на прикладные аспекты внедрения дистанционных средств в систему мониторинга АПС, предназначенную к использованию в таком крупном мегаполисе как Москва.

Для измерения скорости ветра и турбулентности атмосферы в нижней части АПС, но выше уровня крыш, оптимальным по простоте, стоимости и высокому пространственному разрешению является использование акустических локаторов — содаров [4]. Длительные непрерывные наблюдения проводимые в настоящее время в воздушном бассейне Московского мегаполиса позволяют дать общую картину сезонной, суточной и синоптической изменчивости профилей ветра в нем, а также характеристик турбулентности [5–6]. Отличительной чертой этих измерений является исполь-

зование нескольких одинаковых приборов в разных точках городской застройки и в загородной местности (сетевые измерения), что позволяет исследовать также пространственную и случайную неоднородность поля скорости ветра и температуры.

Для учета роли городского мегаполиса в передаче тепла и влаги в свободную атмосферу, импульса, а также в рассеянии атмосферных загрязнений важно измерять турбулентные потоки, знать их статистику за длительный интервал времени, в суточном и сезонном ходе, на разных высотах над поверхностью. Важным элементом этой статистики является мезомасштабная, то есть на масштабах превышающих инерционный интервал турбулентности, изменчивость. Этот масштаб, лежащий между синоптическим (десятки километров по горизонтали и часы по времени) и мелкомасштабным инерционным интервалом изотропной и однородной турбулентности (секунды и сантиметры) до сих пор исследован недостаточно, а статистика измерений на этих масштабах отрывочна и разнородна.

### **Приборы и точки проведения измерений**

Измерения в Москве и за границей мегаполиса проводятся трехкомпонентными моностатическими доплеровскими акустическими локаторами ЛАТАН-3. Детальное описание используемых содаров и точности измерения различных характеристик дано в [7]. Содары одновременно и по согласованной методике проводят измерения в двух точках: в центре города (в Институте физики атмосферы) и на Физическом факультете МГУ, на юго-западе Москвы.

Непрерывные наблюдения ведутся с апреля 2005 г. К настоящему времени накоплен огромный массив первичных данных измерений. Расстояние между точками наблюдений около 7 километров, разница высот размещения содаров складывается из разницы высот зданий Физического факультета (~ 40 м) и ИФА (~ 10 м), на крышах которых размещены содары, и средней высоты возвышения Ленинских гор над р. Москва — 70 м. Эта разница имеет тот же порядок, что и различия в профилях скорости ветра, а также высот слоя перемешивания, описанных в исследованиях, проведенных в Москве в начале 90-х годов прошлого века [8, 9]. Одновременные измерения в загородной местности для сопоставления с измерениями характеристик АПС над Московским мегаполисом проводятся на Звенигородской научной станции (ЗНС ИФА РАН) с 2008 г.

Для надежного сопоставления измерений выбран высотный диапазон от 40 до 300 метров. Высотное разрешение измерений составляет 20 метров. Акустическая частота зондирования — 2 кГц, число измерений за минуту — 4. Результаты измерений усредняются за получасовые серии, по которым потом строятся средние значения, вторые моменты и распределения. В ходе измерений контролируется также число успешных измерений в серии и число успешных измерений за интервал наблюдений. Кроме сред-

несуточных средних и средних за каждый временной интервал рассчитывались также средние за ночной интервал (с 0 до 6 часов утра местного времени), когда ситуация характеризуется повышенной устойчивостью и за дневной интервал, соответствующий максимуму термической неустойчивости (с 10 до 16 часов) или слабой устойчивости в зимние месяцы.

### **Средние скорости ветра, их суточная и сезонная изменчивость**

Средние профили скорости ветра в АПС и распределение скоростей на разных высотах, по времени суток и по сезонам позволяет представить общую картину "ветрености" местности, которая может быть необходима, например, для целей регуляризации загрязнения воздушного бассейна Москвы или для оценки климатического вклада крупного города, как источника тепла и стока импульса для моделей циркуляции.

В диапазоне высот от 50 до 300 метров средняя скорость ветра возрастает в 4–6 раз. Выше 300–500 метров рост скорости уменьшается, поскольку на этих высотах обычно расположена верхняя граница "слоя перемешивания" при ночной устойчивой стратификации, а днем в случае конвективного перемешивания рост скорости ограничен потоком импульса к поверхности. Измерение скорости ветра содаром на высотах более 300 м ограничено условиями стратификации и городским уровнем шума, поэтому усреднение данных должно проводиться аккуратно. Средние профили скорости ветра над Москвой оказались подобны измеренным над Ганновером [10].

Так как условия стратификации за длительный интервал времени существенно меняются, средние месячные или сезонные профили скорости ветра отражают, по существу, распределение синоптических флуктуаций скорости ветра. По результатам наблюдений видно, что само распределение скоростей за длительный интервал достаточно гладко, монотонно растет с высотой и в среднем за сутки не имеет сильно выраженного годового хода. Средняя скорость ветра над Москвой на уровне 100 м остается около 4 м/с, а средние за получасовой интервал скорости более 10 м/с на этом уровне практически не наблюдаются. Конечно порывы ветра большой скорости, имеющие длительность до 5 минут наблюдаются гораздо чаще, но они отражают мезомасштабную компоненту изменчивости скорости. Годовой ход распределений четко прослеживается при сопоставлении дневных и ночных измерений, то есть в годовом цикле суточного хода.

В целом на широте Москвы превалирует западный перенос. Значимого поворота ветра с высотой в городском АПС в среднем не отмечается, а видимые отличия укладываются в ошибки дискретности розы ветров и отражают синоптическую изменчивость. Интересно отметить изменчивость распределения направления ветра, как сезонную так и межгодичную, связанную со сложившимся распределением синоптических ситуаций и составляющую 5–10 % повторяемости, что соответствует иногда 50 % от-

носительного изменения. Существенный поворот скорости ветра с высотой наблюдается и при прохождении фронтальных зон, составляя 30–40 и более градусов.

Поскольку именно рост скорости ветра с высотой является главной особенностью АПС и он связан с термической стратификацией, были рассчитаны средний суточный ход вертикальной производной скорости ветра для каждого из сезонов. На графиках [11] можно видеть быстрое возрастание производной в нижней части АПС и уменьшение в верхней при переходе от устойчивой к неустойчивой стратификации (между ночными и дневными измерениями). Как и скорость ветра вертикальные градиенты демонстрируют широкий разброс, связанный с различиями синоптических условий. Необходимо, конечно, понимать, что и средние профили, и средний суточный ход описывают лишь статистику наблюдений.

Обычной метеорологической практикой статистического обобщения измерений является расчет средней длительности и повторяемости метеорологических событий. Так при измерениях скорости ветра часто используется оценка повторяемости сильных и слабых ветров. Такой анализ был проведен и по проводимым содарным измерениям, с разделением суточного хода на трехчасовые интервалы наблюдений для измерений в разные сезоны года и для года в целом. Однако внимательный анализ этих результатов и сопоставление с гистограммами распределений показывает, что для редких событий, этот подход не может считаться удовлетворительным. Доверительный интервал этих оценок, как редких событий, очень широк и оценки проведенные для разного времени измерений или разных точек не могут быть сопоставлены и служить основой достоверных выводов. Кроме того эти цифры чувствительны к выбору критерия сильного и слабого ветра, который сам является лишь приближенной оценкой. Более точной и устойчивой величиной может стать параметр распределения скоростей. Например приближенная аппроксимация распределения модуля скорости ветра круговым нормальным распределением позволяет использовать всего один параметр распределения давая вполне приемлемую точность и описывая годовую, суточную изменчивость изменение с высотой.

#### **Дисперсия турбулентных пульсаций скорости ветра**

Надежно измеряемой характеристикой турбулентных пульсаций скорости ветра является дисперсия вертикальной компоненты [4]. Главной особенностью профилей дисперсии является значительный рост амплитуды суточного хода в летний период. Амплитуда суточного хода зимой из-за преобладания сплошной слоистой облачности на порядок меньше летних значений. Об этом же говорит сопоставление весенних и осенних профилей. Другой характерной чертой профилей дисперсии является постоянный характер дисперсии в среднем выше 150 м, то есть основное измене-

ние дисперсии скоростей (турбулентной кинетической энергии) с высотой сосредоточено ниже 100–150 м. Аналогичные результаты получены в [11].

Чтобы лучше представить суточный ход и его годовое изменение был рассчитан средний суточный ход дисперсии вертикальной скорости по усреднению наблюдений в каждый получасовой интервал (около 90 значений в год при усреднении за сезон). Результаты показывают насколько сильнее суточный ход в летний период.

Средние профили и средний суточный ход не отражают изменчивости, связанной с синоптическими процессами. Представить разброс турбулентных флуктуаций скорости ветра позволяет распределение дисперсий, рассчитанных в каждой получасовой серии. Различия распределений отражают частоту повторяемости сильно и слабоустойчивых ситуаций ночью и соответственно сильную и слабую неустойчивость днем. Также прослеживается рост вариаций дисперсии с высотой и стабилизация изменчивости на высоте около 150 м.

Был проведен анализ соотношения дисперсий в вертикальной и наклонных антеннах, который показал качественное соответствие между продольной, поперечной и вертикальной компонентами дисперсии скорости как по данным контактных измерений, так и по данным измерений в наклонных антеннах. Результаты этого исследования показали, что дисперсия вертикальной компоненты и общая кинетическая энергия турбулентности в АПС достаточно точно могут быть оценены по измерениям дисперсии радиальных компонент в наклонных антеннах содара.

Вертикальная компонента скорости является также удобным объектом измерения времени автокорреляции турбулентных пульсаций, так как средняя вертикальная скорость практически не имеет мезомасштабной (на интервалах в десятки минут) изменчивости. По корреляции скоростей в соседних "импульсах" можно судить о временной изменчивости скорости ветра на масштабах в десятки секунд. Пространственная же корреляция измерений вертикальной скорости между соседними высотными интервалами дает оценку изменчивости на масштабах в десятки метров и доли секунд. Получаемые данные наблюдений позволяют исследовать и эти характеристики.

Мезомасштабная изменчивость горизонтальных компонент скорости может быть оценена по "коротким сериям" — на интервалах 3–5 минут. Для изучения пульсаций горизонтальной компоненты скорости ветра по измерениям содаром ЛАТАН-3 были рассчитаны временные ряды трех компонент скорости ветра с интервалом усреднения 5 минут (до 20 измерений в одной серии). После этого рассчитывались дисперсии этих компонент за интервал времени в 60 минут, с тем, чтобы исследовать суточный ход дисперсии в зависимости от высоты и стратификации АПС. Предварительные эксперименты показали, что это сделать можно, но нужно учесть

еще ряд факторов: быструю изменчивость самой средней скорости и отсутствие данных на большой высоте при неблагоприятной для акустического зондирования термической стратификации.

### **Различия средних профилей скорости ветра и турбулентных характеристик в двух точках городской среды**

Москва является примером крупного города в центре Русской равнины, для которого влияние городской циркуляции не смешивается с влиянием гористой топографии или морского побережья. Тем интереснее сопоставление наблюдений в достаточно близких точках внутри городской застройки. По результатам наблюдений видна не только разница средних профилей скорости, но и профилей для ночных и дневных интервалов наблюдений.

Детальный анализ показывает, что наибольшее совпадение скоростей по абсолютному значению наблюдается для разности высот в 80 метров, что более чем вдвое превышает разницу высот над поверхностью в центре города и в МГУ и примерно соответствует абсолютной разнице высот точек наблюдения. Эта разница не только подтверждает измерения 90-х годов в Москве [8], но и при учете этой разницы временной ход скорости ветра достаточно точно совпадает в деталях.

Распределение скоростей на одной высоте и на "соответствующих" высотах — 50 м в МГУ и 130 м в ИФА, для теплого сезона и отдельно для ночного и дневного интервалов времени, показывают такую же закономерность. Это различие высот можно было бы отнести к влиянию городского острова тепла, однако его устойчивость во все сезоны и разное время суток позволяет заподозрить в этом особенности городской циркуляции и топографии.

Главной целью современного этапа развития дистанционного зондирования АПС в России должно стать использование мирового опыта и создание отечественной приборостроительной базы для создания широкого спектра приборов, организация комплексных наблюдений и сетевого мониторинга, а также развитие численных мезомасштабных моделей динамики атмосферы.

Акустическое зондирование АПС не просто метод рутинных измерений. Анализ изменчивости турбулентных структур АПС дает нам ключ к описанию неопределенности динамических процессов и динамики статистических характеристик турбулентного перемешивания.

### **Литература:**

1. Dabberdt W. F., Frederick G. L., Hardesty R. M., Lee W. C., Underwood K., 2004: Advances in meteorological instrumentation for air quality and emergency response. *Meteorol. Atmos. Physics*, 87, 57–88.

2. Wilczak J. M., Gossard E. E., Neff W. D., Eberhard W. L., 1996: Ground-based sensing of atmospheric boundary layer: 25 years of progress. *Boundary Layer Meteorology*, 78, 321–349.
3. Grimmond C. S. B., 2006: Progress in measuring and observing the urban atmosphere, *Theor. Appl. Clim.*, 84, 3–22
4. Kallistratova M. A., Coulter R. L., 2004. Application of SODARs in the study and monitoring of the environment. *Meteorol. Atmos. Physics*, 85, 21–37.
5. Юшков В. П., Каллистратова М. А., Кузнецов Р. Д., Курбатов Г. А., Крамар В. Ф. 2007. Опыт использования доплеровского акустического локатора для измерения профиля скорости ветра в городских условиях. // *Известия РАН, ФАО*, 43(2), 193–205
6. Юшков В. П., Кузнецов Р. Д., Каллистратова М. А., 2008: Средние профили скорости ветра в воздушном бассейне г. Москва // *Метеорология и гидрология*, № 10, 24–33
7. Кузнецов Р. Д., 2007: Акустический локатор ЛАТАН-3 для исследований атмосферного пограничного слоя // *Оптика атмосферы и океана*, 20(8), 749–753
8. Каллистратова М. А., Пекур М. С., Тиме Н. С., 1992: Содарные исследования слоя перемешивания над Москвой // *Препринт ИФА РАН*, № 9, Ч. II, 116–148
9. Pekour M. S., Kallistratova M. A., 1993: Study of the boundary layer over Moscow for air-pollution application // *Appl. Phys. B*, 57, 49–55
10. Emeis S., 2004: Vertical wind profiles over an urban area *Meteorologische Zeitschrift*, 13(5), 353–59
11. Emeis S, Baumann-Stanzer K, Piringer M, Kallistratova M, Kouznetsov R, Yushkov V. 2007: Wind and turbulence in the urban boundary layer - analysis from acoustic remote sensing data and fit to analytical relations // *Meteorologische Zeitschrift*, 16(4), 393–06

## ЭВОЛЮЦИЯ РИФТОВЫХ ЗОН ОКЕАНСКОЙ КОРЫ (ПО МАГНИТНЫМ ДАННЫМ)

Профессор *Максимочкин В. И.*,  
профессор *Шрейдер А. А.* (рук. лаб. ИО РАН).

