

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



НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ

**ЛОМОНОСОВСКИЕ
ЧТЕНИЯ**

Секция физики

Апрель 2014 года

**СБОРНИК
ТЕЗИСОВ ДОКЛАДОВ**

2014

Московский государственный университет
имени М.В. Ломоносова
Физический факультет

НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ
Секция физики

14–25 апреля 2014 года

ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ – 2014. СЕКЦИЯ ФИЗИКИ. Сборник тезисов докладов. — М., Физический факультет МГУ, 2014, 188 с.

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

Высокий уровень представляемых на конференцию докладов обусловлен тем, что наиболее глубокие по научному содержанию доклады будут представлены на университетские премии имени М.В. Ломоносова и имени И.И. Шувалова.

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

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

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

Сборник составлен научным отделом физического факультета МГУ.

Профессор *Н.Н.Сысоев*

Подсекция:
ОПТИКА И ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

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

НОВЫЕ АЛГОРИТМЫ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ В ЛАЗЕРНОЙ ДИФРАКТОМЕТРИИ ЭРИТРОЦИТОВ

Доцент Никитин С. Ю., доцент Приезжев А. В.,
научный сотрудник Луговцов А. Е., аспирант Устинов В. Д.

Предлагаются новые алгоритмы обработки данных лазерной дифрактометрии эритроцитов в сдвиговом потоке (эктацитометрии). Эти алгоритмы позволяют оценивать параметры, которые ранее были недоступны для измерений, а именно, дисперсию деформируемости и асимметрию распределения клеток крови по деформируемости.

Лазерная дифрактометрия эритроцитов в сдвиговом потоке

Лазерная дифрактометрия эритроцитов в сдвиговом потоке (эктацитометрия) представляет собой метод диагностики клеток крови, основанный на наблюдении дифракционных картин. Этот метод позволяет оценить деформируемость эритроцитов, т.е. способность клеток крови изменять свою форму под действием внешних сил. Деформируемость эритроцитов является одним из основных реологических параметров крови. Этот параметр существенно влияет на эффективную вязкость крови и, особенно, на ее способность двигаться по тончайшим кровеносным сосудам – капиллярам. Известно, что деформируемость эритроцитов понижается при серповидно-клеточной анемии, малярии, наследственном сфероцитозе, ишемической болезни, сахарном диабете и ряде других заболеваний. Для правильной оценки состояния пациентов и выбора тактики лечения необходимо постоянно контролировать деформируемость эритроцитов. Наши работы [1, 2] посвящены развитию лазерных методов для решения этой задачи.

В настоящее время для измерения деформируемости эритроцитов применяют разные методы, в частности, метод втягивания эритроцитов в микропипетку, метод пористого фильтра, метод лазерного пинцета, атомный силовой микроскоп, реоскопию [3]. Одним из наиболее удобных, на наш взгляд, является метод дифрактометрии клеток крови в сдвиговом потоке – лазерная эктацитометрия.

В лазерном эктацитометре сильно разбавленная суспензия эритроцитов заливается в зазор между стенками двух прозрачных коаксиальных стаканов, один из которых неподвижен, а другой может вращаться с заданной скоростью (так называемая ячейка Куэтта). Вращение подвижного стакана вызывает течение жидкости и появление в ней сдвиговых напряжений, которые выстраивают и вытягивают клетки крови в направлении движения потока. Для наблюдения за деформацией эритроцитов суспензию просвечивают лазерным пучком. Возникающая при этом дифракцион-

ная картина снимается на видеокамеру и передается в компьютер, который обрабатывает ее по определенному алгоритму.

Опыт показывает, что при небольших скоростях вращения подвижного стакана центральный дифракционный максимум имеет круглую форму. При увеличении скорости вращения этот максимум вытягивается в вертикальном направлении, что говорит о вытягивании эритроцитов в горизонтальном направлении под действием сил вязкого трения. Этот эффект указывает на возможность оценки деформации эритроцитов в сдвиговом потоке, что и используется в лазерной эктацитометрии.

Лазерная дифрактометрия эритроцитов в сдвиговом потоке была предложена Бессис и Мохандас в 1975 году [4]. С тех пор ее используют для измерения средней деформируемости эритроцитов. Однако в крови здорового, а тем более больного человека, разные клетки обладают разной способностью к деформации. Это дает основание рассматривать деформируемость как статистическую характеристику ансамбля эритроцитов и использовать для ее описания такие понятия как функция распределения, среднее значение, дисперсия и т.п. Возникает вопрос: можно ли измерить эти параметры методом лазерной эктацитометрии? Поиску ответа на этот вопрос посвящена наша работа.

Теоретические исследования

Теория лазерной дифрактометрии решает вопрос о том, как связаны между собой характеристики ансамбля эритроцитов с параметрами наблюдаемой дифракционной картины. Эта теория строится на основе той или иной модели эритроцита в сдвиговом потоке эктацитометра. В работах [1, 2] мы предложили для этой цели модель неоднородного ансамбля эллиптических дисков. Достоинством этой модели является то, что она дает решение задачи в аналитической форме. Кроме того, как показывают экспериментальные исследования [5], в сдвиговом потоке эритроцит действительно приобретают форму, близкую к эллипсоиду.

Модель ансамбля эритроцитов. Как и в работах [1, 2], будем моделировать эритроциты в сдвиговом потоке лазерного дифрактометра прозрачными эллиптическими дисками. Диски имеют приблизительно одинаковые площади оснований и объемы, но различный эксцентриситет (удлинение). Форма эритроцита рассматривается как случайная величина и характеризуется такими понятиями как среднее значение, дисперсия и коэффициент асимметрии распределения по формам. Такая модель позволяет описать популяцию эритроцитов с учетом того обстоятельства, что разные эритроциты имеют разную способность к деформации.

Полуоси оснований эллиптических дисков, моделирующих красные клетки крови, считаем случайными величинами и описываем формулами

$$a = a_0 \cdot (1 + \varepsilon), \quad b = b_0 \cdot (1 - \varepsilon). \quad (1)$$

Здесь a_0, b_0 — средние размеры полуосей, ε - случайный параметр формы частицы. Мы предполагаем, что неоднородность ансамбля по формам частиц является относительно слабой, т.е.

$$|\varepsilon| \ll 1. \quad (2)$$

Среднее значение параметра ε считаем равным нулю

$$\langle \varepsilon \rangle = 0. \quad (3)$$

Характеристиками распределения эритроцитов по формам являются статистические моменты величины ε , а именно, дисперсия

$$\mu \equiv \langle \varepsilon^2 \rangle \quad (4)$$

и коэффициент асимметрии распределения частиц по формам

$$\nu \equiv \langle \varepsilon^3 \rangle. \quad (5)$$

Условие (2) приводит к следующим ограничениям на величины параметров μ, ν :

$$\mu, \nu \ll 1. \quad (6)$$

Далее мы обсудим вопрос о том, как определить параметры

$$s = \frac{a_0}{b_0}, \quad \mu, \quad \nu, \quad (7)$$

используя экспериментальные данные лазерной дифрактометрии эритроцитов (эктацитометрии).

Линия изоинтенсивности. Алгоритм обработки данных. Для интерпретации экспериментальных данных в лазерной эктацитометрии эритроцитов вводят понятие линии изоинтенсивности. Так называется линия дифракционной картины, на которой интенсивность рассеянного света постоянна. Назовем полярными точками линии изоинтенсивности точки, в которых эта линия пересекается с декартовыми осями координат x и y . Пусть x_p — координата полярной точки, лежащей на горизонтальной оси, а y_p — координата полярной точки, лежащей на вертикальной оси координат. Обе эти величины могут быть измерены экспериментально. Обычный алгоритм обработки экспериментальных данных состоит в том, что вычисляется величина

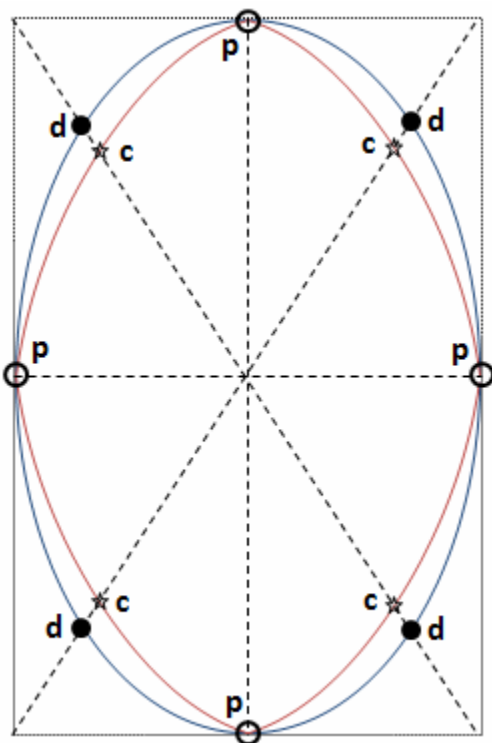


Рис. 1. Полярные (p) и характеристические (c) точки линии изоинтенсивности. Замкнутые кривые на этом рисунке изображают линии изоинтенсивности дифракционной картины. Внешняя кривая соответствует однородному, а внутренняя – неоднородному ансамблю эритроцитов.

$$D = \frac{y_p}{x_p}. \quad (8)$$

Эта величина считается равной отношению средних размеров полуосей эритроцитов в сдвиговом потоке

$$D = s, \quad (9)$$

где величина s определена формулой (7).

Измерение дисперсии деформируемости эритроцитов. Алгоритм характеристической точки. Для измерения дисперсии деформируемости эритроцитов по данным лазерной дифрактометрии мы вводим понятие характеристических точек. Так называются точки пересечения линии изоинтенсивности с диагоналями прямоугольника, охватывающего эту линию. Полярные (p) и характеристические (c) точки показаны на рисунке 1.

Пусть x_c, y_c — координаты характеристической точки. Тогда, как показывают наши расчеты, дисперсию деформируемости эритроцитов в

исследуемом образце крови можно вычислить по формуле

$$\mu = \frac{1}{2} \cdot (\rho_3 + \sqrt{\rho_3^2 + \rho_4}), \quad (10)$$

где

$$\rho = P\sqrt{2} - 1, \quad \rho_1 = \frac{f_0 \cdot (2P^2 - 1) - \rho^2}{2\rho\sqrt{f_0}}, \quad \rho_2 = \frac{f_0 \cdot (2P^2 - 1) + P^2}{2\rho\sqrt{f_0}}, \quad (11)$$

$$\rho_3 = \frac{2\rho_1\rho_2 - 1}{2\rho_2^2}, \quad \rho_4 = \frac{1 - \rho_1^2}{\rho_2^2}, \quad P = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{x_c}{x_p} + \frac{y_c}{y_p} \right), \quad (12)$$

$$f_0 = \frac{1}{4\beta^2} \cdot \frac{I}{I(0)}, \quad \beta = -0.4 = \text{const}. \quad (13)$$

Здесь I — интенсивность рассеянного света на данной линии изоинтенсивности, $I(0)$ — интенсивность центрального максимума дифракционной

картины. Алгоритм измерения дисперсии деформируемости эритроцитов, определяемый формулами (10) - (12) мы назвали алгоритмом характеристической точки.