Известно [*Шрейдер, 2001*], что аномальное магнитное поле над океанами существенно отличается по структуре от аномального магнитного поля над континентами. Это обусловлено существенным отличием в строении магнитоактивного слоя океанской и континентальной земной коры. Для океана характерно наличие линейных магнитных аномалий, приуроченных к рифтовым зонам океанской коры, которые образуют так называ-

емые срединно-океанические хребты. Еще в начале прошлого века Вейн и Метьюз высказали гипотезу, что линейные магнитные аномалии обусловлены различным направлением намагниченности блоков океанской коры в районах срединно-океанических хребтов, а структура намагниченности блоков образовалась в результате излияния магмы в рифтовых зонах и ее застывания, спрединга дна и инверсий главного геомагнитного поля.

Из магнетизма горных пород [Нагата, 1965] и физики ферромагнетизма [Тикадзуми, 1987] известно, что фазовое и структурное состояние ферромагнитных зерен естественных магнитных минералов, входящих в состав горных пород и, следовательно, их магнитные характеристики зависят от термодинамических условий их формирования. Таким образом, изучая магнитные свойства, например, пород рифтовых зон океанской коры, а также магнитные поля создаваемые намагниченностью этих пород можно составить представления об условиях формирования океанской коры и решать некоторые вопросы геодинамики.

Нами [Трухин В.И. Максимочкин В.И., 1982], а также другими исследователями [Stephenson, 1972; Ryall & Hall, 1979], установлено, что титаномагнетит, который является основным носителем первичной термоостаточной намагниченности океанских базальтов, окисляется со временем. При этом образуется вторичная намагниченность химической природы [Максимочкин, 2011]. Определяя степень окисления можно судить о возрасте базальта и об окислительных условиях его «геологической жизни». Нами [Максимочкин и др., 2003; Трухин и Максимочкин, 2007; Максимочкин, 2008] было показано, что скорость однофазного окисления увеличивается при воздействии напряжений сжатия, а породы, испытавшие воздействие повышенных давлений в области хрупкого разрушения, обладают большей стабильностью остаточной намагниченности к воздействию сжатия. Таким образом, высокая степень окисления титаномагнетитовых зерен молодых подводных базальтов, а также повышенная стабильность их остаточной намагниченности к воздействию сжатия может быть индикатором тектонического воздействия на них. В частности, по результатам исследования магнетизма пород дна трансформного разлома Романш (центральная Атлантика) с привлечением данных геохимических исследований базальтов и сейсмологических данных был сделан вывод о том, что в течение последних 0,78 млн. лет в этой области имеет место процесс растяжения (транстенсии) древней океанской коры поперек простирания самого разлома, а формирование пород южного борта разлома происходило в условиях воздействия повышенных давлений [Кашинцев и др. 2008].

Исследования магнетизма базальтов рифтовой зоны Красного моря позволили установить некоторые геодинамические особенности развития этого региона. Было выявлено, что для базальтов рифтовой зоны Красного моря характерны более высокие величины естественной остаточной

намагниченности и точки Кюри и более низкое содержание титана в ферримагнитных зернах, чем в базальтах срединно-Атлантического хребта, а также наличие не только однофазного, но и гетерофазного окисления титаномагнетита [Трухин и др. 2006]. Так как четко выраженной структуры линейных магнитных аномалий в районе рифтовой зоны Красного моря не наблюдается, то положение одного из участков оси хребта удалось уточнить исходя из особенностей магнитных характеристик образцов базальтов, отобранных из различных участков. Удалось также выявить положение не трансформного смещения, где породы в сильной степени были подвергнуты *in situ* тектоническим воздействиям [Трухин и др. 2007].

Исследование природы естественной остаточной намагниченности (NRM) океанских базальтов позволяет уточнить представления об условиях их формирования. Так в коллекции образцов со дна Красного моря были обнаружены базальты, титаномагнетит которых имел высокую степень окисления. Если это окисление произошло после образования базальта, большой вклад в NRM должна вносить намагниченность химической природы. Если окисление произошло на стадии образования базальта, то NRM должна иметь термоостаточную природу. Нами была разработана методика оценки вклада намагниченностей химической и термоостаточной природы в естественную остаточную намагниченность, путем исследования ее с использованием метода Телье-Кое [Coe, 1978]. Установлено, что намагниченности химической природы (CRM) и термоостаточной природы (TRM) в океанских базальтах отличаются как по величине, так и по спектру блокирующих температур. CRM в 2–3 раза меньше по величине, чем TRM, и разрушается при более высоких температурах. Скорость разрушения химической намагниченности в экспериментах Телье-Кое в 3–5 раз ниже, чем скорость образования парциальной термоостаточной намагниченности [Максимочкин, 2012]. Соотношение между терморазрушением NRM, состоящей из компонент термоостаточной и химической природы, и формированием парциальной термоостаточной намагниченности в экспериментах с использованием методики Телье-Кое описывается суперпозицией двух линейных функций. Установлено, что NRM образцов базальтов Красного моря и хребта Рейкьянес с низкими точками Кюри (низкой степенью однофазного окисления) имеет термоостаточную природу. NRM базальтов САХ возрастом около 1 млн. лет, ферримагнитная фракция которых характеризовалась наличием высоких точек Кюри, состояла из двух компонент термоостаточной и химической природы. Однако, исследования базальтов Красного моря с высокой степенью окисления титаномагнетита (признаки гетерофазного окисления), которое проявлялось в наличие высоких точек Кюри, показали, что вся NRM как с низкими, так и с высокими блокирующими температурами имеет термоостаточную природу. Это свидетельствует о том, что окисление произошло на стадии образования ба-

зальта, а первичная остаточная намагниченность образовалась на окисленной ферромагнитной фазе близкой по составу к магнетиту. Таким образом, результаты исследований магнетизма базальтов Красного моря свидетельствуют о высоком содержании кислорода в магме во время образования базальтов некоторых участков рифтовой зоны.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 13–05–00514.

### Литература:

1. Кашинцев Т. Л., Шрейдер А. А., Максимочкин В. И., Булычев А. А., Гилод Д. А. // Геотектоника, 2008, № 4, с. 83–92.
2. [Максимочкин В. И.](#), [Якупова А. М.](#) // [Физика Земли](#), 2003, № 5, с. 60–64.
3. [Максимочкин В.И.](#), [Трухин В.И.](#), Гофман А. В., Шебунин Е. И. Сб. «Физические проблемы экологии (Экологическая физика)», М.: МАКС ПРЕСС, 2008, том 15, с. 205–213.
4. [Максимочкин В.И.](#) Сб. «[Ломоносовские чтения – 2011](#)», Физический фак.-т МГУ, с. 220–223.
5. [Максимочкин В.И.](#) Сб. «[Ломоносовские чтения – 2012](#)», Физический фак.-т МГУ, с. 111–113.
6. Нагата Т. Магнетизм горных пород. М., 1965 г.
7. Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма. М., 1987 г.
8. Трухин В.И., Максимочкин В.И. //Изв. АН СССР. Физика Земли, 1982, N 11, с. 39–51.
9. Трухин В. И., Максимочкин В. И., Жилиева В. А., Курочкина Е. С., Шрейдер А. А., Кашинцев Т. Л. // Физика Земли, 2006, № 11, с. 70–83.
10. Трухин В. И., Максимочкин В. И., Жилиева В. А., Шрейдер А. А., Кашинцев Т. Л. // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2007. № 5, с. 27–35.
11. [Трухин В.И.](#), [Максимочкин В.И.](#) Сб. «Физические проблемы экологии (Экологич. физика)», М.: МАКС ПРЕСС, 2007, № 14, с. 371–377.
12. Шрейдер А.А. Геомагнитные исследования Индийского океана. М., Наука. 2001. 319 с.
13. Coe R.S. Journal of Geophysical Research, 1978, V. 84, No. B4, p. 1740–1756.
14. Ryall P.J.C. Hall J. //Canad J. Earth. Sci., 1979, v. 16, Pt. 1, p. 496–505.
15. Stephenson A. //Geophys. R. J. astr. Soc., 1972, 29, p. 91–107.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕОМЕТРИИ И ДИНАМИКИ ПЕРЕНОСА НЕСМЕШИВАЮЩЕЙСЯ ПРИМЕСИ В ВИХРЕВЫХ ТЕЧЕНИЯХ

Ст. науч. сотр. Чаплина Т.О.

Границы раздела несмешивающихся жидкостей, вовлеченных в вихревые течения в природных условиях [1] и промышленных установках [2], как правило, имеют сложную форму, затрудняющую разработку адекватных физических и математических моделей динамики их формирования и эволюции. Математические модели вихревых аппаратов тестируются в лабораторных условиях с использованием вихревых камер [3], преимущественно цилиндрической формы, течение в которых создается путем тангенциального ввода жидкости или с помощью индуктора, обычно в виде вращающегося диска [4]. В экспериментах, выполненных в последние годы, установлено, что форма поверхности раздела в многослойных жидкостях зависит от многих факторов: свойств сред, размеров контейнера, размеров, угловой скорости вращения и положения индуктора [5].

Эксперименты выполнены на установке «Вихревые течения с кручением» (ВТК), входящей в комплекс УСУ «ГФК ИПМех РАН», основу которой составляет прозрачный цилиндрический контейнер, который помещался в открытый прямоугольный бассейн для уменьшения оптических искажений (рис. 1). На дне контейнера соосно установлен диск, который приводился во вращение установленным снизу электродвигателем. В качестве примеси использовались рафинированное подсолнечное масло, дизельное топливо и их смеси. Схема и описание установки, а также физические характеристики рабочих сред приведены в [4].

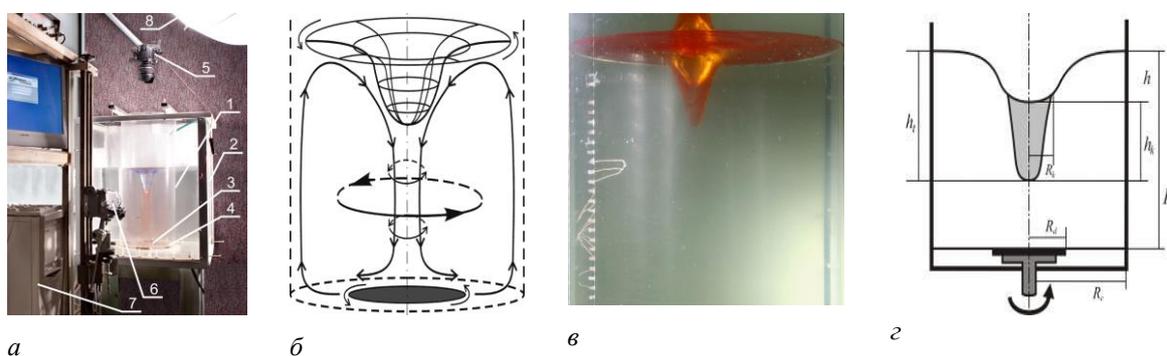


Рис. 1. Фото экспериментальной установки (а), схема течения (б), составной вихрь с добавлением дизельного топлива ( $V_o = 150$  мл,  $H = 40$  см,  $R_d = 7.5$  см,  $\Omega_d = 820$  RPM) (в, г) — фото и схема течения.

Равномерно вращающийся диск, вследствие условия прилипания, закручивал жидкость вокруг вертикальной оси и одновременно отбрасывал

ее вдоль своей поверхности к стенке контейнера. Ускоренная жидкость поднималась вдоль стенок контейнера, смещалась к центру и погружалась в окрестности оси вращения, формируя подтекающее к центру диска компенсационное течение. Составное течение, образованное наложением двух вихрей, формировало каверну сложной формы, на поверхности которой наблюдались короткие спиральные и более длинные инерциальные волны.

Проведенные эксперименты показали, что основные элементы картины течения сохраняются при изменении свойств несмешивающейся примеси. Первоначальное пятно, размещаемое на свободной поверхности, закручивается вместе с потоком в контейнере, примесь формирует утолщение под центром свободной поверхности, в ходе увеличения частоты вращения активатора это утолщение слоя примеси можно уже назвать масляным телом.

Масляное тело заполняет область вблизи вертикальной оси течения, под центром свободной поверхности. Сравнение размеров масляного тела в зависимости от количества и физических свойств добавленной в поток несмешивающейся примеси для различных начальных значений глубины слоя воды показывает, что увеличение вязкости маркирующей добавки ведет к уменьшению вертикального размера масляного тела. Также на вертикальный размер области, занятой несмешивающейся жидкостью в потоке влияет коэффициент поверхностного натяжения. С его ростом увеличивается глубина втягивания примеси в течение (рис. 2).

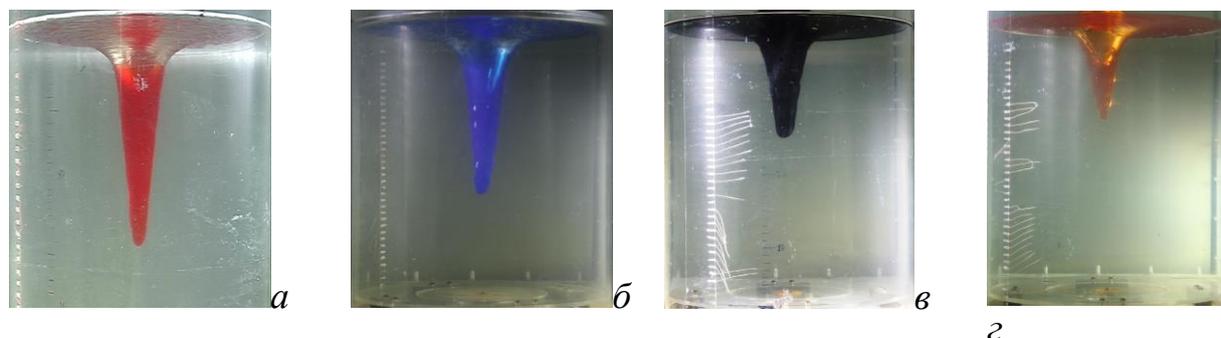


Рис. 2. Картина течения сбоку при добавлении 150 мл несмешивающейся примеси ( $H = 40$  см,  $R_d = 7.5$  см,  $\Omega_d = 930$  RPM): а) подсолнечное масло, б) смесь равных долей подсолнечного масла и дизельного топлива, в) нефть, з) дизельное топливо.

На свободной поверхности во всех случаях наблюдается формирование спиральных рукавов, удлинение которых происходит в направлении периферии течения, но с уменьшением коэффициента поверхностного натяжения практически прекращается формирование отдельных капель примеси на свободной поверхности (рис. 3). Также менее выраженными становятся сами спиральные рукава — края их более сглажены.



Рис. 3. Эволюция формы несмешивающейся примеси в составном вихре ( $H = 40$  см,  $V_o = 150$  мл): а) подсолнечное масло  $\Omega_d = 1170$  RPM,  $R_d = 5$  см, б) подсолнечное масло  $\Omega_d = 870$  RPM,  $R_d = 7.5$  см, в) нефть  $\Omega_d = 560$  RPM,  $R_d = 7.5$  см.

Проведенные опыты показали, что компактное пятно несмешивающейся примеси на поверхности каверны составного вихря, трансформируется в спиральные рукава. Основное течение и рост спиральных рукавов имеют противоположные направления. Рост спиральных рукавов происходит во всем диапазоне исследованных параметров течения. Траектории отделившихся от основного пятна капель воспроизводятся с точностью не хуже 15–20 % от места отрыва отдельной капли при сохранении всех параметров эксперимента. Во всех проведенных экспериментах примесь ведет себя активно, ее распространение по поверхности не соответствует средней скорости течения основной жидкости, смещение отдельных капель масла и положение спиральных рукавов не отражают картину течения воды в составном вихре.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ 14–01–00015 а.

### Литература:

1. Овсиенко С. Н., Зацепя С. Н., Ивченко А. А. Математическое моделирование как элемент информационной поддержки принятия решения при выборе стратегии защиты морской среды от нефтяного загрязнения, Труды ГОИНа, вып. 213, М. Гидрометеиздат, 2011.
2. Кутепов, Латкин. Вихревые процессы для модификации дисперсных систем. М. Наука. 1999. 268 с.
3. Алексеенко С. В., Куйбин П. А, Окулов В. Л. Введение в теорию концентрированных вихрей, Новосибирск: ИТФ СО РАН, 2003, 504 с.
4. Чаплина Т. О., Степанова Е. В., Чашечкин Ю. Д. Особенности переноса примеси в стационарном вихревом течении // Вестник МГУ. Серия 3: Физика и Астрономия. 2012. № 4. С. 73–79.
5. Fujimoto S., Murai Y., Tasaka Y., and Takeda Y., Visualization of transient interfacial waves induced by spin-up of two immiscible fluid layers . J. Visualization 13, 17 (2010).

**Подсекция:**

**ГАЗОДИНАМИКА, ТЕРМОДИНАМИКА  
И УДАРНЫЕ ВОЛНЫ**

Сопредседатели

профессор Н. Н. Сысоев, профессор И. А. Знаменская,  
профессор В. М. Шибков

## ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ОСНОВЫ ПЛАЗМЕННОЙ ТЕХНОЛОГИИ УПРАВЛЕНИЯ ПРОЦЕССОМ СВЕРХЗВУКОВОГО ГОРЕНИЯ ВОЗДУШНО-УГЛЕВОДОРОДНОГО ТОПЛИВА

Профессор *Шибков В.М.*, профессор *Шибкова Л.В.*, доцент *Черников В.А.*

Работа относится к приоритетному направлению – авиационно-космические и гиперзвуковые системы. Для развития современной авиации и космических технологий, предназначенных для высоких скоростей полета, требуется поиск и разработка новых фундаментальных методов, позволяющих обеспечивать быстрое объемное воспламенение и управление процессом горения углеводородного топлива в условиях высокоскоростного потока. При высоких скоростях полета летательного аппарата, оснащенного прямоточным воздушно-реактивным двигателем, воспламенение и сжигание топлива в камере сгорания осуществляется в условиях заторможенного, сильно сжатого и нагретого до высоких температур воздуха. Высокая температура воздуха на входе в камеру сгорания, с одной стороны, обеспечивает возможность самовоспламенения топлива, но при этом при сжигании топлива реализуются высокие тепловые нагрузки на элементы двигателя. С другой стороны, при низкой температуре воздуха на входе в камеру сгорания становится проблематичным воспламенение топлива и стабилизация его горения, а также имеет место низкая полнота сгорания. Во всех типах реактивных двигателей стабильное горение поддерживается с помощью специальных устройств (застойных зон, каверн и т.п.), служащих для предотвращения срыва пламени высокоскоростным потоком. Конструкция этих устройств должна учитывать баланс между вносимым ими дополнительным сопротивлением потоку и стабилизацией горения. В свободном сверхзвуковом потоке в принципе невозможно удержать пламя без специальных мер. Существуют методы, основанные на использовании низкотемпературной плазмы, которые позволяют решить проблемы воспламенения холодного сверхзвукового топливо-воздушного потока и стабилизации горения без использования застойных зон.

Суть инновационной разработки заключается в использовании для управления процессом сверхзвукового горения плазменной технологии, основанной на применении комбинированного разряда. Это позволяет вводить в камеру сгорания энергию по определенной программе, осуществляя, с одной стороны, быстрое в течение нескольких единиц или десятков микросекунд воспламенение, а, с другой стороны, стабилизацию и полноту сгорания углеводородного топлива. При этом режим работы генератора (длительность и частота следования импульсов, импульсная мощность) задается обратной связью с помощью датчиков, контролирующей эффективность горения.

Практическая реализация и внедрение быстрого плазменно-стимулированного воспламенения холодных сверхзвуковых воздушно-

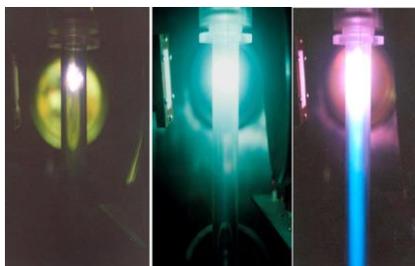


Рис. 1. Свободно локализованный СВЧ-разряд, создаваемый в неподвижном воздухе (а) и в сверхзвуковых ( $M=2$ ) воздушном (б) и пропан-воздушном (в) потоках.

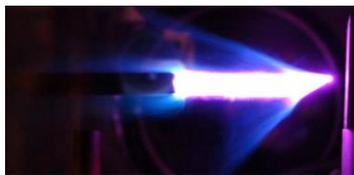


Рис. 2. Внешнее воспламенение сверхзвукового пропан-воздушного потока поверхностным СВЧ-разрядом.



Рис. 3. Воспламенение сверхзвукового пропан-воздушного потока в условиях импульсного электродного разряда в канале без застойной зоны.



Рис. 4. Воспламенение спирта с помощью поверхностного СВЧ-разряда в условиях сверхзвукового воздушно-

углеводородных потоков и оптимизация режима горения топлива позволяет существенно уменьшить продольные размеры камеры сгорания прямоточного воздушно-реактивного двигателя, снизить вес двигателя, увеличить эффективность его работы, и, соответственно, увеличить долю массы полезной нагрузки, что снизит стоимость эксплуатации летательных аппаратов. 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.

Экспериментально тестировались различные типы самостоятельных электрических разрядов, а именно, свободно локализованный разряд, создаваемый сфокусированным пучком электромагнитного излучения, микроволновый разряд, создаваемый поверхностной волной на диэлектрическом теле, обтекаемом сверхзвуковым потоком воздуха, а также импульсные поперечные и продольные поверхностные и объемные электродные разряды. Так как самостоятельные СВЧ-разряды существуют при высоких величинах приведенного электрического поля, то в случае их применения нарабатывается больше активных частиц, чем в плазме электродного разряда. Это сильно влияет на кинетику процессов с участием активных радикалов и, как следствие, уменьшает время индукции, что является очень перспективным для инициации воспламенения сверхзвуковых потоков газообразного топлива. Предложенная и разрабатываемая нами технология использует принцип быстрого плазменно-стимулированного воспламенения сверхзвуковых холодных воздушно-углеводородных потоков и принцип стабилизации горения с по-

мощью программированного разряда, мощность которого изменяется по заданной программе в зависимости от внешних условий (высота и скорость) полета летательного аппарата.

На рис. 1-4 представлены данные по воспламенению холодного сверхзвукового воздушно-углеводородного потока ( $M = 2$ ,  $T = 167$  К) в условиях низкотемпературной плазмы, создаваемой различными типами разряда. Видно, что все типы используемых разрядов приводят к воспламенению воздушно-углеводородных потоков. Также показано (рис. 5), что период индукции изменяется от миллисекундного масштаба времени для импульсных электродных разрядов, существующих при малых значениях приведенного электрического поля  $E/N = 10-30$  Тд, до нескольких десятков микросекунд в условиях свободно локализованного СВЧ-разряда, создаваемого сфокусированным пучком мощного микроволнового излучения и, наконец, единиц микросекунд для поверхностного СВЧ-разряда, генерируемого на диэлектрической антенне, существующего при больших значениях приведенного электрического поля  $E/N = 100-500$  Тд. Проведены тестовые эксперименты по исследованию влияния программированного разряда на воспламенение и стабилизацию горения холодных незаторможенных сверхзвуковых воздушно-углеводородных потоков (рис. 6).

Разрабатываемая технология позволяет осуществлять полную объемную и непрерывную во времени стабилизацию плазменно-стимулированного горения. В основе плазменной технологии лежат передовые достижения в различных областях знаний, что позволит создать на их основе новую технологию управления процессом горения не только в области сверхзвуковой аэродинамики, но и для управления горением в турбореактивных двигателях, а также в различных областях теплоэнергетики.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 14-02-00514-а)

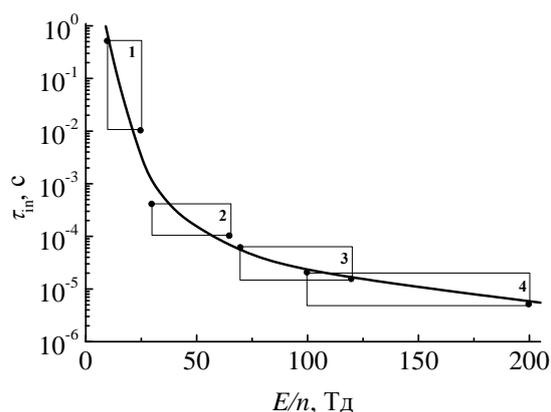


Рис. 5. Зависимость периода индукции от приведенного электрического поля. 1 – DC разряд; 2 – импульсный поперечный электродный разряд; 3 – свободно локализованный СВЧ разряд; 4 – поверхностный СВЧ-разряд. Сверхзвуковой ( $M=2$ ) пропан-воздушный поток.

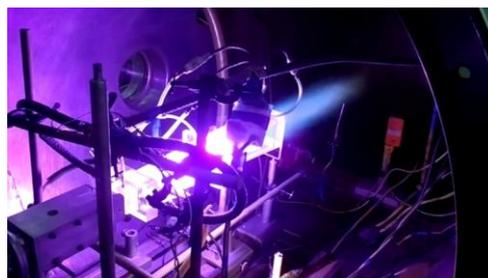


Рис. 6. Плазменно-стимулированное горение в канале, моделирующем камеру сгорания прямоточного воздушно-реактивного двигателя.

## ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЕННО-СТИМУЛИРОВАННОГО ГОРЕНИЯ ПРОПАН-ВОЗДУШНОГО ТОПЛИВА В АЭРОДИНАМИЧЕСКОМ КАНАЛЕ ПЕРЕМЕННОГО СЕЧЕНИЯ

Профессор *Шибков В.М.*, профессор *Шибкова Л.В.*,  
мл. науч. сотр. *Копыл П.В.*, мл. науч. сотр. *Сурконт О.С.*,  
мл. науч. сотр. *Васильева Е.С.*, студент *Андриенко А.А.*,  
студент *Гаврилов Е.А.*, студент *Морозов Р.А.*, студент *Сухоруков В.И.*

В условиях импульсного самостоятельного разряда сверхзвуковое горение свободных воздушно-углеводородных потоков происходит только в течение длительности импульса, и пламя срывается, как только подвод энергии прекращается. Для стационарного горения необходимо оптимизировать режим создания разряда, величину вкладываемой в плазму энергии. Экспериментальная установка включает в себя вакуумную камеру, ресивер высокого давления воздуха, ресивер высокого давления пропана, систему для создания сверхзвукового потока, прямоугольные аэродинамические каналы различной конфигурации с присоединенными воздуховодами, высоковольтные источники питания для создания газоразрядной плазмы, систему синхронизации и диагностическую аппаратуру. Секундный массовый расход воздуха изменялся от 25 до 150 г/с, пропана – от 1 до 8 г/с. Плазменно-стимулированное горение осуществлялось в условиях сверхзвукового воздушного потока, создаваемого внутри аэродинамического канала при атмосферном давлении окружающего воздуха, разряд создавался в течение 1-2 с, в это же время осуществлялась инжекция углеводородного топлива. Процесс инициирования воспламенения сверхзвукового пропан-воздушного потока с помощью неравновесной газоразрядной плазмы изучался при различных составах горючей смеси. Величина эквивалентного отношения  $\alpha = (\gamma_2/\gamma_1)/(\gamma_2/\gamma_1)_{st}$  есть отношение доли  $(\gamma_2/\gamma_1)$  пропана в смеси к доле пропана  $(\gamma_2/\gamma_1)_{st}$  в стехиометрической смеси. Давление  $p_0$  неподвижного воздуха в вакуумной камере составляло 760 Тор.



Рис. 1

В первых экспериментах по изучению возможности применения газоразрядной плазмы для стабилизации внутреннего горения использовался короткий аэродинамический канал, продольный размер которого меньше 10 см. На рис. 1 представлена интегральная фотография плазменно-стимулированного горения в короткой камере сгорания при атмосферном давлении окружающего воздуха. На выходе из такого канала наблюдается большой, размером от 0.5 до 1 м, ярко светящийся факел. Видно, что топливо не успевает полностью сгореть внутри короткого

канала. Об этом также свидетельствуют показания датчика пропана. В условиях этого эксперимента полнота сгорания порядка 30 %. Для того чтобы повысить эффективность горения, необходимо было повысить время нахождения топлива внутри камеры сгорания, т.е. либо уменьшить скорость потока, что для нас неприемлемо, либо увеличить ее продольные размеры. Были разработаны и изготовлены новые гладкие (без застойных зон) аэродинамические каналы прямоугольного сечения с присоединенным воздухопроводом. Чтобы избежать их запыления при плазменно-стимулированном горении воздушно-углеводородного топлива в высокоскоростном потоке каналы были переменного сечения, причем отношение выходного сечения к входному  $S_2/S_1 = 5, 8$  и  $12$ . Продольная длина каналов соответственно 70, 60 и 50 см.

При сгорании воздушно-углеводородного потока внутри длинных аэродинамических каналов на выходе из них образуется факел, продольные размеры которого не превышают 20-25 см. В качестве примера на рис. 2 представлен общий вид выходной области длинного ( $L = 50$  см) аэродинамического канала при плазменно-стимулированном горении в нем пропан-воздушного топлива. В спектре, излучаемом пламенем на выходе из канала, наблюдаются в основном полоса (0;0) радикала  $\text{CN}$  с длиной волны кванта 431.5 нм. Короткий факел голубого пламени при сверхзвуковом плазменно-стимулированном горении пропана в длинном канале указывает на тот факт, что топливо полностью сгорает внутри канала, при этом не образуется сажа.