Проверка работы алгоритма. Для проверки работы алгоритма характеристической точки мы использовали экспериментальные данные, представленные в работе [6]. В этой работе методом лазерной эктацитометрии исследовали специально подготовленные образцы человеческой крови. Для этого смешивали нормальные эритроциты с эритроцитами, деформируемость которых была искусственно понижена путем обработки клеток раствором глутаральдегида. Такой ансамбль, содержащий клетки всего лишь двух типов (форм) мы назовем бимодальным ансамблем эритроцитов.

На рисунке 2 показан фрагмент линии изоинтенсивности, полученной в работе [6]. Для этой линии $\frac{I}{I(0)} = 0.1$, следовательно, $f_0 = 0.15$. Определив из рисунка величины x_p, y_p, x_c, y_c , и используя формулы (10)–(12), находим $P = 0.60$ и дисперсию параметра формы эритроцитов $\mu = 0.072$. Отсюда следует, что

$$\sqrt{\mu} = 0.27. \quad (14)$$

Ту же самую величину можно определить и другим способом, а именно, зная формы клеток обеих компонент бимодального ансамбля и процентное соотношение между ними [1]. Мы проделали такой расчет и получили $\sqrt{\mu} = 0.27$. Сравнивая результаты, видим, что экспериментальная и теоретическая оценки параметра μ совпадают друг с другом. Это говорит о том, что алгоритм характеристической точки позволяет получать достоверные результаты.

Измерение асимметрии распределения эритроцитов по деформируемости. Алгоритм кривизны линии изоинтенсивности. Помимо дисперсии деформируемости представляет интерес еще одна популяционная характеристика клеток крови, а именно, асимметрия распределения клеток по деформируемости. В нашей модели этот параметр определяется формулой (5). Предлагаемый нами алгоритм измерения величины ν основан на представлении о кривизне линии изоинтенсивности в полярных точках. Линия изоинтенсивности и круги кривизны этой линии в полярных точках схематически показаны на рисунке 3.

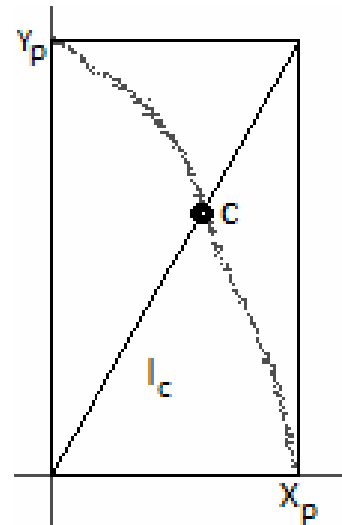


Рис. 2. Фрагмент линии изоинтенсивности, полученной в работе [6] для бимодального ансамбля эритроцитов. На рисунке показаны также полярные и характеристические точки линии изоинтенсивности.

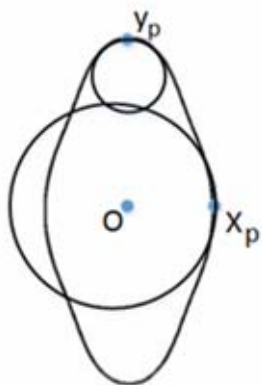


Рис. 3. Линия изоинтенсивности и круги кривизны этой линии в полярных точках.

Пусть $R(x_p)$ — радиус кривизны линии изоинтенсивности в полярной точке, лежащей на оси x , а $R(y_p)$ — радиус кривизны той же линии в полярной точке, лежащей на оси y . Тогда, как показывают наши расчеты, параметры s , μ и ν , определяемые выражениями (4), (5), (7), можно определить по формулам

$$s = \frac{Q}{1 + \sqrt{1 - 2Q \cdot qC_1}}, \quad \mu = \frac{1}{2q_1}(C_2/s + sC_1) - \frac{1}{q_1},$$

$$\nu = \frac{1}{2q_2}(C_2/s - sC_1), \quad (15)$$

где

$$C_1 = \sqrt{\frac{x_p}{R(x_p)}}, \quad C_2 = \sqrt{\frac{y_p}{R(y_p)}}, \quad q_0 = \frac{2}{\sqrt{f_0}},$$

$$q_1 = \frac{q_0}{1 - \sqrt{f_0}}, \quad q_2 = (4 - \sqrt{f_0})q_1 \quad (16)$$

и

$$q = \frac{q_0}{2q_2}, \quad Q = 2(D - qC_2). \quad (17)$$

Здесь параметр f_0 определяется формулой (13).

Экспериментальные исследования. Проверка работы алгоритма

Для проверки работы алгоритма кривизны линии мы провели специальные исследования. Эксперименты проводились с эритроцитами крысы на приборе ЛАДЭ 6 (Реомедлаб, Россия). Дифракционные картины были получены для бимодального ансамбля эритроцитов, т.е. ансамбля, состоящего из частиц всего лишь двух типов (форм). Экспериментально такой ансамбль создавался путем обработки части клеток раствором глутаральдегида, уменьшающим их деформируемость. Одна из линий изоинтенсивности показана на рисунке 4.

Параметры бимодального ансамбля эритроцитов s , μ , ν можно определить двумя способами. При вычислении первым способом считаются известными формы частиц и соотношение их концентраций. Таким образом, мы получили для нашего ансамбля клеток параметры

$$s = 2.33, \quad \sqrt{\mu} = 0.20, \quad \sqrt[3]{\nu} = -0.23. \quad (18)$$

При вычислении вторым способом считается известным распределение интенсивности света в дифракционной картине, возникающей при рассеянии лазерного пучка на рассматриваемом ансамбле частиц. В частно-

сти, мы полагаем известной форму линии изоинтенсивности, лежащей вблизи границы центрального дифракционного максимума и соответствующей некоторой определенной интенсивности рассеянного света. Используя линию изоинтенсивности, показанную на рисунке 4, и применяя алгоритм кривизны линии, мы получили

$$s = 2.35, \quad \sqrt{\mu} = 0.23, \quad \sqrt[3]{\nu} = -0.24. \quad (19)$$

Сравнивая оценки (18) и (19), отметим хорошее совпадение значений параметров s и $\sqrt[3]{\nu}$. Что же касается параметра $\sqrt{\mu}$, то расхождение в оценках можно объяснить нарушением условия слабой неоднородности для рассматриваемого ансамбля эритроцитов. Мы полагаем, что использование линий изоинтенсивности, соответствующих меньшим величинам сдвиговых скоростей, могут улучшить эту оценку.

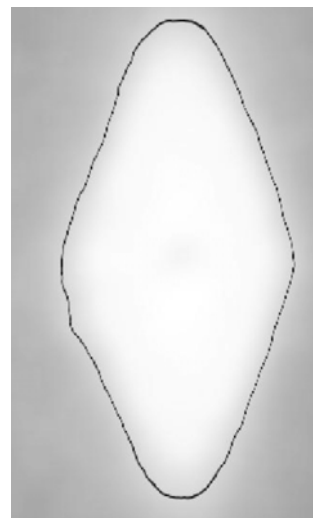


Рис. 4. Линия изоинтенсивности, полученная для бимодального ансамбля эритроцитов крысы. Линия соответствует уровню интенсивности рассеянного света $I/I(0) = 0.05$.

Заключение

Таким образом, в настоящей работе предложены алгоритмы обработки данных в лазерной дифрактометрии эритроцитов в сдвиговом потоке (экацитометрии), позволяющие оценивать статистические характеристики неоднородных ансамблей клеток крови, в частности, дисперсию деформируемости и асимметрию распределения эритроцитов по деформируемости. Сопоставление результатов расчетов с экспериментальными данными свидетельствует о том, что эти алгоритмы позволяют получать достоверные данные.

Работа поддержана грантом РФФИ N 13-02-01372.

Литература

1. S. Yu. Nikitin, A. V. Priezzhev, A. E. Lugovtsov. 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, pp. 1-8.
2. 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.

3. M. Musielak. Red blood cell-deformability measurement: Review of techniques. *Clinical Hemorheology and Microcirculation*, 2009, v. 42, p. 47–64.
4. Bessis M., Mohandas N. A diffractometric method for the measurement of cellular deformability. *Blood Cells*, 1975, v. 1, p. 307-313.
5. J. G. G. Dobbe, M. R. Hardeman, G. J. Streekstra, J. Starckee, C. Ince, C. A. Grimbergen. Analyzing red blood cell-deformability distributions. *Blood Cells, Molecules, and Diseases*, 2002, v. 28, N 3, p. 373.
6. Streekstra G. J., Dobbe J. G. G., Hoekstra A. G. Quantification of the poorly deformable red blood cells using ektacytometry. *Optics Express*, 2010, v. 18, N 13, p. 14173.

ПАТТЕРНЫЙ АНАЛИЗ УСТОЙЧИВОСТИ ФРАКТАЛЬНЫХ
ПРИЗНАКОВ В ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ
МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР С МЕТАМАТЕРИАЛАМИ

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

В настоящее время широкое распространение получили многослойные структуры, содержащие слои из метаматериалов. Такие системы, в частности, используются при создании узкополосных фильтров, широкополосных поглотителей и антенн с новыми оптическими свойствами [1-2]. Однако при разработке подобных устройств возникают трудности, связанные с недостатком сведений об основных закономерностях, определяющих формирование в них световых пучков с фрактальными признаками.

Настоящая работа находится в русле решения фундаментальной проблемы современной фрактальной оптики о взаимодействии излучения с объектами, обладающими внутренней симметрией самоподобия. В качестве таких объектов рассматривались многослойные системы с метаматериалами, построенные с использованием свойств числовых последовательностей Кантора, Фибоначчи, Морса-Туэ и двойного периода [3].

На примере подобных систем с использованием численного моделирования рассмотрен ряд слабо изученных вопросов, относящихся к особенностям спектров отражения и их связи с проявлением самоподобия в геометрии исследуемых структур. Особое внимание уделено оценке устойчивости фрактальных признаков в оптических характеристиках объектов различной геометрической конфигурации в присутствии дисперсионных эффектов и эффектов фазовой компенсации.

Расчеты спектральных характеристик осуществлялись на основе известного матричного метода [3]. Рассчитывалось приведенное значение коэффициента отражения: $r = -\ln(1 - R)$, где R – коэффициент отражения по

мощности. Было установлено, что спектры отражения рассмотренных аperiодических многослойных систем обладают фрактальными свойствами в широком диапазоне варьирования свойств метаматериала. В них можно выделить устойчивые фрактальные фрагменты – паттерны, схожие по форме с паттернами, регистрируемыми в традиционных системах с диэлектрическими слоями, сформированных по аналогичному геометрическому принципу.

Для того, чтобы в процессе численного моделирования можно было менять степень влияния эффекта фазовой компенсации использовались симметричные многослойные системы, в которых часть слоев инвертировалась по отношению к значениям показателя преломления. В качестве примера на рис. 1 представлен фрагмент спектра отражения симметричной системы Фибоначчи, содержащей слои из метаматериала.