На рис. 3 приведена аксиальная зависимость температуры пламени внутри аэродинамического канала ( $z = 20$ -50 см). Видно, что температура повышается от 1400 К вблизи электродов до 1900 К на выходе из аэродинамического канала. Измерялось также распределение температуры внешней поверхности аэродинамического канала. В сверхзвуковом потоке внутренняя поверхность стенок аэродинамического канала слабо нагревается. В тех областях аэродинами-

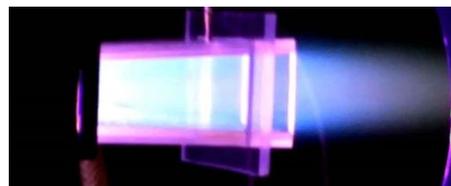


Рис. 2

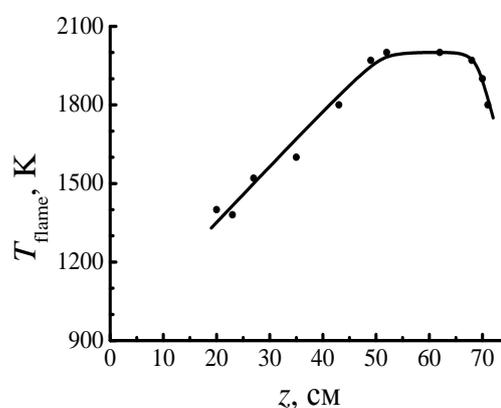


Рис. 3.

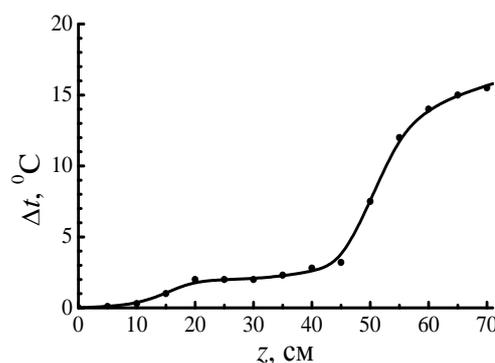


Рис. 4

ческого канала, где горение интенсивней, внутренние поверхности стенок нагреваются сильнее. Далее за счет теплопроводности прогревается весь объем стенок, в том числе и внешняя их поверхность. На рис. 4 представлено измеренное с помощью термопары продольное распределение изменения температуры внешней поверхности аэродинамического канала, вызванные процессом сверхзвукового горения пропан-воздушного топлива. Видно, что в области существования разряда скачок температуры внешней поверхности стенки, происходящий на расстоянии  $x = 20$  см от входного сечения аэродинамического канала, не превышает двух градусов. Вниз по потоку температура стенок остается неизменной на расстоянии 20-25 см от области существования разряда. На расстоянии приблизительно 25 см от области существования низкотемпературной газоразрядной плазмы, осуществляющей воспламенение и стабилизацию сверхзвукового горения пропан-воздушного топлива, начинает резко изменяться температура внешней поверхности стенок аэродинамического канала.

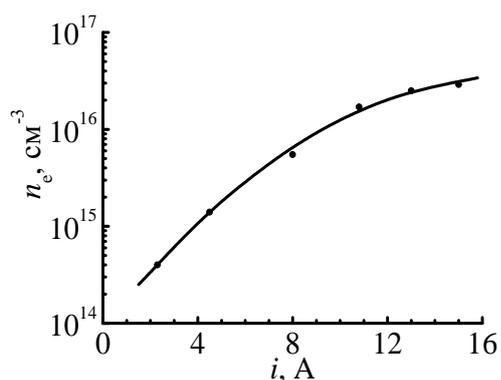


Рис. 5

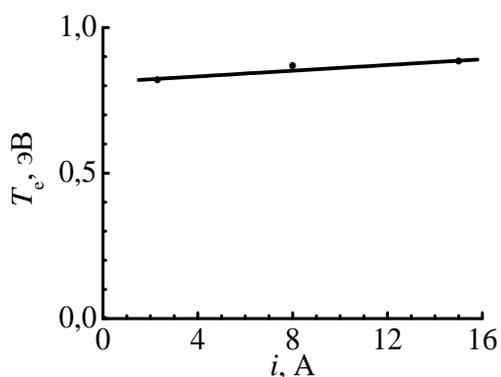


Рис. 6

зависимость от разрядного тока концентрации электронов в канальной плазме пульсирующего разряда, а на рис. 6 – температуры электронов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 14-02-00514-а).

Концентрации электронов в плазме канального разряда измерялась по штарковскому уширению спектральных линий бальмеровской серии водорода, а температура электронов по распределению интенсивности излучения тормозного и рекомбинационного спектров, а также по относительным интенсивностям излучения спектральных линий меди. Для этого производилась регистрация спектра излучения плазмы и пламени на различных расстояниях от электродов. Получено, что вблизи электродов наряду с полосами CN и линиями H, O и Cu в спектре наблюдается достаточно сильный сплошной континуум, что свидетельствует о высоком значении концентрации электронов в канальной плазме электродного разряда в сверхзвуковом потоке воздуха. На рис. 5 представлена

## ЦИФРОВОЙ АНАЛИЗ НЕСТАЦИОНАРНЫХ УДАРНО-ВОЛНОВЫХ КОНФИГУРАЦИЙ

Аспирант *Глазырин Ф.Н.*, доцент *Мурсенкова И.В.*,  
профессор *Знаменская И.А.*, профессор *Сысоев Н.Н.*

В работе исследовались новые возможности исследования импульсных течений газа, в том числе включающих ударные волны, на основе применения цифровых методов регистрации и анализа полей течения. Импульсные процессы требуют применения диагностики с высоким временным и пространственным разрешением, включающей специализированные источники света и системы регистрации. Высокие градиенты основных газодинамических параметров, возникающие при переходе через фронт ударной волны, зачастую выходят за границы надёжной применимости оптических методов. Цифровые камеры последнего поколения позволяют снимать фильмы, регистрирующие быстропротекающие процессы в газах, жидкостях, плазме с высоким разрешением. Метод цифровой трассерной анемометрии (Particle Image Velocimetry, PIV) является эффективным средством исследования пространственных течений; использование трассеров в сочетании с цифровыми методами анализа изображений позволяет получать подробные количественные данные о поле скорости течений. Теневого фоновый метод (ТФМ) является сочетанием классического прямого теневого метода с цифровой обработкой изображений. Он основан на рефракции, предназначен для анализа изменений показателя преломления прозрачных сред.

Данные методы были применены для регистрации и анализа импульсных быстропротекающих процессов с ударными волнами: в канале ударной трубы; на выходе из канала в атмосферу; после инициирования импульсных разрядов в канале. Ударная труба установки УТРО-3, имеющая прямоугольное сечение канала 24x48 мм, позволяет генерировать плоские ударные волны с числами Маха 1-5 в воздухе. Плоскопараллельные (длинной 17 см) кварцевые окна установки дают возможность исследования течения, близкого к двумерному, оптическими методами. Метод PIV использовался для определения полей скорости газа в потоке; особое внимание уделялось зоне фронта ударной волны. В качестве рассеивающих частиц использовались взвесь диоктилсебацата и оксид титана (диаметр около микрона). Подсветка исследуемой области осуществлялась двойным лазерным импульсом длительностью 6 ns каждый. Задержка между двумя изображениями составляла 1 μs. Синхронизация инициирования лазера с ударной волной осуществлялась с помощью сигнала от пьезодатчика, расположенного в канале ударной трубы. На рис.1 приведено характерное векторное поле скорости, полученное при визуализации плоской ударной

волны методом PIV, и профиль скорости на фронте плоской УВ. Одним из эффектов, наблюдаемых при PIV-анализе ударных волн, является размытие профиля скорости на фронте ударной волны. Причиной этого являются инерционное запаздывание трассирующих частиц, конечная длительность PIV-измерения, оптические искажения, и некоторые другие эффекты.

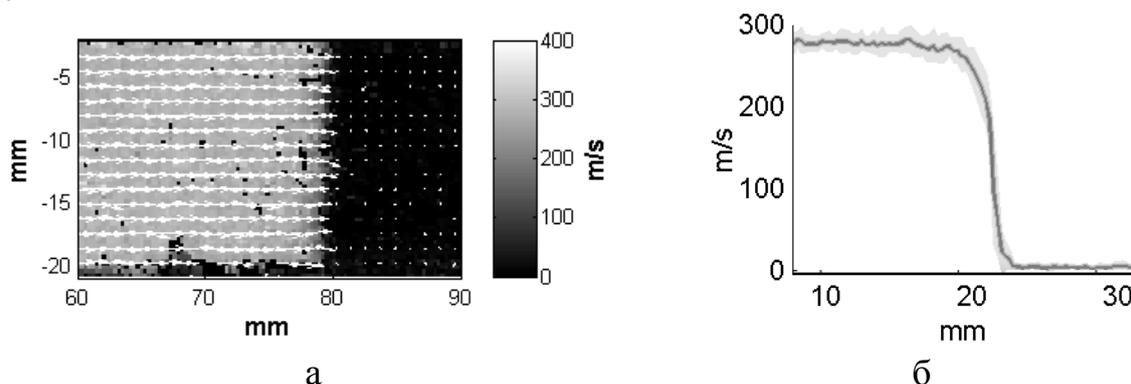


Рис. 1. Поле скорости (а) и профиль скорости (б) на фронте плоской ударной волны, полученные методом PIV. Параметры УВ:  $M=2.2$ ,  $P_0=75$  торр.

При выходе плоской ударной волны из канала в открытое пространство, происходит ее дифракция на краю канала. Результирующее трёхмерное течение включает в себя осевую струю газа, выходящего за ударной волной, образуемое этой струей вихревое кольцо и другие характерные элементы. PIV и ТФМ были применены к визуализации данного трёхмерного течения (Рис.2). Метод PIV более точно отображает фронт ударной волны, а также даёт количественные данные о скорости течения в различных точках и производных скорости. ТФМ также визуализирует границу ударно-волновой конфигурации, более точно выявляет элементы течения, характеризующиеся малыми градиентами плотности – вихревое кольцо, вторичная ударная волна, и другие.

Количественное восстановление скачка плотности по данным ТФМ давало результаты, существенно отличавшиеся от реальных параметров ударной волны. Анализ показал причины этого расхождения: сильное преломление световых лучей на фронте ударной волны, аналогичное преломлению на поверхности раздела двух прозрачных сред, создаёт эффект, превышающий верхний предел чувствительности ТФМ-схемы при типовой настройке. Была предложена и реализована модификация ТФМ-схемы, а также метода обработки, позволяющий регистрировать скачок оптической плотности на фронте ударной волны, и восстанавливать по ней реальную плотность плоской ударной волны.

Импульсный разряд “плазменный лист” при инициации формирует сложное нестационарное течение, обусловленное энерговыделением в газ. Течение включает ударные волны сложной трехмерной конфигурации и кон-

вективные образования. Было проведено комплексное исследование течения, создаваемого поверхностным импульсным разрядом.

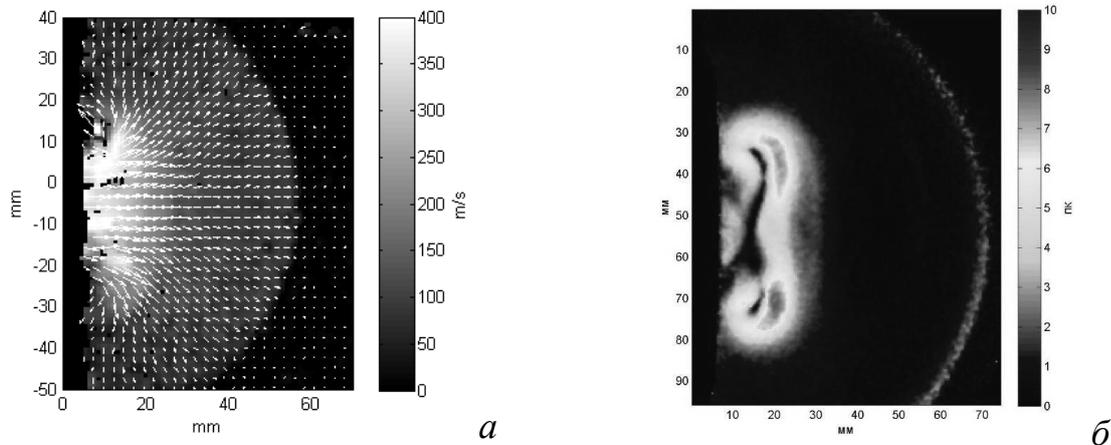
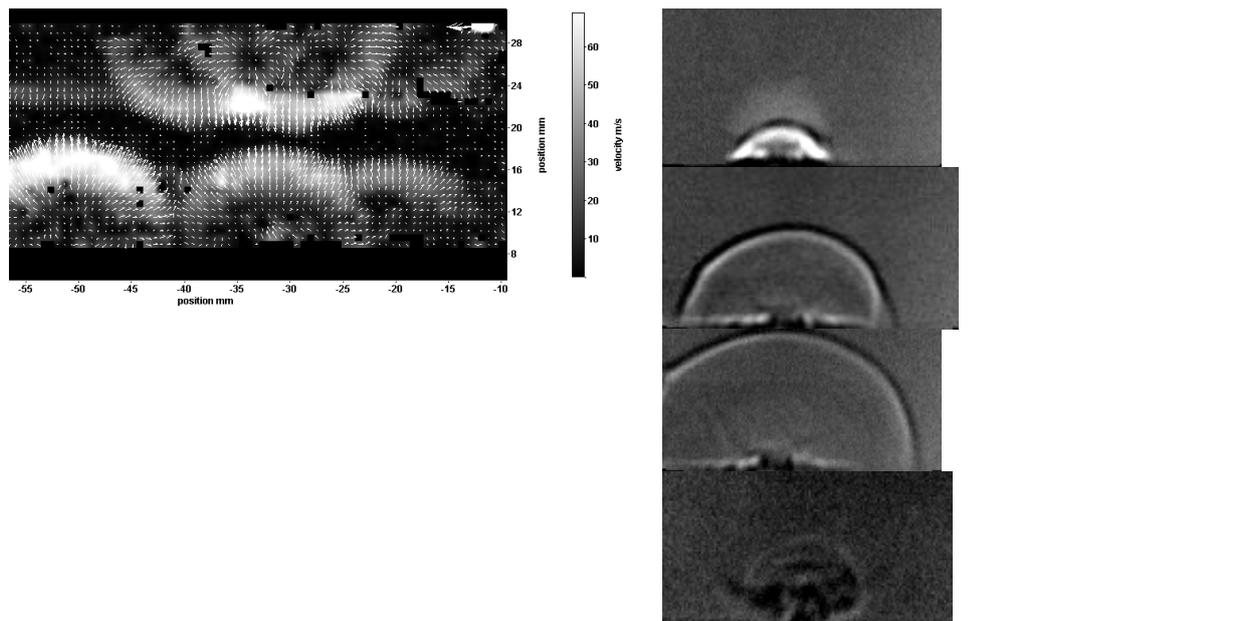


Рис. 1 Изображения внешнего течения в момент 300 мкс после выхода ударной волны из канала. а) поле скорости, полученное PIV; б) поле смещений ТФМ.

Высокоскоростная теневая визуализация показала динамику газодинамических разрывов в интервале времени от 2 мкс до 2 мс с интервалом от 5 мкс. На поздних стадиях развития течения визуализировано развитие термика, сформированного вынужденной конвекцией из зоны яркого разрядного канала. Применение трёх указанных методов оптической диагностики в сочетании с цифровым анализом позволило получить подробную картину течений и спрогнозировать действие разряда на поток в качестве плазменного актуатора.



а) Поле скорости PIV через 18 мкс после инициирования разряда напряжением 25 кВ).

б) Прямотеневое изображение течения в зоне высокоэнергетического канала: 2, 22, 28, 245 мкс после разряда.

Рис. 2. Поле течения, создаваемое импульсным поверхностным разрядом

## ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРЫ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С ПОМОЩЬЮ РЕГУЛЯРИЗИРОВАННОЙ СИСТЕМЫ МОМЕНТНЫХ УРАВНЕНИЙ И МЕТОДА ПСМ

*Тимохин М.Ю.<sup>1,2</sup>, Бондарь Е.А.<sup>2,3</sup>, Коханчик А.А.<sup>2,3</sup>, Иванов И.Э.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва;  
<sup>2</sup>НГУ, Новосибирск; <sup>3</sup>ИТПМ им. С.А. Христиановича, Новосибирск

Задача о структуре стационарной ударной волны является одной из фундаментальных задач неравновесной газодинамики. Распределение газодинамических параметров в ударной волне изучалось и с помощью аналитики [1,2], и экспериментально [3-5], и с помощью различных численных методов [6-12].

Численно [13] решается задача одномерной плоской ударной волны в канале с зеркальными стенками. Газовый поток направлен слева направо. В качестве краевых условий (на входе в канал слева и на выходе из канала справа) задаются газодинамические параметры, получаемые из законов сохранения (соотношений Ренкина-Гюгонио). Как известно ([7,8]), решение оригинальной системы Грэда не позволяет получить правильную структуру фронта ударной волны для чисел Маха больших 1.65. При числе Маха  $M=1.65$  наблюдается появление нефизического скачка в газодинамических параметрах. С усилением ударной волны величина этого нефизического скачка только растёт. Математическое объяснение появления разрыва в производных приводится в [7,14].

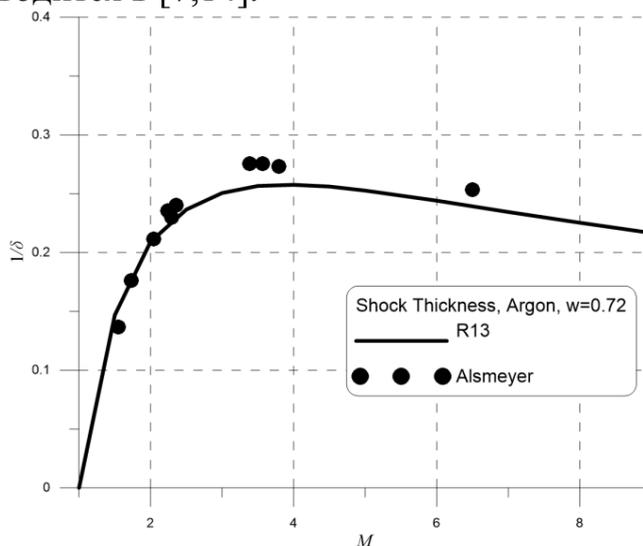


Рис. 1. Обратная толщина ударной волны для аргона в зависимости от числа Маха (сравнение с экспериментальными данными [4]).

Численный расчёт структуры ударной волны производился для системы Грэда [7] и для системы R13 [8] для широкого диапазона чисел Маха. Как уже было сказано выше, несмотря на то, что используемая система R13 была выведена для приближения максвелловских молекул, в данной работе также использовались другие модели межмолекулярного взаимодействия, моделируемые за счёт введения степенной температурной зависимости вязкости газа. Таким образом, в ходе тестирования моделировался газ с максвелловской моделью межмолекулярного взаимодействия, газ, состоящий из твёрдых сфер, и аргон.

Для неравновесных течений можно ввести компоненты температуры из-за неравномерного распределения энергии молекул по степеням свободы. Для одномерной ударной волны можно ввести продольную  $T_x$  и поперечную  $T_{\perp} = \frac{1}{2}(T_y + T_z)$  температуры. В таком случае полная температура газа может быть записана как  $T = \frac{1}{3}(T_x + 2T_{\perp})$ .

Рисунок 1 представляет сравнение обратной толщины ударной волны с экспериментальными данными работы ([4]) в зависимости от числа Маха. Толщина ударной волны определялась по максимальному градиенту профиля плотности. В профиле плотности для системы R13 отсутствуют характерные для системы Грэда нефизические структуры на переднем фронте ударной волны.

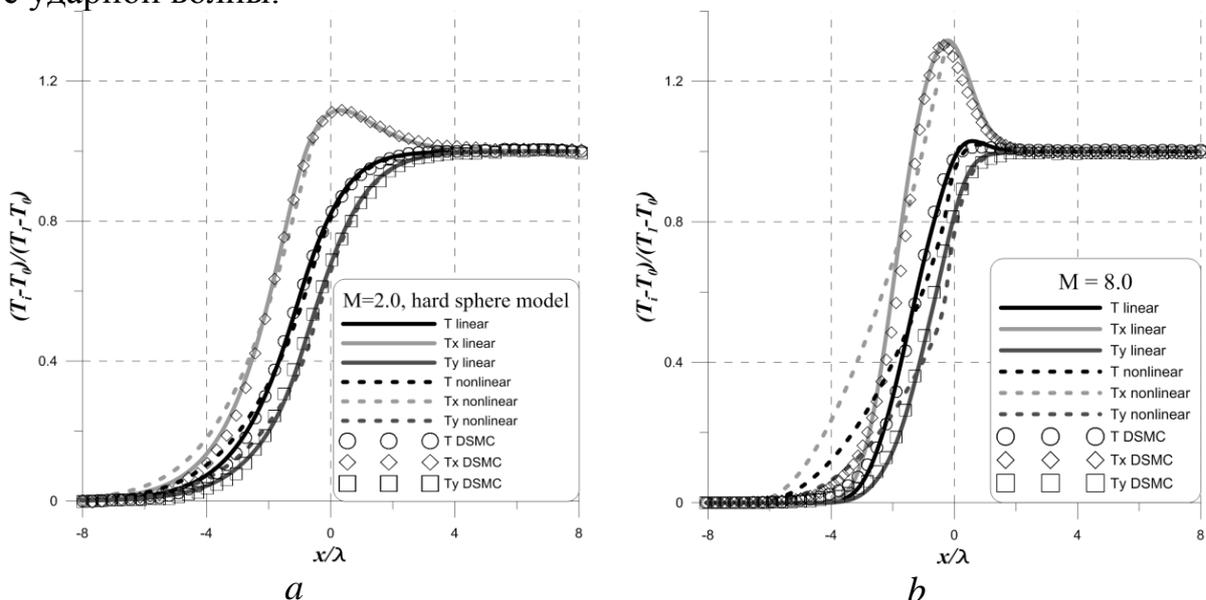


Рис. 2. Сравнение продольной, поперечной и общей температур в ударной волне для  $M=2.0$  (a) и  $M=8.0$  (b).

Куда сложнее получить правильное распределение температуры в решении данной задачи. На рис. 2 приведено сравнение продольной, поперечной и общей температур для модели твёрдых сфер при числах Маха

$M=2.0$  (a) и  $M=8.0$  (b). На графики нанесены результаты линейного и нелинейного вариантов системы R13 и результаты метода DSMC, полученные с помощью [15]. На рис. 3 представлено сравнение распределений температуры в области заднего фронта скачка уплотнения для решения линейного и нелинейного вариантов системы R13 и данных DSMC при числах Маха  $M=2.0$  и  $M=8.0$  для максвелловских молекул и модели твёрдых сфер. Это сравнение демонстрирует появление малоизученной особенности данной задачи, заключающееся в возникновении немонотонности в профиле полной температуры для структуры ударной волны в одноатомном газе при достаточно больших числах Маха. Было показано [12], что при числе Маха  $M>3.9$  в полной температуре появляется максимум (овершут) на заднем фронте ударной волны. В дальнейшем этот максимум растёт с усилением ударной волны. Величина этого температурного максимума в решении системы уравнений R13 была оценена, и было показано, что система R13 даёт несколько завышенное значение максимума температуры.

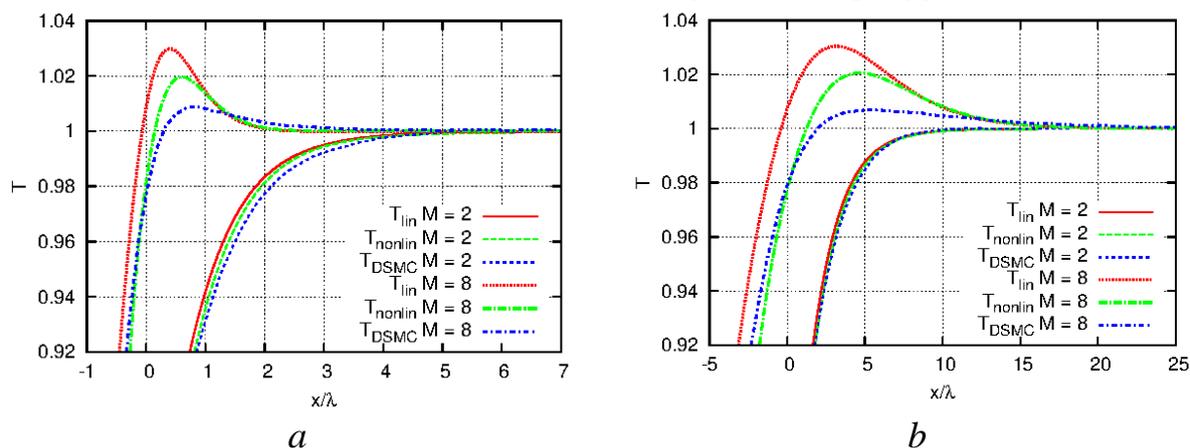


Рис. 3. Область температурного овершута в ударной волне для модели твёрдых сфер (a) и максвелловских молекул (b).

Таким образом, было проведено детальное сравнение численных результатов системы уравнений R13 с экспериментальными данными, данными метода DSMC и аналитическими данными. Благодаря этому, а также анализу поведения решения R13 можно сделать вывод о том, что данная система уравнений позволяет получить хорошие результаты для задачи о структуре ударной волны для умеренных чисел Маха. С увеличением силы ударной волны профили температур (продольной, поперечной и полной) всё хуже согласуются с данными DSMC. Для системы R13 действительно реализуется экстремум в профиле полной температуры при числе Маха  $M>3.9$ , но и здесь с усилением ударной волны величина его оказывается завышенной в несколько раз по сравнению с эталонными показателями метода DSMC.

Работа была выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (Грант №14-01-31079) и Правительства РФ (договор №14.Z50.31.0019).

### Литература

1. Yen S.M. Temperature Overshoot in Shock Waves // *Phys. Fluids*. 1966. V. 9. P.1417–1418.
2. Mott-Smith H.M. The solution of the Boltzmann equation for a shock wave. // *Phys. Rev.* 1951. V. 82. P. 885–892.
3. Schmidt B. Electron beam density measurements in shock waves in argon. // *J. Fluid Mech.*, 1969. V.39. №2. P. 361–373.
4. Alsmeyer H. Density Profiles in Argon and Nitrogen Shock Waves Measured by the Absorption of an Electron Beam // *J. Fluid Mech.* 1976. V. 74. P. 497–513.
5. Pham-Van-Diep G.G., Erwin D.A., Muntz E.P. Nonequilibrium Molecular Motion in a Hypersonic Shock Wave // *Science*. 1989. V. 245. P. 624–626.
6. Liao W., Peng Y., Luo L-S., Xu K. Modified Gas-kinetic Scheme for Shock Structures in Argon // *Progress in Comp. Fluid Dynamics*. 2008. V. 8. №1-4. P. 97–108.
7. Grad H. The Profile of a Steady Plane Shock Wave Comm. // *Pure Appl. Math.* 1952. V. 5. №3. P. 257–300.
8. Torrillon M., Struchtrup H. Regularized 13-moment Equations: Shock Structure Calculations and Comparison to Burnett Models // *J. Fluid Mech.* 2004. V. 513. P. 171–198.
9. Ohwada T. Structure of normal shock waves: Direct numerical analysis of the Boltzmann equation for hard-sphere molecules // *Phys. Fluids*. 1993. A 5. P. 217–234.
10. Жук В.И., Рыков В.А., Шахов Е.М. Кинетические модели и задача о структуре ударной волны // *Изв. РАН. МЖГ*. 1973. №4. С. 135–141.
11. Erwin D.A., Pham-Van-Diep G.G., Muntz E.P. Nonequilibrium gas flows. I: A detailed validation of Monte Carlo direct simulation for monatomic gases // *Phys. Fluids*. 1991. A 3. P. 697–705.
12. Ерофеев А.И., Фридендер О.Г. Перенос импульса и энергии в ударной волне. // *Известия РАН. МЖГ*. 2002. Т. 4. С. 120–130.
13. Иванов И.Э., Крюков И.А., Тимохин М.Ю. Применение системы моментных уравнений для математического моделирования газовых микро течений // *ЖВМ*. 2013. Т.53. № 10. С. 1721–1738.
14. Holway L.H. Existence of Kinetic Theory Solutions to the Shock Structure Problem // *Phys. Fluids*. 1964. V. 7. № 6. P. 911–913.
15. Ivanov I.E., Kryukov I.A., Timokhin M.Yu., Bondar Ye.A., Kokhanchik A.A., Ivanov M.S. Study of Shock Wave Structure by Regularized Grad's Set of Equations // *AIP Conference Proceedings*. 2013. V. 1501. P. 215–222.

## НОВЫЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ЖИДКОСТИ НА ОСНОВЕ ИНФРАКРАСНОЙ ТЕРМОГРАФИИ

Профессор *Знаменская И.А.*<sup>1</sup>, мл. науч. сотр. *Коротеева Е.Ю.*<sup>1</sup>,  
*Большухин М.А.*<sup>2</sup>, *Фомичев В.И.*<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва,*  
<sup>2</sup>*ОКБМ “Африкантов”.*

Инфракрасная термография есть неразрушающий метод для измерения приповерхностной температуры жидкости и газа. Основными преимуществами термографии являются: бесконтактность, низкая инерционность, высокая чувствительность, двумерность получаемого изображения. В последние годы в связи с появлением тепловизоров класса FLIR 7000 появились отдельные работы по исследованиям динамических процессов в жидкости с помощью тепловизоров, в которых, как правило, излучение регистрируется с открытой поверхности жидкость – газ, для исследования характеристик теплопередачи материалов [1-3]. При исследовании течения жидкости в сосуде излучение поступает из жидкости, из толщи стенок сосуда, из воздуха между сосудом и объективом, а также фиксируется отраженное от окружающих тел, рассеянное излучение. При этом инфракрасное излучение практически полностью поглощается в тонком слое воды. Коэффициент поглощения зависит от длины волны излучения и температуры воды. Соответственно, толщина слоя поглощения излучения в слое неизотермической жидкости вблизи стенки сосуда меняется как в пространстве, так и во времени. Оценить диапазон ее значений можно как расстояние от нескольких микрон до 0.1 мм. В данной работе показано, что пространственно-временные, частотные характеристики пульсаций температуры могут быть измерены тепловизором комплексно во всем поле пристеночного течения воды (панорамно) и с достаточно высокой точностью.