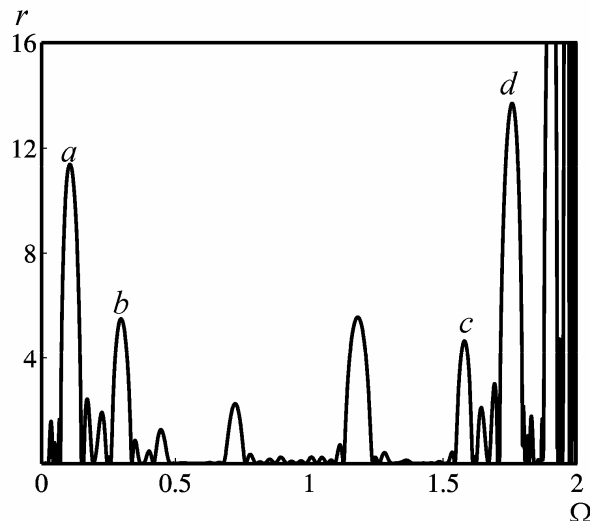


Рис. 1. Форма спектра отражения симметричной многослойной структуры Фибоначчи с метаматериалом ($J = 32$ слоев, $\Omega = \omega / \omega_0$, где ω – частота падающей волны, ω_0 соответствует частоте, на которой меняется знак диэлектрической проницаемости). Выделенные паттерны обозначены ab и cd .

Количественные оценки фрактальности исследуемых оптических характеристик базировались на расчете кластерной (массовой) фрактальной размерности для выделенной области скейлинга, коэффициентов скейлинга [4] и коэффициентов взаимной корреляции между паттернами, сформированных при разных условиях. Несмотря на определенное искажение формы паттернов из-за влияния дисперсии и имеющей место фазовой компенсации, коэффициенты скейлинга, определяющие соотношение интервалов между экстремумами в паттерных образованиях, для данного типа многослойной структуры оставались практически неизменными. При этом коэффициенты корреляции, характеризующие отклонения в форме паттернов менялись в диапазоне 0.6 – 0.9.

Таким образом, проведенный анализ показал, что высокая степень устойчивости паттерных образований присуща как обычным диэлектрическим системам, так и системам, построенным на основе метаматериалов. Это позволяет распространить паттерный анализ на оценку качества многослойных структур и их идентификацию.

Литература

1. Вендик И.Б., Вендик О.Г. // Журнал технической физики. 2013. Т. 83. вып. 1. С. 3.
2. Лабунько О.С. // Электромагнитные волны и электронные системы. 2011. Т. 16. №5. С. 5.
3. Albuquerque E.L., Cottam M.G. // Phys. Rep. 2003. V. 376. P. 225.
4. Korolenko P.V., Ryzhikov S.B., Ryzhikova Yu.V. // Phys.Wave Phenom. 2013. V. 21. No. 4. P. 256.

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА БИЯДЕРНЫХ КАРБОКСИЛАТОВ SM И ТВ

Ст.науч.сотр. *Герасимова В.И.* (НИИЯФ МГУ), науч.сотр. Заворотный Ю.С. (НИИЯФ МГУ), мл.науч.сотр. *Антошков А.А.* (НИИЯФ МГУ), ст.науч.сотр. *Фомина И.Г.* (Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН)

Металл-органические координационные соединения лантаноидов обладают уникальными физико-химическими свойствами и являются перспективным классом химических соединений, на основе которых могут разрабатываться современные молекулярные материалы с разнообразными функциональными характеристиками - магнитными, оптическими, проводящими, сорбционными, каталитическими и др., и их сочетанием [1]. Это обуславливает повышенный фундаментальный и прикладной интерес к дизайну и исследованию химических и физических свойств этих веществ. Носителями «свойства» в магнитных и оптических материалах такого рода являются молекулы комплексов, содержащих ионы лантаноидов с незаполненными f -электронами и органические компоненты – мостиковые и концевые лиганды. Ионы лантаноидов (Ln^{3+}) обладают интенсивными узкими полосами люминесценции в видимом и ближнем ИК диапазоне длин волн и высоким квантовым выходом. Фотолюминесценция (ФЛ) в подобных комплексах обусловлена механизмом передачи энергии возбуждения с π^* - или с n^* - уровнями органических лигандов на соответствующие близкорасположенные $4f$ уровни Ln^{3+} , так называемый «антенный эффект» [2]. Помимо «антенного эффекта» для гетеробиметаллических соединений нельзя

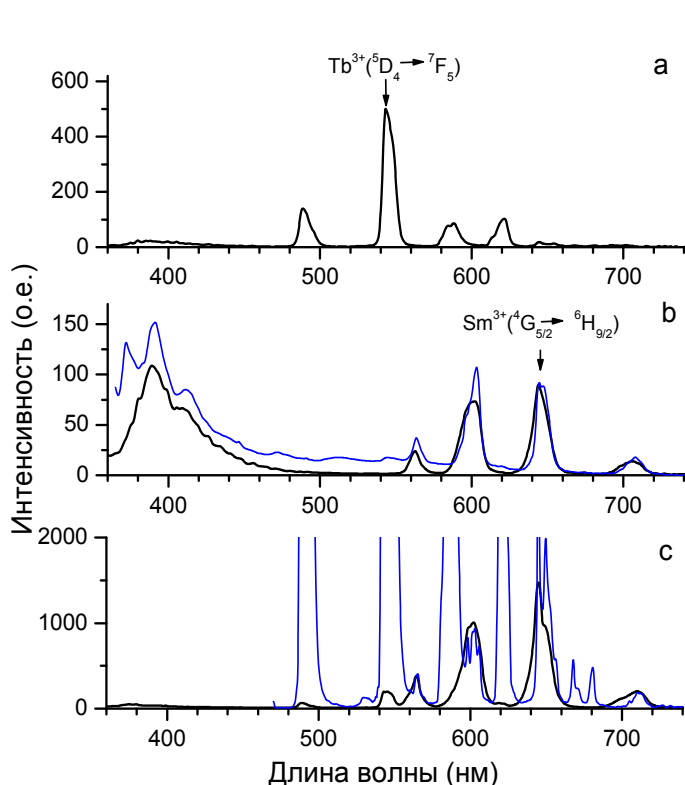


Рис. 2. Спектры ФЛ ($\lambda_{\text{возб}} = 337 \text{ нм}$, —300K, —77K)

(a) - $(\text{bath})_2\text{Tb}_2(\text{piv})_6$

(b) - $(\text{bath})_2\text{Sm}(\text{piv})_6$

(c) - $(\text{bath})_2\text{SmTb}(\text{piv})_6$

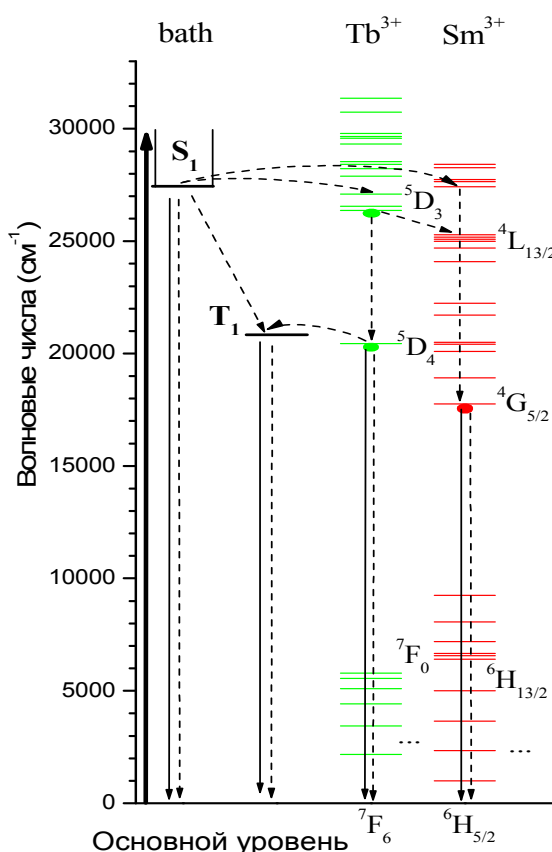


Рис.3. Схема основных процессов передачи энергии между уровнями bath и Ln^{3+} .

Выводы:

Определено положение синглетного уровня S_1 лиганда bath в координационном комплексе $(\text{bath})_2\text{SmTb}(\text{piv})_6 \cdot 2\text{EtOH}$.

В гомобиметаллических комплексах релаксация возбуждённых состояний идет по схеме $S_1 \rightarrow 4f(\text{Sm}^{3+}, \text{Tb}^{3+})$. Участие T_1 уровня проявляется только в $(\text{bath})_2\text{Tb}_2(\text{piv})_6 \cdot 1.5\text{EtOH}$, причем только в виде тушения люминесцентного уровня ${}^5D_4(\text{Tb}^{3+}) \rightarrow T_1$.

Экспериментально установлено, что, во-первых, присутствие ионов Tb^{3+} в $(\text{bath})_2\text{SmTb}(\text{piv})_6 \cdot 2\text{EtOH}$ увеличивает эффективность высвечивания ионов Sm^{3+} как минимум на порядок и не связан напрямую с переносом энергии возбуждения $4f(\text{Tb}^{3+}) \rightarrow 4f(\text{Sm}^{3+})$. Во вторых, присутствие ионов Sm^{3+} уменьшает эффективность высвечивания ионов Tb^{3+} в 3.5 раза в $(\text{bath})_2\text{SmTb}(\text{piv})_6 \cdot 2\text{EtOH}$. Это обусловлено не только переносом энергии возбуждения ${}^5D_3(\text{Tb}^{3+}) \rightarrow 4f(\text{Sm}^{3+})$, но и ростом эффективности безызлучательного канала релаксации возбужденных состояний уровня ${}^5D_4(\text{Tb}^{3+})$.

В гетеробиметаллическом комплексе передача энергии на ионы Sm^{3+} осуществляется по двух каналам: напрямую с синглетного уровня $S_1 \rightarrow 4f(\text{Sm}^{3+})$ или с участием Tb^{3+} $S_1 \rightarrow 4f(\text{Tb}^{3+}) \rightarrow 4f(\text{Sm}^{3+})$.

Показано, что в $(\text{bath})_2\text{SmTb}(\text{piv})_6 \cdot 2\text{EtOH}$ тушения ФЛ ионов Tb^{3+} не связано с прямым переносом энергии возбуждения $^5\text{D}_4(\text{Tb}^{3+}) \rightarrow 4f(\text{Sm}^{3+})$.

Работа поддержана грантом РФФИ № 12-03-00627-а.

Литература

1. Liu W.S., Jiao T.Q., Li Y.Z. et al. // *Am. Chem. Soc.* **2004**. V. 126. P. 2280.
2. De Sa G.F., Malta O.L., De Mello Donega C., Simas A.M., Longo R.L., Santa-Cruz P.A., da Silva E.F., *Coord. Chem. Rev.*, **2000**, 196, 165-195.
3. I.G. Fomina, Zh.V. Dobrokhotoва, G.G. Aleksandrov, V.I. Zhilov, I.P. Malkerova, A.S. Alikhanyan, D.M. Zhigunov, A.S. Bogomyakov, V.I. Gerasimova, V.M. Novotortsev, I.L. Eremenko, *Polyhedron*, **2013**, 50, 297-305.
4. В.Л. Левшин. *Фотолюминесценция жидких и твердых веществ*. Гос. Изд. Техничко-теоретической литературы. Москва. Ленинград. **1951**

УПРАВЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНО-ВРЕМЕННЫМ ПРОФИЛЕМ СВЕРХКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ ДЛЯ ЗАДАЧ МИКРО-СПЕКТРОСКОПИИ КОГЕРЕНТНОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

Мл.науч.сотр. Ланин А.А., доцент Федотов А.Б.,
профессор Желтиков А.М.