Работа представляет новый метод исследования высокочастотных процессов перемешивания турбулентных потоков жидкости с различной температурой. Было предложено использовать термографию для количественного анализа пульсаций температуры в пограничном слое неизотермических течений воды у стенки (окна), частично прозрачной для инфракрасного излучения [4,5]. На основе предложенного подхода проведены тепловизионные исследования неизотермических полей температур и нестационарных турбулентных пульсаций температур в жидкости на простых моделях: 1) модель плоского Т-образного соединения (тройника) сечением 50x10 мм с окнами из селенида цинка; 2) модель импактной затопленной струи, бьющей в ИК прозрачную стенку; 3) цилиндрическая модель смесителя со сменными окнами из ИК прозрачных материалов. Про-

водилось термографирование непосредственно пристеночных зон водных потоков. Исследования проводились с использованием тепловизора FLIR 7700, спектральный диапазон измерений 3,7-4,8 мкм (по уровню 60% от максимальной чувствительности), частота кадров 115 Гц в полнокадровом режиме. Для стенки, прозрачной для ИК излучения в диапазоне длин волн, регистрируемых тепловизором, термографическая информация снимается (рис.1): 1 - из зоны пограничного слоя, примыкающей к поверхности окна; 2 - из стенки сосуда (окна); 3 - с поверхности стенки сосуда; 4 - из воздуха между сосудом и тепловизором.

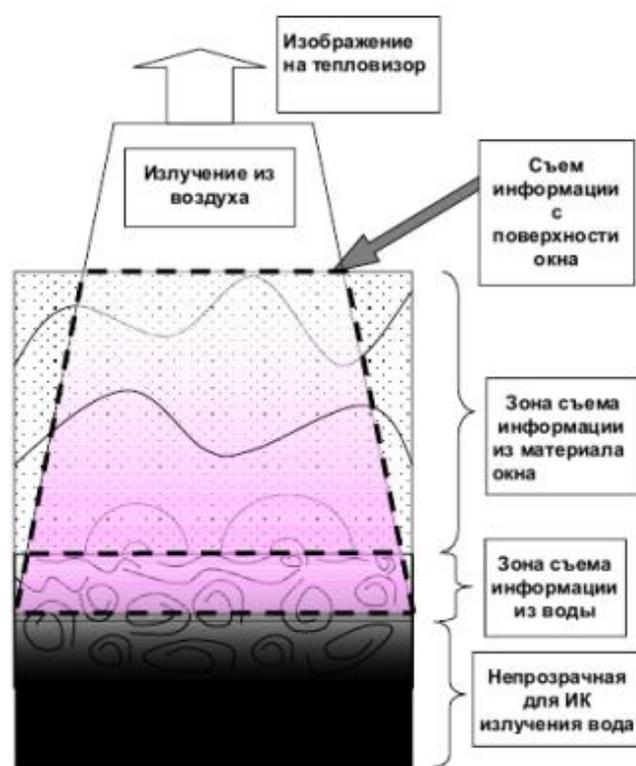


Рис.1

Тепловизором регистрируется рассеянное, отраженное, фоновое инфракрасное излучение из атмосферы. Поскольку вода интенсивно поглощает излучение данного диапазона, глубина зоны съема информации из воды - менее миллиметра. Локальное значение регистрируемого теплового потока из приповерхностного течения жидкости есть сложная функция локальной температуры и скорости воды. Эксперименты проводились при различных смещениях потоков горячей до 60°C и холодной от 10°C воды. На рис. 2 приведено типичное термографическое мгновенное изображение импактной затопленной струи воды, регистрируемого через ИК прозрачное окно. Данные, регистрируемые тепловизором через ИК прозрачный материал, отражают динамику тепловых процессов, идущих в зоне пограничного слоя неизотермического течения воды, примыкающего к поверх-

ности окна. Полученные данные (тепловизионные фильмы), снятые через ИК прозрачное окно, были систематически обработаны:

1. выбирались несколько точек на поверхности каждого окна модели, которые представлялись наиболее характерными для участка течения смещения;
2. строились зависимости амплитуды температуры, измеренной тепловизором в данной точке, от времени с помощью соответствующей программы;
3. строились энергетические спектры для полученных зависимостей с помощью программы прямого преобразования Фурье;
4. выделялись и анализировались основные частоты пульсаций;
5. определялся степенной закон среднего участка спектра с целью идентификации характера турбулентных пульсаций и соответствующего диапазона частот.

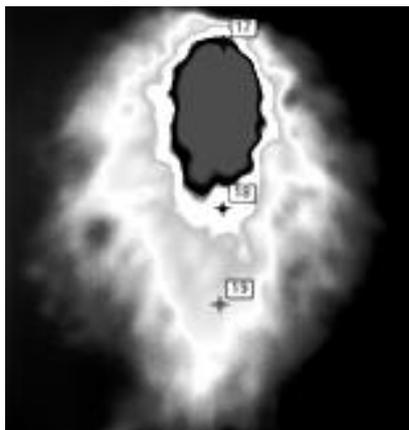


Рис.2

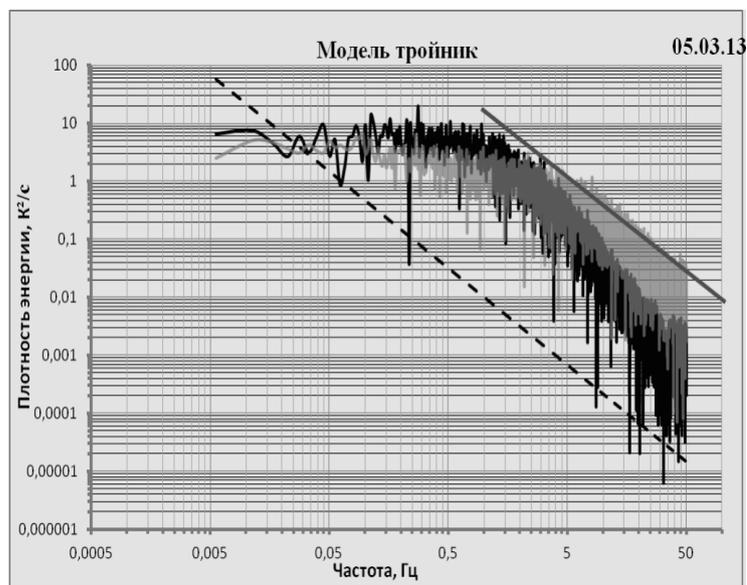


Рис.3

Для локально-изотропной турбулентности имеет место закон Колмогорова-Обухова, описывающий прямолинейный участок волнового спектра. Полученные из обработки данных термографии тройникового соединения энергетические спектры пульсаций воды были проанализированы с точки зрения их соответствия колмогоровскому закону  $-5/3$ . В полученных экспериментально спектрах пульсаций воды в зонах смешения можно выделить линейный участок в области средних частот (рис. 3, серый спектр). При анализе по углу наклона этот участок спектра может быть идентифицирован как инерционный интервал энергетического спектра, удовлетворяющий колмогоровскому закону  $-5/3$ . В исследованных неизотермических течениях выявлено наличие инерционных интервалов энергетических

спектров в диапазонах от 4 до 40 Гц. Для сравнения, участок, снятый через металл (черный спектр, рис.3) не имеет инерционного интервала.

Таким образом, при тепловизионном исследовании неизотермических течений жидкости, сопровождающихся нестационарными турбулентными пульсациями температур, через материал, прозрачный для инфракрасного излучения, термографический метод может быть эффективно использован для анализа пространственно-временных, частотных, спектральных характеристик пограничного слоя жидкости.

### Литература

1. G.M. Carlomagno, A. Ianiro (2014): “Thermo-fluid-dynamics of submerged jets impinging at short nozzle-to-plate distance: A review”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 58, pp. 15–35.
2. Kimura, N., Ogawa, H., Kamide, H. (2010): “Experimental study on fluid mixing phenomena in T-pipe junction with upstream elbow”. *Nucl. Eng. Des.*, vol. 240, pp. 3055–3066.
3. S. Menanteau, D. Bougeard, J. Harion, T. Muller (2013): “Wall temperature fluctuations measurements downstream of a pipe junction using infrared thermography”. *Quantitative InfraRed Thermography*. Vol. 10, No. 2, pp. 172–187.
4. Znamenskaya I., Koroteeva E. (2013): “Time-resolved thermography of impinging water jet”. *Journal of Flow Visualization & Image Processing*, Vol. 20(1–2), pp. 25–33.
5. Большухин М.А., Знаменская И.А., Свешников Д.Н., Фомичев В.И. (2014): Термографическое исследование турбулентных пульсаций воды при неизотермическом смешении. *Автоматрия*, том 50, № 5, с. 75-83.

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЙ В ЗАДАЧАХ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ

Профессор *Уваров А.В.*, ст.науч.сотр. *Винниченко Н.А.*,  
ассистент *Плаксина Ю.Ю.*

В настоящее время в гидродинамических задачах, как и во многих других физических проблемах и инженерных приложениях, можно выделить два подхода. Один из них основан на полном численном моделировании с использованием математической модели, включающей уравнения и граничные условия для всех величин, другой связан с экспериментальным определением полей гидродинамических параметров. Однако развитие экспериментальных методов исследования гидродинамических потоков позволяет получить значительное количество информации по отдельным

параметрам течения, и эти данные могут быть использованы при моделировании. Наиболее простой пример – это использование полей температуры и скорости на границе раздела сред [1], полученных с помощью термографии и поверхностного метода PIV (Particle Image Velocimetry). Действительно, такая информация позволяет разделить сопряженную задачу и решать ее отдельно для каждой из рассматриваемых сред, заменив граничные условия четвертого рода на условия первого рода. Однако можно получить и более подробные экспериментальные данные, например, поле температуры в рассматриваемой области в зависимости от времени с использованием теневых методов, и эти данные могут быть использованы при моделировании. С точки зрения физики ничего принципиально не меняется – вместо температуры на границе, которая также определялась бы экспериментально, возникает объемное поле температур. Однако резко меняется математическая постановка задачи. Действительно, знание одной величины во всем объеме приводит к изменению типа уравнений, используемых для определения остальных величин. Так, например, уравнение энергии из уравнения в частных производных второго порядка относительно температуры превращается в алгебраическое уравнение, связывающее компоненты скорости. Возникает и проблема корректности поставленной задачи, поскольку число имеющихся данных начинает превышать тот объем, который требуется для существования единственного решения.

В то же время очевидны преимущества такого нестандартного подхода. Например, в ряде случаев могут быть проблемы с определением граничных условий по температуре, в то время как само поле температуры может быть получено экспериментально.

Если поле температуры известно, система гидродинамических уравнений оказывается переопределенной, и для определения гидродинамических параметров могут быть использованы два подхода. В первом случае используется уравнение энергии и метод оптического потока для определения поля скорости. Во втором случае для определения поля скорости используется система уравнений непрерывности и движения. Архимедова сила находится из поля температуры и входит в качестве известной силы в правую часть уравнения движения. Задачи естественной конвекции интересны тем, что поле температуры фактически определяет поле объемных сил, действующих в системе, и определение поля скорости по полю температуры означает исследование движения среды при условии, что известны разгоняющие течение силы, а влияние вязкости и реальное поле скорости определяются при моделировании.

В работе получено хорошее соответствие результатов моделирования с известным полем температуры как результатам полного моделирования, так и полю скорости, полученному с помощью методики PIV.

Представляет интерес сравнение 2D и 3D моделирования для полной гидродинамической задачи и задачи с известным полем температуры. Действительно, получаемое в теневых экспериментах поле температуры является усредненным по одной координате, но отражает особенности трехмерного течения. Так, например, в задачах конвекции это поле оказывается несколько размытым за счет трехмерных эффектов. Если это размытое поле температуры подставлять в расчет поля скорости, полученный результат, по сравнению с двумерным моделированием, будет учитывать некоторые особенности трехмерного течения, то есть будет приближаться к трехмерному течению, усредненному по одной координате. Эта проблема представляет очень большой интерес как с теоретической, так и с практической точек зрения и требует дополнительных исследований.

### Литература

1. Yu.Yu. Plaksina, A.V. Uvarov, N.A. Vinnichenko, V.B. Lapshin. Experimental investigation of near-surface small-scale structures at water-air interface: Background Oriented Schlieren and thermal imaging of water surface // Russ. J. Earth Sci., 2012, v.12, №4, ES4002.
2. N.A. Vinnichenko, A.V. Uvarov, Yu.Yu. Plaksina. Combined study of heat exchange near the liquid–gas interface by means of Background Oriented Schlieren and Infrared Thermal Imaging // Exp. Therm. Fluid Sci., 2014, v.59, pp. 238-245.

## НЕОДНОРОДНОСТЬ РАВНОВЕСНЫХ СОСТОЯНИЙ ВОДНЫХ СРЕД

Ст. научн. сотрудник *Хахалин А.В.*

Вода является гетерогенной системой. Все ее физико-химические свойства являются проявлением большого количества процессов на различных уровнях рассмотрения водных сред: от направления вращения электронов в атомах водорода молекул  $H_2O$  и до материала сосуда, в котором они размещены, от способа их получения и до термодинамических параметров состояния каждой из них. Водные среды относятся к макросистемам, где хаотическое поведение на микроуровне, преобразуется в детерминированную эволюцию на макроуровне [1].

Несмотря на отсутствие у молекул воды дальнего порядка, их движение обладает определенными признаками: колебания молекул  $H_2O$  происходят вблизи положения равновесия в течение характерного времени оседлой жизни, а далее они перескакивают в другие аналогичные области пространства. Физико-химические свойства водных сред определяются ее структурой, формируемой такими колебательными движениями. Причем, одновременно в одном равновесном состоянии такой системы находится

смесь нескольких фазовых состояний (газообразные, жидкие, льдоподобные кластеры из молекул воды).

Согласно статистической механики, равновесие определяет распределение Максвелла по скоростям частиц в веществе. Однако при взаимодействии локальных объемов (не каждого) происходят химические реакции, приводящие к отклонениям от равновесия с последующим быстрым возвращением в него. Высокая скорость релаксации в исходное состояние позволяет сохранить локальность исходного микрообъема. Такие области вещества могут вести себя колебательно или хаотически.

Поэтому вода относится к таким неравновесным термодинамическим системам, которые, при определённых условиях, поглощая вещество и энергию из окружающего пространства, могут совершать качественный скачок к усложнению и появлению диссипативных структур (например, появление в воде Бенаровской неустойчивости). В работе [2] было обнаружено возникновение разнообразных типов упорядоченных диссипативных структур в чашках Петри под воздействием ЭМИ.

Макроскопические физико-химические свойства системы определяются ее структурой в микрообъемах. Представляется целесообразным описывать структурные свойства водных сред в таких областях как смеси нескольких фазовых состояний в рамках определения их структурной характеристики воды [3]. Под ними подразумевается набор водородо-связанных геометрических фигур, каждая из которых является связанным ориентированным (ребро направлено от кислорода, являющегося донором протона, к кислороду – акцептору) графом, вершинами которого являются атомы кислорода, а ребрами – водородные связи между молекулами воды. В результате, численными методами можно однозначно выявить и классифицировать все возможные конфигурации молекул воды в единице объема исследуемого образца и им соответствующие структурные характеристики при произвольных внешних факторах, независимо от их принадлежности к различным фазовым состояниям.

Моделирование водных кластеров  $(\text{H}_2\text{O})_n$ ,  $\text{Na}^+(\text{H}_2\text{O})_n$  и  $\text{K}^+(\text{H}_2\text{O})_n$  ( $n \leq 8$ ) методом Монте-Карло (NVT-ансамбль) по стандартной схеме Метрополиса с атом-атомными потенциальными функциями Полтева-Маленкова при температурах  $T_1=1$  К и  $T_2=300$  К позволило выявить для всех исследованных водных кластеров наборы наиболее вероятных конфигураций молекул воды, реализующихся в процессе теплового движения.

Данные наборы характеризуют структурные свойства водной системы, находящейся в равновесном состоянии. Они различны в зависимости от термодинамических условий, а, следовательно, показывают высокую неоднородность таких состояний водных сред. Перебирая типы равновесных конфигураций, данная система адаптируется к внешним условиям.

Проведённый последующий анализ наиболее вероятных типов

структур сетки водородных связей равновесных конфигураций водных кластеров выявил их наследование в кластерах с  $n$  молекулами воды у кластеров с  $n-1$  молекулами воды с точностью до одной водородной связи. Данный факт показывает, высокую степень их коллективной эволюции.

Постоянный перебор типов равновесных конфигураций приводит к изменению степени восприимчивости системы к различным внешним воздействиям. Установлено, что при наложении низкоинтенсивного внешнего электрического поля состав этих наборов не изменяется, а вероятности реализации конкретных конфигураций изменяются в пределах 3-6%. Так же выявлено, что данное воздействие приводит к изменению очередности появления различных типов структур из сеток водородных связей.

Таким образом, описанная выше неоднородность равновесных состояний водных сред может быть ключом к пониманию их особых физико-химических свойств, а анализ типов наиболее вероятных конфигураций входящих в такие системы молекул воды создает предпосылки для разработки методов эффективного управления ими.

### Литература

1. Попков Ю. С. Теория макросистем (равновесные модели). М.: Эдиториал УРСС, 1999. 320 с.
2. Мартынюк В.С., Нижельская А.И. Возникновение диссипативных структур при воздействии ЭМИ КВЧ на систему "Вода-краситель" // Физика живого. 2009. Т. 17. №1. С. 105-111.
3. Хахалин А.В., Теплухин А.В. Исследование сеток водородных связей в водных кластерах, содержащих ион  $\text{Na}^+$  или  $\text{K}^+$  // Биомедицинские технологии и радиоэлектроника. 2006. № 1-2. С. 70-74

### ВЛИЯНИЕ РАСПРЕДЕЛЕННОГО ЭНЕРГОПОДВОДА НА СВЕРХЗВУКОВОЕ ТЕЧЕНИЕ ГАЗА В ГЛАДКОМ РАСШИРЯЮЩЕМСЯ АЭРОДИНАМИЧЕСКОМ КАНАЛЕ

Профессор Шибков В.М., профессор Шибкова Л.В.,  
науч. сотр. Константиновский Р.С., мл. науч. сотр. Копыл П.В.,  
мл. науч. сотр. Сурконт О.С., студент Сухоруков В.И.

Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия,  
shibkov@phys.msu.ru

Проведены исследования возможности применения разрабатываемой плазменной технологии для сверхзвукового сжигания воздушно-углеводородных топлив в аэродинамических каналах переменного сечения. На рис. 1 представлена зависимость тяги, возникающей при плазмен-

но-стимулированном горении пропан-воздушного топлива в расширяющемся (не снабженным выходным соплом) аэродинамическом канале с присоединенным воздухопроводом, от эквивалентного отношения пропана. Отношение площадей поперечных сечений на выходе и входе канала равно  $S_2/S_1 = 12$ .

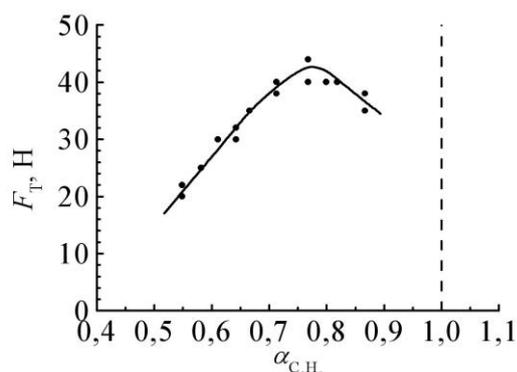


Рис. 1.

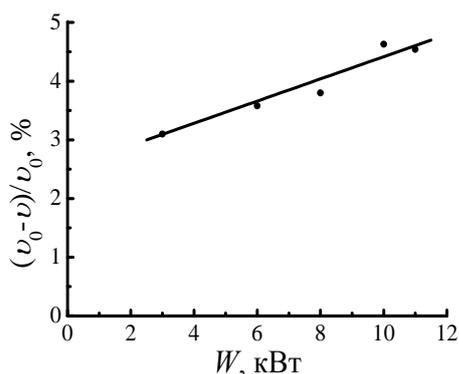


Рис. 2

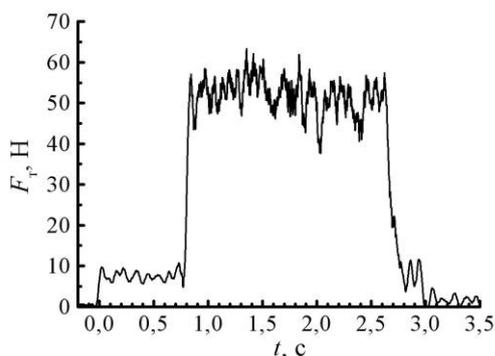


Рис. 3

Измерения проводились с помощью тензовесов при постоянном секундном массовом расходе воздуха 100 г/с и различных секундных массовых расходах пропана. На графике пунктирная прямая соответствует стехиометрической пропан-воздушной смеси. Видно, что при сжигании бедных по отношению к пропану смесей тяга линейно растет с увеличением секундного массового расхода пропана. При  $dm_{C_3H_8}/dt = 5$  г/с, что соответствует эквивалентному отношению для пропана 0,75, тяга достигает максимальной величины. При дальнейшем увеличении расхода пропана тяга незначительно уменьшается, что связано с влиянием тепловыделения на газодинамические характеристики сверхзвукового потока в условиях распределенного энергоподвода внутри канала переменного сечения.

На рис.2 представлена экспериментально измеренная зависимость относительного уменьшения скорости сверхзвукового потока перед областью горения за счет тепловыделения при сжигании пропан-воздушного топлива. Видно, что в условиях расширяющегося аэродинамического канала сверхзвуковое

горение бедных по отношению к углеводородному топливу смесей не оказывает существенного влияния на течение.

Временной ход силы тяги, возникающей при плазменно-стимулированном горении холодного сверхзвукового пропан-воздушного потока в аэродинамическом канале, снабженного выходным соплом, при-

веден на рис. 3 ( $\tau_{\text{air}}=3\text{с}$ ;  $\tau_{\text{C}_3\text{H}_8}=2\text{с}$ ;  $\tau_{\text{DC}}=2\text{с}$ ;  $dm_{\text{air}}/dt=105\text{г/с}$ ;  $dm_{\text{C}_3\text{H}_8}/dt=4.9\text{г/с}$ ; эквивалентное отношение для пропана  $\alpha = 0.75$  (бедная смесь)).

Оценка силы тяги по формуле

$$F_T = \dot{M}_{\text{п}}(v_2 - v_1) = \dot{M}_{\text{п}} \left( \sqrt{2 \frac{\dot{m}_{\text{C}_3\text{H}_8}}{\dot{M}_{\text{п}}}} q_{\text{C}_3\text{H}_8} + v_1^2 - 2c_p(T_2 - T_1) - v_1 \right),$$

где  $v_1$  и  $v_2$ ,  $T_1$  и  $T_2$  – скорости потока и температуры газа на входе и выходе из канала,  $\dot{M}_{\text{п}}$  [кг/с] – секундный массовый расход воздушно-углеводородного топлива,  $\dot{m}_{\text{C}_3\text{H}_8}$  [кг/с] – секундный массовый расход пропана,  $q_{\text{C}_3\text{H}_8}$  [Дж/кг] – удельная теплота сгорания пропана, дает значение  $F_T = 60$  Н, что хорошо согласуется с экспериментально измеренной величиной (смотри рис. 3).

Математическое моделирование проводилось для расширяющегося канала прямоугольного сечения длиной  $L = 0.5$  м. Закон изменения площади сечения канала от продольной координаты  $S(x) = (a_0 + 2x \cdot \text{tg} \alpha)(b_0 + 2x \cdot \text{tg} \beta)$ , где углы  $\alpha$  и  $\beta$  изменяются в пределах от 1 до 5 градусов и равны половине от полных углов расширения сторон канала. При  $x = 0$  ширина одной стороны канала  $a_0 = 0.023$  м, другой стороны  $b_0 = 0.012$  м. Площадь сечения канала при  $x = 0$  равна  $S_0 = a_0 b_0 = 3 \cdot 10^{-4}$  м<sup>2</sup>. Рассчитывались зависимости скорости потока  $v(x)$ , давления воздуха в потоке  $p(x)$ , плотности газа в потоке  $\rho(x)$ , температуры потока  $T(x)$ , числа Маха потока  $M(x)$ . Считалось, что по поперечному сечению канала рассчитываемые величины не меняются.

Система уравнений, используемых для моделирования влияния тепловыделения при сверхзвуковом сгорании воздушно-углеводородного топлива в расширяющемся аэродинамическом канале на его тепловое запыряние приведена в [1-3] и может быть записана в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{1}{v} \frac{dv}{dx} &= -\frac{1}{1-M^2} \left[ \frac{1}{S} \frac{dS}{dx} - \frac{1}{c_p T} \frac{dQ}{dx} \right], & \frac{1}{p} \frac{dp}{dx} &= \frac{\gamma M^2}{1-M^2} \left[ \frac{1}{S} \frac{dS}{dx} - \frac{1}{c_p T} \frac{dQ}{dx} \right], \\ \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dx} &= -\frac{1}{1-M^2} \left[ \frac{M^2}{S} \frac{dS}{dx} - \frac{1}{c_p T} \frac{dQ}{dx} \right], \\ \frac{1}{T} \frac{dT}{dx} &= \frac{1}{1-M^2} \left[ (\gamma-1) \frac{M^2}{S} \frac{dS}{dx} + \frac{(1-\gamma M^2)}{c_p T} \frac{dQ}{dx} \right], \\ \frac{1}{M} \frac{dM}{dx} &= -\frac{1}{1-M^2} \left[ \left( 1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right) \frac{1}{S} \frac{dS}{dx} - \frac{(1+\gamma M^2)}{2} \frac{1}{c_p T} \frac{dQ}{dx} \right]. \end{aligned}$$

Начальные условия при  $x = 0$ :  $v_0 = 518$  м/с,  $p_0 = 41600$  Па,  $\rho_0 = 1,1328$  кг/м<sup>3</sup>,  $T_0 = 168$  К и  $M_0 = 2$ .  $c_p = 1005$  Дж/(кг·К),  $\gamma = c_p/c_v = 1.4$ . Зависимость величины тепловыделения  $Q(x)$  вдоль продольной оси аэродинамического

канала задавалась аналитически. Рассматривались линейная, параболическая, логарифмическая зависимости и распределение Гаусса. При этом площадь под кривой  $Q(x)$  нормировалась на тепловую энергию  $\frac{m_{\text{fuel}}q_{\text{fuel}}}{(m_{\text{fuel}} + M_{\text{air}})(L - x_1)}$ , выделенную при сгорании массы  $m_{\text{fuel}}$  топлива на килограмм массы потока (масса топлива  $m_{\text{fuel}}$  плюс масса воздуха  $M_{\text{air}}$ ), на единицу длины области горения, где  $m_{\text{fuel}} = (1 - 8) 10^{-3}$  кг/с – секундный массовый расход горючего,  $M_{\text{air}} = (50 - 150) 10^{-3}$  кг – секундный массовый расход воздуха,  $q_{\text{fuel}} = 20 - 120$  МДж/кг – удельная теплота сгорания топлива, при этом  $x_1$  – продольная координата сечения канала, где начинается горение,  $L$  – длина области горения.

Результаты численного моделирования хорошо согласуются с экспериментом.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 14-02-00514-а).

### Литература

1. Г.Н.Абрамович. – Прикладная газовая динамика. Издание 4-е. Издательство Наука. Главная редакция физико-математической литературы. Москва. 1976.
2. Ф.Бартльме. – Газодинамика горения: Пер. с нем. – М.: Энергоиздат, 1981.
3. Youngbin Yoon, Jeffrey M.Donbar, Hwanil Huh, James F.Driscoll. Measured Supersonic Flame Properties: Heat-Release Patterns, Pressure Losses, Thermal Choking Limits. // Journal of Propulsion and Power. 1996. Vol. 12. No. 4. P. 718-723.