Когерентные нелинейно-оптические методы приносят мощный импульс в развитие микроскопии свободной от присутствия меток. Методы визуализации на основе второй и третьей гармоники (ГВГ и ГТГ) в последние годы все чаще находят применения в биологии и медицине [1], что позволяет визуализировать тонкие структурные детали биотканей с высоким пространственным разрешением. Когерентное антистоксово рассеяние света (КАРС) и вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) позволяют формировать химически селективное трехмерное распределение вещества в живых объектах с субклеточным разрешением [2, 3].

Фемтосекундный осциллятор на кристалле хром-форстерита с увеличенным резонатором (19-нДж, 40-фс на длине волны 1,25 мкм) был интегрирован с фотонно-кристаллическим волокном для формирования пере-страиваемого по частоте излучения. Подбирая условия фокусировки лазерного пучка в мозг мыши, удается чувствовать и различать морфологию биоткани различных пространственных размеров. Продемонстрировано взаимодополняемость изображений микроскопии гармоник (второй и третьей), тогда как когерентное комбинационное рассеяние позволяет по-

лучать количественную информацию о содержании различных веществ в ткани.

Двумерные изображения различных типов тканей мозга мыши при помощи нелинейно-оптических методов микроскопии были получены в эксперименте и численно промоделированы (рис. 1а-в). Генерация третьей гармоники служит для обнаружения оптических интерфейсов и пустот, помогая отобразить структуру тканей мозга, в то время как КАРС позволяет обнаружить молекулы богатые соединением углерода и водорода (CH_2). Сравнительный анализ изображений, полученных с использованием различных нелинейно-оптических методов, оказывается очень информативным, помогая выявить значимые морфологические свойства биообъектов. В частности, ГВГ допускается только для структур с нарушенной симметрией инверсии, обеспечивая идеальное зондирование для интерфейсов, протяженных молекулярных диполей и поляризованных структур.

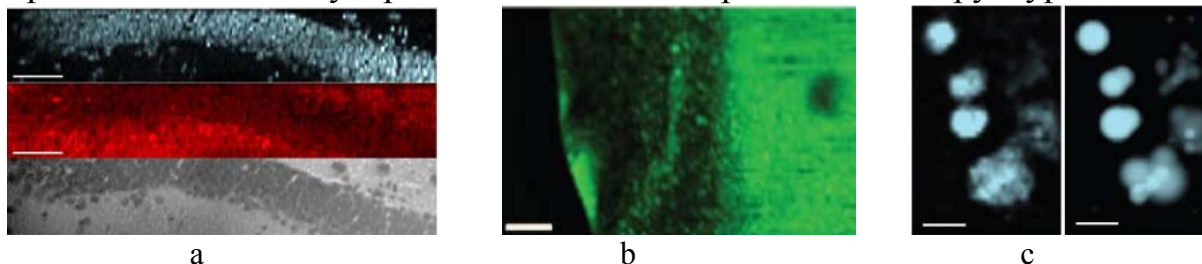


Рис.1. (а) Панорамное изображения *dentate gyrus* гиппокампа мозга мыши полученные при помощи (вверх) ГТГ, (середина) ГВГ, и (низ) обычной микроскопии с приукрашиванием по Nissle. (b) КАРС карты коры мозга. (с) Экспериментальные и расчетные карты распределения нейронов в соматосенсорной коре .

Литература:

1. J.A. Squier, M. Müller, G.J. Brakenhoff, and K.R. Wilson, Opt. Express, **3**, p. 315 (1998).
2. C. L. Evans and X. S. Xie, Annu. Rev. Anal. Chem. **1**, 883 (2008).
3. L.V.Doronina-Amitonova, A.A.Lanin, O.I.Ivashkina, M.A.Zots, A.B.Fedotov, K.V.Anokhin, A.M.Zheltikov. Appl. Phys. Lett. **99**, 231109 (2011).

Подсекция:
РАДИОФИЗИКА,
ФИЗИЧЕСКИЯ ЭЛЕКТРОНИКА
И АКУСТИКА

Сопредседатели
профессор А.Ф.Александров, профессор А.П.Сухоруков,
профессор А.И. Коробов

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В КОСМИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ

Вед. электроник *Шахпаронов В. М.*

Информация о состоянии космической системы может быть представлена в виде временных рядов. В большинстве приёмников GPS обновление координат и скорости объекта происходит раз в секунду. При отсутствии сбоев ряды носят эквидистантный характер, то есть измеряемые величины располагаются через равные интервалы времени.

Настоящая работа посвящена изучению периодических процессов, происходящих в космической системе Земля-Луна-Солнце-группировка GPS. За период с 20.05.13 по 04.10.13 накопилось 11806000 строк протокола с информацией о высоте, долготе, широте и количестве спутников. Измерения имели строго эквидистантный характер. Объём данных был сокращён в 1000 раз. Проводилось либо простое прореживание, либо усреднение по 1000 соседних измерений. Второй вариант предпочтительнее, он улучшает отношение полезного сигнала к шуму.

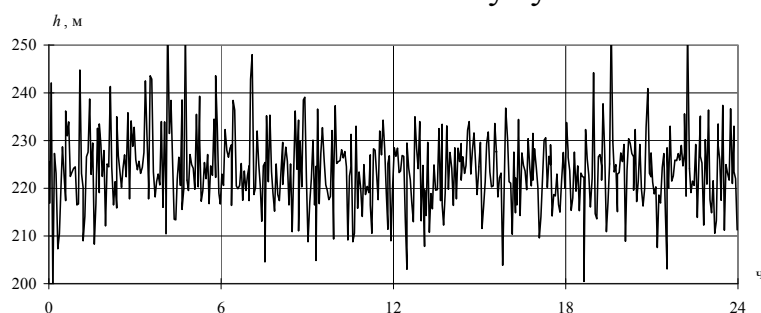
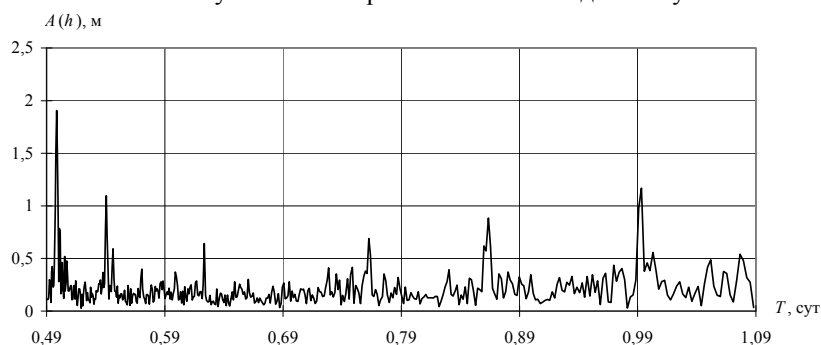
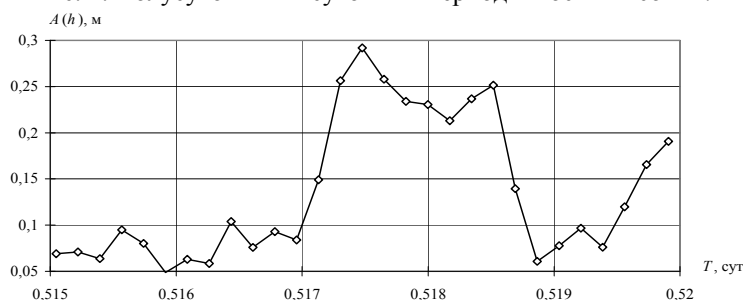
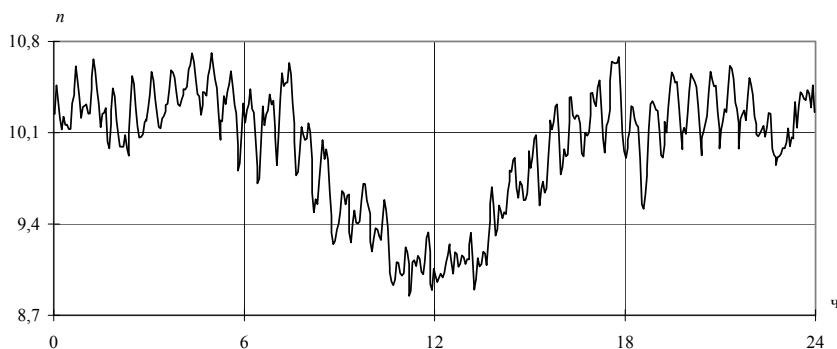
Рис. 1. Результаты измерения высоты h за десять сутокРис. 2. Полусуточных и суточных периодичности высоты h 

Рис. 3. Амплитуда периодичности высоты вблизи 0.5175 сут

Рис. 4. Суточные вариации количества спутников n

Наличие шума при измерении высоты в течение первых десяти суток показано на рис.1. Аналогичный шум наблюдался при измерении долготы, широты и количества спутников в зоне радиовидимости. На фоне шума выделение периодичностей в такой космической системе представляет определенные трудности даже при наличии достаточно длительных эквидистантных рядов. Метод усреднения ординат на пробном периоде такую возможность предоставляет [1].

Периодичность $T=0,4978$ суток при достоверном её отличии от половины солнечных суток наблюдается при измерении высоты (рис.2), долготы, широты, количества наблюдаемых спутников. Периодичности можно объяснить тем, что спутники системы GPS, расположенные на высоте примерно 20200 км от поверхности Земли, вращаются вокруг неё немного быстрее, чем два раза за сутки. Период их обращения составляет 11ч 56,7 мин, т.е. 0,4978 солнечных суток. Они расположены в шести плоскостях, имеющих наклон к экватору в 55° .

Особый интерес вызывает периодичность около 0,5175 суток, близкая к половине лунных суток (рис.3). Такую периодичность имеют приливные деформации коры и мантии, обусловленные гравитационным взаимодействием Луны и Земли. Полусуточные периодичности дают максимальные поднятия и опускания на экваторе и нулевые на полюсах. При прохождении упругих приливных волн вертикальные смещения земной поверхности могут достигать 50 см (при положениях Луны и Солнца в зените или надире). На широте Москвы амплитуда приливных деформаций достигает 20 см. Большая продолжительность и многократность измерений в сочетании с методом усреднения ординат на пробном периоде позволили даже на фоне столь больших флуктуаций обнаружить лунную периодичность.

Специальная методика [2] позволяет рассмотреть вариации всех указанных величин на протяжении солнечных суток. Делением на 86400 все отсчёты времени представляются в виде суток. После удаления целой части суток строки измерений выстраиваются в порядке возрастания от 0 до 1. Затем умножением на 24 восстанавливается московское время суток. Все имеющиеся данные делятся на 25 групп, после чего в каждой из них проводится скользящее усреднение по 15 соседним измерениям. Полусуточ-

ные и суточные вариации наглядно видны на рис.4 в количестве наблюдаемых спутников.