## СОДЕРЖАНИЕ

### Подсекция «Оптика и лазерная физика»

КОНСТРУКТИВНЫЕ ФРАКТАЛЫ В МОДЕЛЯХ НАНОКЛАСТЕРОВ Проф. <i>Короленко П.В.</i> , ст. науч. сотр. <i>Рыжикова Ю.В.</i> .....	5
ГИГАНТСКИЕ МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ПЛАЗМОННЫХ КРИСТАЛЛАХ Доц. <i>Белотелов В.И.</i> , науч. сотр. <i>Калиш А.Н.</i> , гл. науч. сотр. (ИОФ РАН) <i>Звездин А.К.</i> .....	8
МЕТОДЫ СВЕТОРАССЕЯНИЯ ПРИМЕНИТЕЛЬНО К ЗАДАЧАМ ИЗУЧЕНИЯ МИКРОРЕО- ЛОГИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КРОВИ Доц. <i>Никитин С. Ю.</i> , доц. <i>Приезжев А. В.</i> , науч. сотр. <i>Луговцов А. Е.</i> (МЛЦ МГУ), аспирант <i>Устинов В.Д.</i> (ВМК и МЛЦ МГУ) .....	10

### Подсекция «Радиофизика, физическая электроника и акустика»

ИНФОРМАЦИОННОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ АКУСТИКИ Ст. науч. сотр. <i>Шамаев В.Г.</i> , науч. сотр. <i>Гориков А.Б.</i> .....	23
ДИАГНОСТИКА СТРУКТУРНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В НЕКОНСОЛИДИРОВАННОЙ ГРАНУЛИРОВАННОЙ СРЕДЕ МЕТОДАМИ НЕЛИНЕЙНОЙ АКУСТИКИ Профессор <i>Коробов А.И.</i> , науч. сотр. <i>Ширгина Н.В.</i> , физик <i>Кокшайский А.И.</i> .....	27
ПРОЦЕСС ОБРАЗОВАНИЯ ПЛАЗМЕННОГО ТОРОИДАЛЬНОГО ВИХРЯ В ВОЗДУХЕ: ЭКСПЕРИМЕНТ И МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ Ст. н. сотр. <i>Юсупалиев У.</i> , проф. <i>Кузьмин Р.Н.</i> , вед.н.сотр. <i>Савенкова Н.П.</i> , мл. н. сотр. <i>Склад- чиков С.А.</i> , ст. н. сотр. <i>Шутеев С.А.</i> , н.сотр. <i>Винке Е. Э.</i> (МАТИ), ст. н. сотр. <i>Еленский В.Г.</i> .....	31
РЕАЛИЗАЦИЯ ПОМЕХОУСТОЙЧИВОГО КОДИРОВАНИЯ ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ ШЕННО- НА НА ПЛИС Мл. н. сотр. <i>Белов А.А.</i> , студ. <i>Серяков А.А.</i> , доц. <i>Захаров П.Н.</i> , доц. <i>Королев А.Ф.</i> .....	34

### Подсекция «Физика конденсированного состояния»

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ И СВОЙСТВА КИСЛОРОДПРОВОДЯЩИХ СОЕДИНЕНИЙ СО СТРУКТУРОЙ $\text{V}_2\text{WO}_6$ И $\text{V}_2\text{MoO}_6$ Ст. науч. сотр. <i>Харитонова Е.П.</i> , вед. науч. сотр. <i>Воронкова В.И.</i> .....	41
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ СВЕТОДИОДЫ: ПРОБЛЕМЫ ИССЛЕДОВАНИЙ, ПЕРСПЕКТИ- ВЫ ПРИМЕНЕНИЙ Профессор <i>Юнович А.Э.</i> .....	44
РОЛЬ ВАКАНСИЙ В СТОХАСТИЧЕСКОМ ХАРАКТЕРЕ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В СПЛАВЕ $\text{Pd-Ni}$ ПОСЛЕ ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКОГО ГИДРИРОВАНИЯ Доц. <i>Авдюхина В.М.</i> , н. сотр. <i>Акимова О.В.</i> , физик <i>Левин И.С.</i> , студ. <i>Пеганов А.А.</i> , студ. <i>Бело- усова А.А.</i> .....	54
ВЛИЯНИЕ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА АЛМАЗОПОДОБНЫХ ПОКРЫТИЙ, ЛЕГИРОВАН- НЫХ ХРОМОМ, НА СТРУКТУРНЫЕ И ТРИБОЛОГИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА Физик <i>Левин И.С.</i> , доц. <i>Авдюхина В.М.</i> , вед.н. сотр. <i>Хрущов М.М.</i> , студ. <i>Тарелкин Ю.А.</i> , маги- странт <i>Шальнов С.А.</i> .....	57

ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИЧЕСКОЙ ДВУМЕРНОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ В КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ CdSe/ZnS  
Мл. н. сотр., Смирнов А.М. .... 60

ЭВОЛЮЦИЯ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ О МЕХАНИЗМАХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕМЕНТОВ В МАГНИТНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛАХ ОТ МГЦ ДО ТГц  
Доц. Радковская А.А., проф. Прудников В.Н., доц. Котельникова О.А., доц. Королев А.Ф., доц. Захаров П.Н. .... 63

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОВЫХ КОЛЕБАНИЙ АТОМОВ НА РЕЗОНАНСНУЮ ДИФРАКЦИЮ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В МОНОКРИСТАЛЛАХ  
Доц. Орешко А.П., вед. н. сотр. Дмитриенко В.Е., проф. Овчинникова Е.Н. .... 66

#### Подсекция «Биологическая и медицинская физика»

ИЗУЧЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КОСТНОЙ ТКАНИ ПРИ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ РЕЗКЕ  
Вед. н. сотр. Розанов В.В., ст. н. сотр. Шутеев С.А., проф. Сысоев Н.Н., проф. Матвейчук И.В. (НИЦ БМТ ВИЛАР) .... 71

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИКИ ЖИДКОСТИ ВНУТРИ И НА ПОВЕРХНОСТИ ГЛАЗА  
Вед. н. сотр. Савенкова Н.П., мл. н. сотр. Анпилов С.В., врач выс. кат. Новодержин В.В., доц. Илютько В.П., ас. Мокин А.П., мл. н. сотр. Складчиков С.А., проф. Кузьмин Р.Н., ст. н. сотр. Юсупалиев У. .... 74

ОЦЕНКА ОШИБОК РАСЧЕТА ОБЪЕМА РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В РАДИОБИОЛОГИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ  
Доц. Белоусов А.В., асп. Крусанов Г.А., мл. н. сотр. Близнюк У.А., ас. Борщеговская П.Ю. .... 77

КРЕМНИЕВЫЕ НАНОЧАСТИЦЫ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЙ В ТЕРАНОСТИКЕ  
Ст. н. сотр. Осминкина Л.А., проф. Тимошенко В.Ю. .... 79

РАСЧЕТ РАДИАЦИОННО-ЗАЩИТНЫХ СВОЙСТВ ХРАНИЛИЩА ДЛЯ БРАХИТЕРАПЕВТИЧЕСКИХ АППАРАТОВ МЕТОДОМ КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ  
Доц. Белоусов А.В., асп. Калачев А.А., мл. н. с. Близнюк У.А., ас. Борщеговская П.Ю. .... 92

ОЦЕНКА ФАКТОРА КАЧЕСТВА ФОТОНОВ ПО ЛПЭ ПРОДУКТОВ ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
Доц. Белоусов А.В., асп. Калачев А.А., асп. Крусанов Г.А., проф. Черняев А.П. .... 94

#### Подсекция «Теоретическая и математическая физика»

О ПСЕВДОФИНСЛЕРОВЫХ ПРОСТРАНСТВАХ, ПОРОЖДАЕМЫХ ГИПЕРСПИНОРАМИ НАД ПОЛЯМИ ДЕЙСТВИТЕЛЬНЫХ И КОМПЛЕКСНЫХ ЧИСЕЛ  
Ст. преп. Соловьев А. В. .... 99

СИНГУЛЯРНО ВОЗМУЩЕННЫЕ ЗАДАЧИ С НЕИЗОЛИРОВАННЫМИ КОРНЯМИ ВЫРОЖДЕННОГО УРАВНЕНИЯ  
Профессор Бутузов В.Ф. .... 101

АСИМПТОТИЧЕСКИЙ ПРИНЦИП СРАВНЕНИЯ В СИНГУЛЯРНО ВОЗМУЩЕННЫХ ЗАДАЧАХ РЕАКЦИЯ-ДИФфуЗИЯ-АДВЕКЦИЯ  
Профессор Нефедов Н. Н. .... 104

## МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В КОСМИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

Ст. науч. сотр. *Попова Е. П.*, асп.т *Михайлов Е. А.*, проф. *Соколов Д. Д.*.....105

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛНОВЕДУЩИХ СИСТЕМ

Проф. *А. Г.Свешников*, проф. *А. Н. Боголюбов*, проф. *А. А. Быков*, проф. *А. Л. Делицын*, доц. *И. Е. Могилевский*, ст. науч. сотр. *Ю. В. Мухартова*.....108

## ОБОБЩЕННОЕ ФАЗОВОЕ ПРОСТРАНСТВО

Проф. *Садовников Б. И.*, ст. науч. сотр. *Перепёлкин Е. Е.*, проф. *Иноземцева Н. Г.*.....111

## ОПТИМИЗАЦИЯ ДИНАМИКИ ПУЧКА В ЦИКЛОТРОНЕ

Ст. н.. сотр. *Перепёлкин Е. Е.*, н. сотр. *Сысоев П. Н.* проф. *Иноземцева Н. Г.* .....113

## О СУЩЕСТВОВАНИИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ ТРЕТЬЕГО РОДА В СВЕРХКРИТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ: ЭКСПЕРИМЕНТ И ТЕОРИЯ

Профессор *Николаев П. Н.* .....114

## НЕЛИНЕЙНЫЕ УРАВНЕНИЯ СОБОЛЕВСКОГО ТИПА И ЯВЛЕНИЕ РАЗРУШЕНИЯ

Проф. *А. Г. Свешников*, проф. *М. О. Корпусов*, н. сотр. *Е. В. Юшков*, ст. преп. *А. А. Панин*.....117

**Подсекция «Методика преподавания»**

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НАУЧНО-ПОПУЛЯРНОЙ ЛИТЕРАТУРЫ ДЛЯ РАЗВИТИЯ ИНТЕРЕСА К ФИЗИКЕ У УЧЕНИКОВ ВЕЧЕРНЕЙ ФИЗИЧЕСКОЙ ШКОЛЫ

Доцент *Рыжиков С.Б.*, ст. науч. сотр. *Рыжикова Ю.В.* .....123

## ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ ПО МЕХАНИКЕ КАК СОСТАВНАЯ ЧАСТЬ ИННОВАЦИОННОГО УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА

Доцент *Никанорова Е.А.* .....124

## РЕЙТИНГ УЧЕБНЫХ ДОСТИЖЕНИЙ СТУДЕНТОВ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ТЕСТИРОВАНИЙ

Ст.науч.сотр. *Терентьев М.А.* .....126

**Подсекция « Науки о Земле»**

## ГРАВИТАЦИОННАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ В ГЕОСФЕРАХ

Ст. преп. *Косых Т. Б.*, вед. н. сотр. *Перов С. П.* (ЦАО), проф. *Показеев К. В.*, зав. лаб. *Сидоренков Н. С.*.....131

## ЛАБОРАТОРНОЕ И НАТУРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕХОДНЫХ СЕЙСМИЧЕСКИХ РЕЖИМОВ

Доц. *Смирнов В. Б.*, зам. директора *Пономарев А. В.* (ИФЗ РАН), ас. *Потанина М. Г.*, *Bernard P.* (Парижский институт физики Земли) .....133

## НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ ПРИМЕНЕНИЯ РАДАРНОЙ СПУТНИКОВОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ ДЛЯ МОНИТОРИНГА СМЕЩЕНИЙ ПРИРОДНЫХ И ТЕХНОГЕННЫХ ОБЪЕКТОВ РОССИИ

Проф. *Михайлов В. О.*, ст. н. сотр. *Киселева Е. А.*, доц. *Смирнов В. Б.*, ст. н. сотр. *Смолянинова Е. И.*, ст. н. сотр. *Тимошкина Е. П.*, вед. инж. *Дмитриев П. Н.*, вед. инж. *Голубев В. И.* .....134

ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ МОСКОВСКОГО МЕГАПОЛИСА: ВОЗМОЖНОСТИ И ПЕРСПЕКТИВЫ

Ст. н. сотр. *В. П. Юшков*, проф. *М. А. Каллистратова*, зав. лаб. *Е. Н. Кадыгров*, зав. лаб. *И. Н. Кузнецова*, инж. *Г.А.Курбатов*, нач. отд. *Е. А. Лезина*<sup>5</sup> .....138

ЭВОЛЮЦИЯ РИФТОВЫХ ЗОН ОКЕАНСКОЙ КОРЫ (ПО МАГНИТНЫМ ДАННЫМ)

Проф. *Максимочкин В. И.*, проф. *Шрейдер А. А.* (рук. лаб. ИО РАН).....144

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕОМЕТРИИ И ДИНАМИКИ ПЕРЕНОСА НЕСМЕШИВАЮЩЕЙСЯ ПРИМЕСИ В ВИХРЕВЫХ ТЕЧЕНИЯХ

Ст. науч. сотр. *Чаплина Т.О.*.....148

**Подсекция «Газодинамика, термодинамика и ударные волны»**

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ОСНОВЫ ПЛАЗМЕННОЙ ТЕХНОЛОГИИ УПРАВЛЕНИЯ ПРОЦЕССОМ СВЕРХЗВУКОВОГО ГОРЕНИЯ ВОЗДУШНО-УГЛЕВОДОРОДНОГО ТОПЛИВА

Проф. *Шибков В.М.*, проф. *Шибкова Л.В.*, доц. *Черников В.А.* .....153

ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЕННО-СТИМУЛИРОВАННОГО ГОРЕНИЯ ПРОПАН-ВОЗДУШНОГО ТОПЛИВА В АЭРОДИНАМИЧЕСКОМ КАНАЛЕ ПЕРЕМЕННОГО СЕЧЕНИЯ

Проф. *Шибков В.М.*, проф. *Шибкова Л.В.*, мл. н. сотр. *Копыл П.В.*, мл. н. сотр. *Сурконт О.С.*, мл. н. сотр. *Васильева Е.С.*, студ. *Андриенко А.А.*, студ. *Гаврилов Е.А.*, студ. *Морозов Р.А.*, студ.т *Сухоруков В.И.* .....156

ЦИФРОВОЙ АНАЛИЗ НЕСТАЦИОНАРНЫХ УДАРНО-ВОЛНОВЫХ КОНФИГУРАЦИЙ

Асп. *Глазырин Ф.Н.*, доц. *Мурсенкова И.В.*, проф. *Знаменская И.А.*, проф. *Сысоев Н.Н.* .....159

ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРЫ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С ПОМОЩЬЮ РЕГУЛЯРИЗИРОВАННОЙ СИСТЕМЫ МОМЕНТНЫХ УРАВНЕНИЙ И МЕТОДА ПСМ

*Тимохин М.Ю.*, *Бондарь Е.А.*, *Коханчик А.А.*, *Иванов И.Э.* .....162

НОВЫЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ЖИДКОСТИ НА ОСНОВЕ ИНФРАКРАСНОЙ ТЕРМОГРАФИИ

Проф. *Знаменская И.А.*, мл. н. сотр. *Коротеева Е.Ю.*, *Большухин М.А.*, *Фомичев В.И.* .....166

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЙ В ЗАДАЧАХ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ

Проф. *Уваров А.В.*, ст.н.сотр. *Винниченко Н.А.*, ас *Плаксина Ю.Ю.* .....169

НЕОДНОРОДНОСТЬ РАВНОВЕСНЫХ СОСТОЯНИЙ ВОДНЫХ СРЕД

Ст. н. сотр. *Хахалин А.В.* .....171

ВЛИЯНИЕ РАСПРЕДЕЛЕННОГО ЭНЕРГОПОДВОДА НА СВЕРХЗВУКОВОЕ ТЕЧЕНИЕ ГАЗА В ГЛАДКОМ РАСШИРЯЮЩЕМСЯ АЭРОДИНАМИЧЕСКОМ КАНАЛЕ

Проф. *Шибков В.М.*, проф. *Шибкова Л.В.*, н. сотр. *Константиновский Р.С.*, мл. н. сотр. *Копыл П.В.*, мл. н. сотр. *Сурконт О.С.*, студ. *Сухоруков В.И.* .....173