Литература

1. Parkhomov A.G. A search for laws in the results of gravitational constant measurements. // Gravitation & Cosmology. – 2009. – Т.15. – №2. – С.174–177.
2. Shakhparonov V. M., Karagioz O. V. Battery voltage variations and radio transmitter temperatures of the small spacecraft //Acta Astronautica. – 2014. – Т.98 – №1. – С.155-157.

ОСОБЕННОСТИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ НА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОДЛОЖКАХ.

Доцент *Алешин Ю.К.*, мл.науч.сотр. *Карабутов А.А.*(мл),
ст.науч.сотр. *Чоба М.А.* (химический факультет МГУ)

Вязкость и упругость аморфных металлических пленок резко отличаются от поликристаллических образцов. Изучение физических характеристик при изменении фазового состава подобных стекол является темой для данного экспериментального исследования.

В начале 60-х годов XX века было начато активное изучение металлических сплавов, у которых отсутствовала кристаллическая структура [1,2,]. Металлы и сплавы с неупорядочным расположением атомов называются аморфными металлическими стеклами. Формирование аморфной структуры металлов и сплавов приводит к изменениям магнитных, электрических, механических, и других свойств. Как правило аморфное состояние образуется при быстром охлаждении расплава. В природе аморфное состояние (например: опал, обсидиан, янтарь, смолы) встречается гораздо реже, чем кристаллическое. Структура веществ в аморфном состоянии характеризуется ближним порядком взаимодействия звеньев или сегментов макромолекул, быстро уменьшающимся по мере их удаления друг от друга.

Одним из основных преимуществ аморфных металлических сплавов является их очень высокая коррозионная стойкость [1], которая у некоторых аморфных металлических сплавов на несколько порядков выше, чем у лучших нержавеющей сталей. Во многих агрессивных средах (морской воде, кислотах) аморфные металлы вообще не подвергаются коррозии. Например, скорость коррозии аморфного сплава, в котором содержится железо, хром и никель, в растворе соляной кислоты, практически равна нулю, а скорость коррозии классического коррозионностойкого сплава железа, хрома и никеля, находящегося в поликристаллическом состоянии, в такой же среде составляет более 10 мм/год. Предполагается, что основная причина высокой коррозионной стойкости аморфных сплавов заключается в отсутствии специфических дефектов кристаллической решетки — дислокаций и границ между зернами. Аморфные металлы обладают очень высокой твердостью и

прочностью, в среднем металл в аморфном состоянии прочнее металла в кристаллическом состоянии в 5-7 раз. Для современных технологических процессов важно контролировать физическое состояние металлических поверхностных пленок, учитывая динамический характер изменения их структуры. Таким образом, приходим к практике сквозного по времени контроля за фазовым состоянием поверхности для уверенного технологического использования материала. Все вышесказанное приводит к следующей постановке задачи а/получить контролируемую по толщине и составу металлическую пленку аморфного состава на различных по составу металлических подложках; б/ экспериментально освоить методически четкое определение состояния пленки металла при различных методиках отжига. в/ провести экспериментальное изучение физических характеристик аморфных и поликристаллических пленок и определить величины, определяющие их фазовое состояние; г/ предложить и экспериментально отработать методику определения фазового состояния пленок неразрушающими методами.

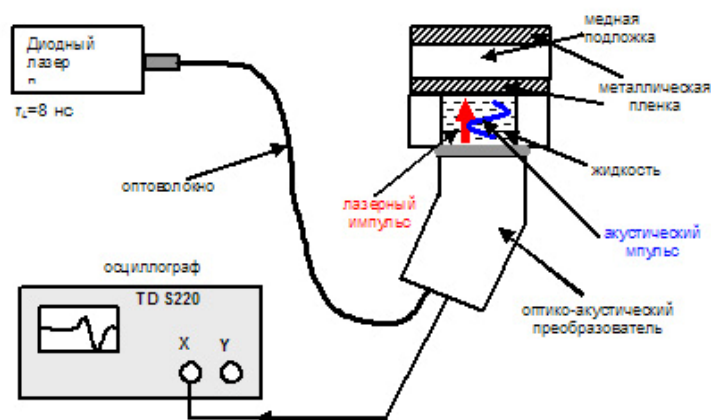
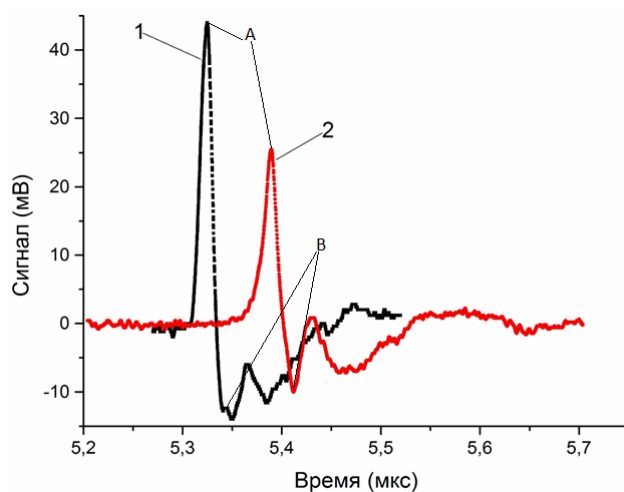


Схема оптико-акустической установки



Оптико-акустический отклик: (1) – от аморфной пленки Cr—C, (2) – от поликристаллической пленки Cr—C.

Опτικο-акустический метод основан на возбуждении ультразвука с помощью импульсного лазерного излучения. При использовании коротких лазерных импульсов в твердом теле могут возбуждаться частоты акустических волн в диапазоне от десятков кГц до 10^{11} Гц [3], что позволяет исследовать слои толщиной до десятков нанометров. Также этот метод является не разрушающим методом исследования тонких пленок. Акустические волны достаточно слабо затухают с расстоянием, что позволяет их использовать для исследования неоднородностей на больших глубинах.

По измеренным данным, при учете постоянства толщины пленки, определены времена, за которое сигнал проходит через аморфную и поликристаллическую пленку Cr—C и скорость распространения сигнала.

1 – Аморфная пленка: $t = 15 \text{ нс}$, $V = 4 \cdot 10^3 \text{ м/с}$.

2 – Поликристаллическая пленка: $t = 10 \text{ нс}$, $V = 6 \cdot 10^3 \text{ м/с}$.

Полученные показатели времени отклика и соответственно скорости подтверждают наличие различий физических характеристик в аморфной и поликристаллической структуре вещества.

Таким образом, разработана методика электрохимического нанесения и получены покрытия Cr (III) в виде тонких аморфных металлических пленок на поверхности медной подложки разной толщины. Применение трехвалентного хрома определено экологическими и технологическими преимуществами. Выявлены условия перехода при нагреве для данных покрытий из аморфного состояния в поликристаллическое. При нагревании до 500°C получено среднее состояние между аморфным и поликристаллическим состоянием. При значении температуры отжига более 800°C осуществлен переход в полностью поликристаллическое состояние. Проведены эксперименты по определению скорости акустического сигнала в образцах с помощью оптоакустического метода. Получены результаты, позволяющие применить эту методику для изучения процессов перехода состояний поверхности металлических пленок хрома на медной подложке. Это позволяет применить данный способ контроля за так называемым “старением” поверхностной пленки.

Литература

1. Золотухин И.В.. «Аморфные металлические сплавы.» - 1997.
- 2.. Гусев В.Э, Карабутов А.А. «Лазерная оптоакустика» - Москва. Наука, 1991.

ГИСТЕРЕЗИС АМПЛИТУДЫ И ФАЗЫ В НЕАВТОНОМНОМ ГЕНЕРАТОРЕ ВАН ДЕР ПОЛЯ НА ОСНОВНОМ ТОНЕ И ОБЕРТОНАХ

Ст.науч.сотр. *Павлов Ю.В.*, мл.науч.сотр. *Пивкин А.Н.*,
зав. лабораторией *Умарходжаев Р.М.*, ст.науч.сотр. *Федоров Г.М.*

Гистерезис фазы и амплитуды синхронизованных колебаний для устойчивого синхронного режима в неавтономном генераторе ван дер Поля с кубической нелинейностью на основном тоне описан в литературе. [1-4]

Помимо синхронизации на основном тоне, существует синхронизация на обер и унтертонах внешней силы. [5]

Показано, что когда автоколебания синхронизируются второй и третьей гармоникой вынуждающей силы, то в области устойчивого синхронного режима также существует гистерезис амплитуды и фазы синхронизованных колебаний. Изучена область значений расстройек и амплитуды вынуждающей силы, при которых существует гистерезис амплитуды и фазы и показано, как он возникает в зависимости от направления изменения расстройки.

В зависимости от амплитуды вынуждающей силы гистерезис может находиться как внутри области синхронизации, так и на её границе. В случае, когда гистерезис находится внутри области синхронизации, то в зависимости от начальных условий или при адиабатически медленном изменении параметров в системе осуществляется один из двух устойчивых режимов синхронизации. В случае, когда гистерезис находится на границе области синхронизации, в зависимости от направления изменения расстройки для одной и той же величины расстройки может наблюдаться или устойчивый режим синхронизации, или режим биений.

При синхронизации на унтертонах гистерезис не обнаружен.

Литература

1. Андронов А.А., Витт А.А. К математической теории захватывания, Ж. прикл. физики, 1930, 7., в. 4, с.3. (по А.А. Андронов, собрание трудов, 1956 г.)
2. Cartwright M.L., 1948. Forced oscillations in nearly sinusoidal systems. J. Inst. Elec. Eng., 95, 88-94
3. Gillies A.W. 1954. On the transformation of singularities and limit cycles of the variational equations of van der Pol. Quart. J. Mech. Appl. Math., 7, 152-167
4. Гукенхеймер Дж., Холмс Ф. Нелинейные колебания, динамические системы и бифуркации векторных полей. Москва-Ижевск, Институт компьютерных исследований, 2002 г.
5. Ланда П.С. Автоколебания в системах с конечным числом степеней свободы (М.: Наука, 1980)

НЕОДНОРОДНОЕ АКУСТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ В АКУСТООПТИЧЕСКИХ ПРИБОРАХ

Ассистент *Трушин А.С.*

Лазерное излучение широко используется в различных областях науки и техники. Среди физических эффектов, позволяющих управлять его характеристиками, особое место занимает акустооптический эффект. С помощью этого эффекта можно управлять поляризацией, частотой, направлением распространения, а также интенсивностью лазерного излучения. Возможность взаимодействия света и звука была теоретически предсказана в 1922ом году Л.Н. Бриллюэном. Спустя несколько лет Дебаем, Сирсом и Люка, Бикаром это взаимодействие было обнаружено. В настоящее время акустооптический эффект используется в компактных, надёжных, малогабаритных устройствах [1]. Снижение высокой стоимости этих устройств и уменьшение их поляризационной чувствительности является актуальной задачей акустооптики. В данном докладе изложены результаты цикла работ, направленных на улучшение характеристик АО приборов.

Одной из проблем, препятствующих более широкому внедрению АО устройств, является их высокая стоимость. Она определяется современной технологией изготовления пьезопреобразователя и создания акустического контакта. Эти операции включают в себя ручной труд высококвалифицированных оптиков, что не позволяет наладить серийное производство. В качестве альтернативы был рассмотрен способ возбуждения объёмной акустической волны, предложенный К.Н. Баранским в 1957 году. Способ основан на использовании собственного пьезоэффекта акустооптического кристалла. Нами были рассмотрены кристаллы парателлурита [2] и ниобата лития [3]. Ниобат лития является уникальным пьезоэлектриком, в то время как парателлурит обладает рекордным акустооптическим качеством. Возбуждение объёмных акустических волн осуществлялось системой электродов. Наиболее неожиданный результат данной работы заключается в существенном несовпадении отношений эффективности дифракции, полученных теоретически и экспериментально. Из проведённых экспериментов был сделан вывод о влиянии структуры акустического поля на поляризационные характеристики АО-взаимодействия в ниобате лития [3].

Вычисление структуры акустического поля в анизотропной среде важно для акустооптики, так как многие акустооптические материалы обладают чрезвычайно сильной анизотропией акустических свойств. Анизотропия влияет как на структуру акустического поля, приближая или удаляя дальнюю зону дифракции, так и на эффективность возбуждения пучков, распространяющихся в разных направлениях.

Для моделирования процессов возбуждения и распространения акустического поля в анизотропном кристалле предложен метод, основанный

на методе углового спектра. Для вычисления характеристик этих волн и их группировки используются методы, характерные для теории поверхностных волн. Методика была отработана на широко используемых в АО срезах кристалла парателлурита. Полученные по ней зависимости угла сноса от угла среза кристалла совпали с аналогичными зависимостями, полученными по известным аналитическим выражениям. Разделение вкладов однородных и неоднородных волн позволило показать, что поле неоднородных волн является эванесцентным и затухает на расстоянии нескольких длин волн от пластинчатого пьезопреобразователя. Был сформулирован критерий применимости приближений заданной силы и заданного смещения. В случае приближения заданной силы показана необходимость учёта наличия зон существования поверхностных волн в области проведения расчёта.

Литература

1. Балакший В.И., Парыгин, Чирков Л.Е. // Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь. 1985.
2. В.Б. Волошинов, П.А. Никитин, А.С. Трушин, Л.Н. Магдич. // Письма в ЖТФ, 37(16):22–28, 2011.
3. А.С. Трушин, А.В. Муромец. // Радиотехника и электроника, 58(4), 2013

Подсекция:
ФИЗИКА
КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

Сопредседатели
профессор Н.Б.Брандт, профессор В.С.Днепровский,
профессор В.А.Кульбачинский, профессор Д.Р.Хохлов

ВЛИЯНИЕ СОСТАВА АКТИВНОЙ АТМОСФЕРЫ ПРИ МАГНЕТРОННОМ РАСПЫЛЕНИИ НА СТРУКТУРНЫЕ И ТРИБОЛОГИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЛЕГИРОВАННЫХ ХРОМОМ АЛМАЗОПОДОБНЫХ ПОКРЫТИЙ

Физик Левин И.С., вед. науч. сотр. Хрущов М.М., доцент Авдюхина В.М.

Покрытия на основе аморфного углерода (a -C и a -C:H), обладают уникальным сочетанием трибологических свойств – высокой износостойкостью и низким коэффициентом трения при работе в средах различных типов, – и представляют значительный интерес в плане их использования в качестве перспективного трибологического материала.

Вакуумные ионно-плазменные технологии, основанные на использовании различных углеродосодержащих активных атмосфер и распыляемых мишеней, дают возможность получить алмазоподобные покрытия, легированные как неметаллическими элементами, так и металлами (Ti, W, Mo, Cr, Au и др.) и даже химическими соединениями (оксиды кремния и алюминия, карбиды переходных металлов). Подобные легирующие добавки могут существенно влиять на микромеханические и другие свойства алмазоподобных покрытий [1]. Одним из перспективных способов повышения трибологических свойств таких покрытий является их легирование карбидообразующими металлами. Значительный интерес в этом плане представляют алмазоподобные покрытия, содержащие хром [2].

В настоящей работе изучали как влияние легирования хромом, так и влияние изменений состава активной атмосферы (контролируя соотношение скоростей натекания ацетилена и азота в рабочий объем при реактивном магнетронном напылении) на фазовый состав, структуру, механические и трибологические характеристики покрытий.

При получении покрытий в качестве катода использовался чистый хром (99,95%). В качестве рабочих газов – аргон марки ВЧ (99,993%), азот марки ОСЧ (99,9%) и ацетилен технический (99,1%). В качестве подложек использовались образцы из стали марки ХН35ВТ в виде шайб диаметром 30 мм и толщиной 3,5 мм. Получаемые покрытия имели толщину 3 мкм.

Исследование структуры покрытий проводили на рентгеновском дифрактометре с детектором Пельтье и вертикальным гониометром на $\text{Cu K}\alpha$ -излучении. Дальнейшую обработку измеренной интенсивности проводили по методике, описанной в [3], с целью исключить вклад в интенсивность рассеяния, даваемый подложкой. Фазовый анализ материала покрытий выполнялся с использованием базы данных PDF-2 Международного центра дифракционных данных (ICDD).

Исследование трибологических свойств проводили в условиях сухого трения на шариковом трибометре при нагрузках от 0,02 до 0,2 Н по схе-

ме «сфера-плоскость». В качестве контртела использовали шарики нитрида кремния диаметром 6 мм.

Дифрактограммы исследованных покрытий, полученные после их обработки с целью удаления вклада подложки по методике [3], показаны на рис.1. Анализ дифрактограмм, полученных после напыления покрытий в безазотной атмосфере (100% C_2H_2), указывает на присутствие рентгеноаморфной карбидной фазы и металлического хрома.

По мере увеличения доли азота в активной смеси $Ar + C_2H_2 + N_2$ происходит уменьшение количества аморфной компоненты (уменьшение интенсивности диффузного гало), наблюдается увеличение степени кристалличности структуры покрытий (размеры ОКР постепенно увеличиваются и происходит некоторое сужение дифракционных линий), что сопровождается ростом количества ОЦК фазы чистого хрома, образованием и постепенным увеличением количества нитридной фазы CrN . На дифракционных спектрах, приведенных на рис.1, достаточно четко прослеживается интенсивный и относительно узкий диффузный пик 110, связанный с рассеянием от областей чистого хрома. На рис.2,а представлена зависимость размера блоков ОКР (D), а на рис.2,б - интегральной интенсивности линии 110, дающей в первом приближении представление о процессах изменения концентрации включений металлического хрома в матрице алмазоподобных покрытий, от содержания газообразного углеводорода в активной атмосфере при синтезе покрытий.

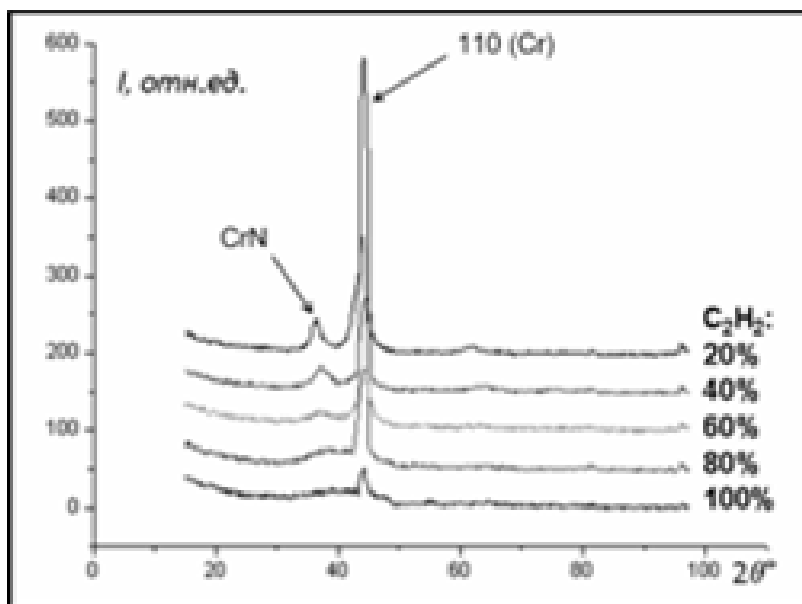


Рис.1. Дифрактограммы легированных хромом алмазоподобных покрытий, полученных при различном содержании ацетилена в газовой смеси

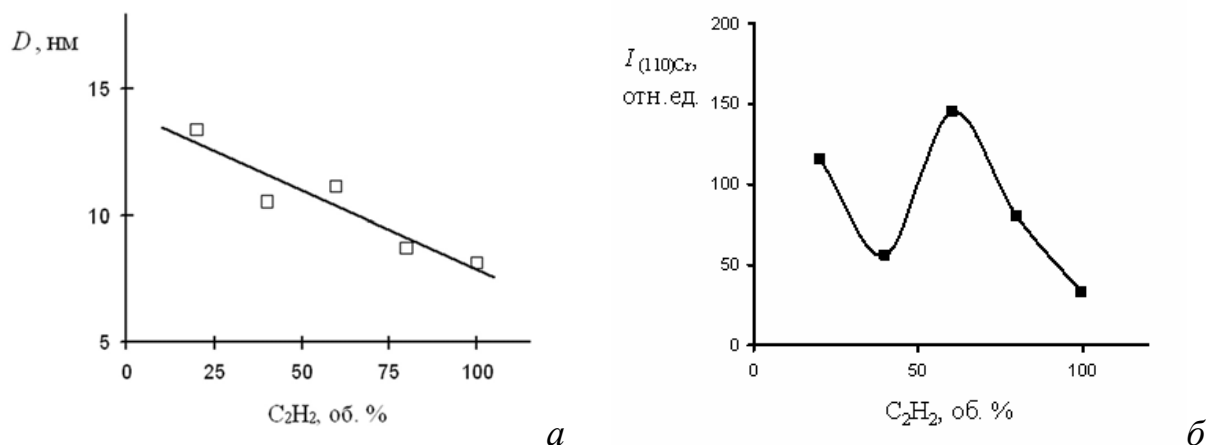


Рис. 2. Зависимость от содержания ацетилена в активной атмосфере размера блоков, образующихся при синтезе покрытий a -C:H:Cr:N (a) и интегральной интенсивности линии 110 хрома (б)

С использованием уравнения Шеррера–Селякова был рассчитан размер ОКР хрома, который в чистом ацетилене составлял порядка 8 нм и имел тенденцию увеличиваться при уменьшении доли ацетилена в активной атмосфере.

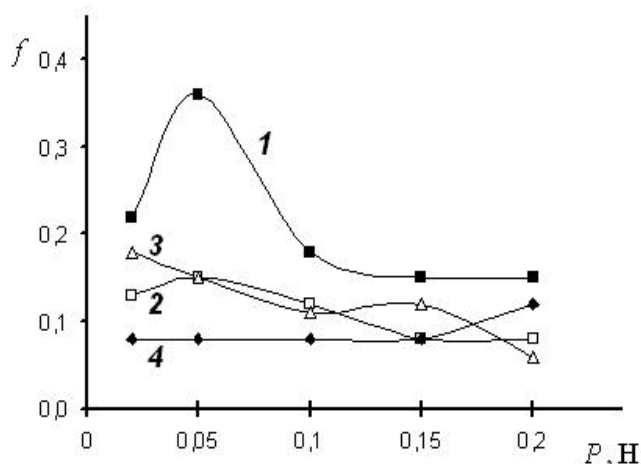


Рис. 3. Коэффициент трения a -C:H:Cr:N на стали ХН35ВТ как функция содержания C_2H_2 в активной атмосфере (1– 100; 2– 80; 3– 40; 4– 20 об. % C_2H_2).

Результаты измерений коэффициента трения (f) покрытий a -C:H:Cr:N при испытаниях на шариковом трибометре приведены на рис.3. Видно, что у покрытий, нанесенных в атмосфере чистого ацетилена, f меняется в диапазоне от 0.15 до 0.35, причем изменение величины f с нагрузкой P носит немонотонный характер. С увеличением доли азота в активной атмосфере величина f , в целом, уменьшается. Так, при содержаниях ацетилена 40 и 20 % величина f незначительно колеблется вблизи 0.1. При этом в смеси с 20 % ацетилена коэффициент трения остается на уровне ~ 0.08 .

практически во всем диапазоне нагрузок. Испытания на контактную усталость также показали, что покрытия $a\text{-C:H:Cr:N}$ способствуют значительному повышению работоспособности упрочняемых поверхностей трения.

Выводы

С использованием технологии магнетронного напыления получены содержащие хром алмазоподобные покрытия, обладающими высокими трибологическими свойствами. Показано, что формирование дополнительно к наноструктурированной карбидной фазе включений нитрида хрома может приводить к повышению механических и трибологических свойств покрытий.

Литература

1. Хрущов М.М., Легированные алмазоподобные покрытия трибо-технического назначения // Современные технологии модифицирования поверхностей деталей машин. М.: ЛЕНАНД. 2013. С.78-113.
2. Атаманов М.В., Дубравина А.А., Левин И.С., Марченко Е.А., Хрущов М.М. // Проблемы машиностроения и автоматизации. 2013. № 3. С. 102–105.
3. Хрущов М.М., Свешников С.В // Наноинженерия. 2012. № 8. С.37-41.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВИДА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ АТОМОВ ПРИМЕСИ ПО ГЛУБИНЕ В СПЛАВАХ НА ОСНОВЕ ПАЛЛАДИЯ ПОСЛЕ ГИДРИРОВАНИЯ И ДЛИТЕЛЬНОЙ РЕЛАКСАЦИИ

Вед. инженер Акимова О.В., доцент Авдюхина В.М., физик Левин И.С.,
ст.науч.сотр. Ревкевич Г.П.

Проведены рентгендифракционные исследования для ряда сплавов на основе палладия после их гидрирования. Установлено, что в результате длительной релаксации наблюдалось увеличение уширения дифракционных максимумов. Известно, что подобное уширение может свидетельствовать как о возможном наличии в образце эффекта мелкодисперсности (размера областей когерентного рассеяния (ОКР) по нормали к поверхности (D)) и величины микродеформаций (ε), так и об уширении кривой распределения областей ОКР по концентрации легирующего компонента [1]. Для определения влияния на размытие (β) дифракционного максимума величин D и ε использовали выражение [2]:

$$\beta^2 = \left(\frac{\lambda}{D \cos \theta} \right)^2 + 16\varepsilon^2 \operatorname{tg}^2 \theta. \quad (1)$$

Поскольку величины β , D и ε – положительные, то при наличии двух порядков отражения дифракционных максимумов можно записать:

$$(\beta \cos \theta)_{2h2k2l}^2 > (\beta \cos \theta)_{hkl}^2 \cdot \frac{\cos^2 \theta_{hkl}}{\cos^2 \theta_{2h2k2l}}. \quad (2)$$

Если при анализе экспериментальных данных неравенство (2) не выполняется, то уширение дифракционных кривых будет определяться тем, что в исследуемом образце существует набор периодов решетки, т.е. распределение ОКР по концентрации атомов компонент сплава не является δ -функцией. Тогда физическое уширение можно связать с величиной $\frac{\Delta a}{a}$, которая является характеристикой распределения ОКР по концентрации атомов примеси в образце [2]:

$$\beta_{h/2} = 2 \frac{\Delta a}{a} \operatorname{tg}(\theta). \quad (3)$$

В том случае, если функция, описывающая распределение концентрации атомов примесей в образце, меняется с глубиной, то величина $\frac{\Delta a}{a}$ будет разной для линий, соответствующих первому и второму порядкам отражения одной ОКР, поскольку при одном и том же рассеивающем объеме (что характерно при фокусировке по Бреггу-Брентано) толщина рассеивающего слоя будет больше для второго порядка отражения. В таких случаях нами предложено проводить моделирование дифракционных максимумов для определения вида функции распределения легирующего компонента в образце. При проведении моделирования полный облучаемый рентгеновским пучком слой следует разбить на слои небольшой толщины так, чтобы внутри каждого слоя величина $\frac{\Delta a}{a}$ была практически постоянной. Тогда суммарную дифракционную кривую можно представить как результат сложения кривых, полученных от каждого слоя (рис.1а). Для смоделированной интенсивности можно записать:

$$I(x - x_c)_{\text{модел.}} = \frac{A_{\text{полн}}}{W_{\text{полн}} \sqrt{\frac{\pi}{2}}} \cdot \exp\left(-\frac{2(x - x_c)^2}{W_{\text{полн}}^2}\right) = \sum_i \frac{A_i}{W_i \sqrt{\frac{\pi}{2}}} \cdot \exp\left(-\frac{2(x - x_c)^2}{W_i^2}\right). \quad (4)$$

Здесь величина x_c (угловая координата дифракционного максимума) одна и та же для всех составляющих слоев, W – мера ширины дифракционного максимума. Интегральная интенсивность A_i рассчитывались по формуле:

$$A_i = (1 - \exp\left(\frac{-2\mu}{\sin \theta_{hkl}} \cdot 2 \cdot 10^{-5}\right)) \cdot \exp\left(\frac{-2\mu}{\sin \theta_{hkl}} \cdot h_i\right), \quad (5)$$

где h_i – глубина слоя, возрастающая с выбранным шагом; μ – фотоэлектрический коэффициент поглощения.

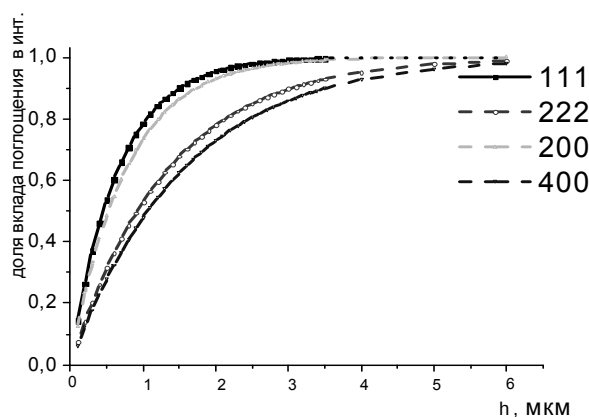


Рис. 1.а). Доля вклада в интенсивность от глубины проникновения рентгеновских лучей с учётом поглощения

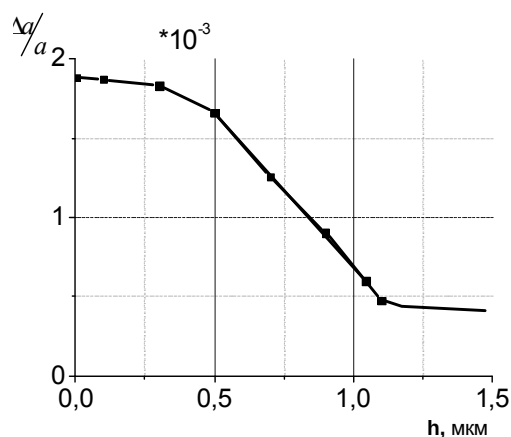


Рис. 1.б). Вид распределения атомов индия для ОКР(100) по глубине фольги после гидрирования и годовой релаксации

Для проверки предложенной методики были выбраны фольги сплава Pd-5.3 ат.%In-0.5 ат.% Ru, которые насыщались водородом и затем хранились при комнатной температуре в течение года [1]. Проведенное моделирование позволило установить вид распределения атомов индия в образце по глубине фольги, представленный на рис.1(б).

На рис.2 приведены дифрактограммы линий 111 (а) и 222 (б). Видно, что на дифрактограмме линии 222 наблюдаются, помимо основного, два максимума малой интенсивности. Расчеты показали, что они соответствуют выделившимся в результате насыщения фольги водородом и длительной релаксации дополнительным фазам, содержащим 2.6 и 8.3 ат% индия с долями 5.5 и 7% соответственно.

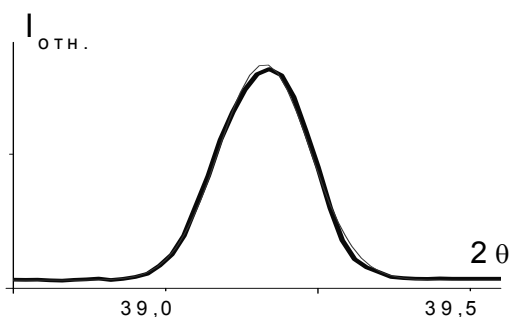


Рис. 2 а). Дифракционная линия 111 и результаты ее моделирования

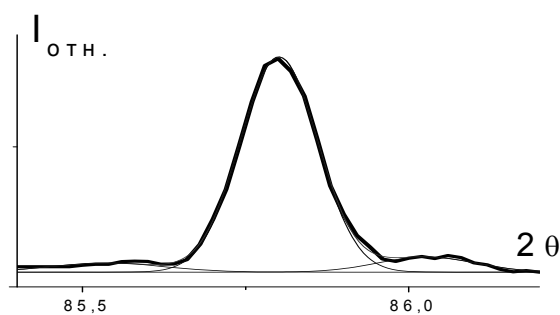


Рис. 2 б). Дифракционная линия 222 и результаты ее моделирования

Поскольку ширина основного максимума 111 больше соответствующей ширины дифракционной линии 222 на 25%, то дополнительные фазы для данной ОКР не различимы из-за малых углов дифракции. Было рассчитано их возможное угловое положение на основании данных для второго порядка и выполнено синтезирование дифракционной линии 111 по

вышеописанной методике. Согласие с экспериментом было достигнуто, при увеличении объемной доли дополнительных фаз с 5.5 и 7 % до 18 и 25%.

Таким образом можно заключить, что предложенная методика позволяет с высокой достоверностью определить как характер распределения атомов легирующего компонента в сплавах на основе палладия после их гидрирования в процессе релаксации, так и уточнить состав сосуществующих фаз.

Литература

1. Авдюхина В.М., Ревкевич Г.П., Акимова О.В., Левин И.С. // Металлы. 2011. № 4. С. 50.
2. Иверонова В.И., Ревкевич Г.П. // Теория рассеяния рентгеновских лучей. Из-во МГУ. М. 1978.

ОБ АНТИСГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ФАЗЕ В МОНОКРИСТАЛЛАХ BaTiO_3

Вед.науч.сотр. Новик В.К., вед.науч.сотр. Гаврилова Н.Д.,
ст.науч.сотр. Лотонов А.М.

Возможность формирования антисегнетоэлектрического (АСЭ) состояния в элементарной ячейке BaTiO_3 при фазовом переходе из кубической фазы обсуждалась уже в первые годы появления интереса к свойствам этого кристалла¹. Автор исходил из принятого тогда смещения ионов Ti в направлении вершин кислородного октаэдра и лишь заключил, что в рамках только диполь-дипольного взаимодействия не представляется возможным объяснить образование сегнетоэлектрического (СЭ) состояния. Точные расчеты из той же посылки² показали принципиальную невозможность АСЭ состояния в элементарной ячейке BaTiO_3 .

Усовершенствование технологий выращивания монокристаллов BaTiO_3 из раствора в расплаве³ и методом Чохральского⁴ сделало доступным проведение оптических, рентгеноструктурных и ЯМР исследований на образцах высокого качества, результаты которых не соответствовали прежним представлениям об имеющих место фазовых переходах.

Исследования Рамановского рассеивания и поляризационная микроскопия доменов на таких образцах показали⁵, что первое свидетельствует о сохранении симметрии тетрагональной (?) фазы выше 133°C , а второе – подтверждает известные представления. Авторы сделали попытку объяснить противоречие в рамках смешанной типа «смещения» и «порядок-беспорядок» модели фазового перехода. Далее, исследования ЯМР монокристаллов BaTiO_3 в парафазе установили⁶ предпочтительное положение ионов Ti не в центре кислородного октаэдра, а в одном из восьми положе-

ний, смещенных вдоль направлений [111]. Авторы также привлекли для объяснения смешанную модель типа «смещения» и «порядок-беспорядок».

Прецизионное рентгеновское изучение структуры BaTiO_3 ⁷ в одном эксперименте последовательно для всех фаз на кубическом образце со стороной $\approx 0,25$ мм свидетельствовало о гораздо более сложном расположении атомов, чем считалось ранее. Авторы высказали мнение о некоей гибридной структуре решетки. И хотя независимый опыт на образце объемом 341 мкм^3 поставил это утверждение под сомнение⁸, авторы⁹ привлекли итоги исследования Рамановского рассеивания как свидетельство о гибридной структуре.

Поведение макроскопических свойств, однако, не давало повода к сомнению в известных структурах. Неоднократные исследования температурных зависимостей диэлектрических свойств этих монокристаллов на образцах, приготовленных по обычной процедуре (шлифование, полирование, поляризация внешним полем, пошаговое приращение температуры в эксперименте) с измерениями стандартным мостовым методом¹⁰, не выявили каких-либо существенных особенностей поведения высококачественных образцов кроме повышения температуры Кюри до $\sim 135^\circ\text{C}$. Тем не менее, уже простое изменение температурного режима определения $\varepsilon(T)$ при сохранении процедуры изготовления образцов показало¹¹ при охлаждении появление некой структурной фазы в интервале $T_C - 0,1^\circ\text{C}$, подтвержденное тепловыми, акустическими и рентгеноструктурными измерениями.

Аномальное поведение $\varepsilon(T)$ образцов BaTiO_3 , выращенных методами Ремейки и Чохральского и длительно состаренных, было обнаружено¹² методом измерения диэлектрических свойств по собственным шумам. Суть аномалии состоит в систематическом наблюдении на указанных образцах плоского минимума $\varepsilon(T)$ различной длительности при переходе из парафазы в последующую низкотемпературную фазу. Наблюдаемая закономерность никак не вытекала ни из известной термодинамической теории, ни из прежних представлений о структуре.

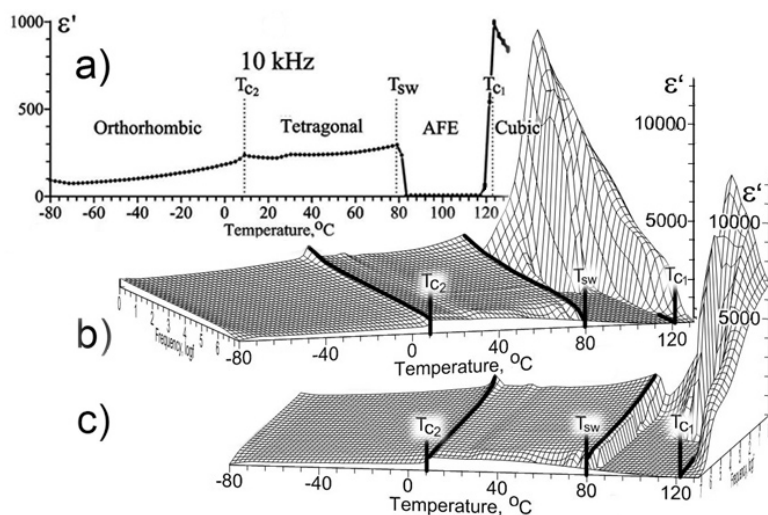
Альтернатива прежним представлениям о структуре была обоснована в работе¹³. Авторы численно показали, что в кубической фазе ионы Ti смещены по направлениям [111], поскольку в этом положении потребная энергия менее энергии, необходимой для их удержания в центре октаэдра. Таким образом, элементарная ячейка полярна в парафазе и для объяснения неполярного состояния кристалла авторы приняли кубическую сверхячейку из восьми элементарных ячеек и рассмотрели ее как структурную единицу, формирующую свойства кристалла только подвижками Ti по диагоналям. Кубическая сверхячейка представляет собой АСЭ-ю комбинацию полярных ячеек по трем осям. Структурным фазовым переходам соответствует потеря АСЭ-го состояния по одной оси (тетрагональная фаза), затем по второй (орторомбическая фаза) и далее – по третьей (ромбоэдрическая

фаза). Из единой посылки теория объясняет совокупность эффектов, объективно проявляющихся в кристалле BaTiO_3 :

1. малое значение скрытой теплоты при фазовых переходах;
2. эволюцию затухания рентгеновского рассеяния в структурных фазах при понижении температуры, вплоть до его исчезновения в ромбоэдрической фазе;
3. сильный эффект Рамана в кубической фазе;
4. протяженную тонкую структуру рентгеновского спектра поглощения.

Из нее же выводится появление 90° - доменов¹⁴. Иными словами, теория описывает все особенности микроскопии, наблюдавшиеся в последние годы, но авторам статьи неизвестно ее подтверждение какими-либо исследованиями макроскопических свойств. Нами сделана попытка применить теорию для объяснения некоторых результатов диэлектрических измерений.

Условия измерений, результаты и их обсуждение.



Представленные результаты исследований были получены на высококачественных, бесцветных образцах, выращенных более двадцати пяти лет назад по методу Ремейки³. Длительное естественное старение освободило образцы от ростовых механических напряжений. Образцы не под

вергались механической обработке (шлифовке), т.е. сохраняли исходный, неповрежденный поверхностный слой, и электрически не поляризовались. Зависимости $\epsilon(f, T)$ были измерены на диэлектрическом спектрометре «Novocontrol-40» в поле менее 1 В/см в интервале $f=1 \div 2 \cdot 10^7$ Гц на 43 выделенных частотах. Более подробно условия измерений изложены в работе¹⁵. Щадящие условия измерений позволили получить результаты, отражающие истинные, не искаженные свойства образца даже в лабильных структурных фазах.

Температурная зависимость $\epsilon'(10 \text{ кГц}, T)$ (см. а) ни в коей мере не типична для сегнетофазы BaTiO_3 и не может быть следствием перестройки доменной структуры. Качественным отличием 3D-портретов (b,c) $\epsilon'(\log f, T)$, где: f —частота, T —температура в $^\circ\text{C}$, от многочисленных ранее опубликованных зависимостей $\epsilon'(f=\text{const}, T)$ являются вид частотной дисперсии в

парафазе, широкий локальный минимум ϵ' в интервале $T_{C1} \rightarrow T_{SW}$ и скачкообразный выход из этого минимума в узком температурном интервале. Температуры переходов $T_{C1} \approx 121,5^\circ\text{C}$, $T_{C2} \approx 8,5^\circ\text{C}$. Переход при T_{C1} не может быть отнесен к привычному для сегнетоэлектриков виду «парафаза $\rightarrow$ сегнетофаза». При $T > T_{C1}$ дисперсия зависимости $\epsilon'(\log f, T)$ демонстрирует драматическое убывание на частотах $f \leq 1$ МГц, что совершенно не характерно для парафазы этого сегнетоэлектрика, в которой дисперсия ранее не отмечалась вплоть до частот $\sim 10^{10}$ Гц¹⁶. В области $T_{SW} < T < T_{C1}$ зависимость $\epsilon'(\log f, T)$ показывает резкий, с фронтом менее 1°C , спад и далее плоский минимум без признаков дисперсии в нашем диапазоне частот. Подобные проявления свойственны антисегнетоэлектрикам группы перовскитов ABO_3 и хорошо изучены. В монокристалле PbZrO_3 также имеет место низкочастотная дисперсия в парафазе ($f \leq 20$ МГц), столь же резкий спад значения $\epsilon'(f=\text{const}, T)$ в АСЭ-фазе, минимальное изменение $\epsilon'(f=\text{const}, T)$ при дальнейшем снижении температуры и уход дисперсии в область ~ 200 МГц¹⁷. Подобие в поведении является существенным доводом для классификации перехода при T_{C1} как близкого к АСЭ-переходу. При достоверности аналогии температура $T_{SW} \approx 79,5^\circ\text{C}$ должна рассматриваться как переход из АСЭ-ой в тетрагональную фазу, сохраняющуюся до $T_{C2} \approx 8,5^\circ\text{C}$.

Теория¹³ рассматривает трансформацию АСЭ-состояний в сверхячейке в температурных точках этих переходов. Наши результаты указывают на присутствие температурного интервала существования промежуточной фазы между кубической и тетрагональной фазами. Существование этой фазы, при сохранении посылок теории, можно объяснить равновероятным формированием антипараллельных тетрагональных сверхячеек из сверхячеек кубической фазы. Иными словами, при T_{C1} принципиально должна создаваться макроскопическая АСЭ-я фаза, если ни одно из 64-х направлений подвижек ионов Ti не является предпочтительным вследствие воздействий на кристалл.

Сам факт появления промежуточной фазы и ее температурный интервал определяются предысторией образца и воздействием на него в измерительном акте. В технически чистых, слабо окрашенных образцах, выращенных методом Ремейки, в силу дефектности образцов промежуточная фаза не должна наблюдаться. В более совершенных, бесцветных образцах, выращенных по Чохральскому и подвергнутых механической обработке, такая фаза должна лишь эпизодически проявляться в коротком температурном интервале (см. рис. 1 в работе¹²). Для исключительных по качеству образцов эта фаза должна быть общим явлением и, как видно из рисунка, распространяться до температуры возрастания значения спонтанной поляризации P_s , близком к насыщению, которое наблюдается в области $T_{SW} \approx$

79,5⁰С. Здесь образец в интервале $\Delta T \approx 1,5^0\text{C}$ переходит в тетрагональную фазу. Одним из критичных внешних воздействий на образец является использование мостового метода измерений. Длительное приложение измерительного поля меняет состояние образца, исключает минимум (см. рис. 2 в работе¹²), ранее наблюдавшийся по диэлектрическим шумам, и скачок $\epsilon'(f=\text{const}, T)$ в точке перехода. Из сказанного вытекает, что в реальных монокристаллах при измерении зависимости $\epsilon(f, T)$ мостовым методом два перехода фиксируются как единый, в котором АСЭ-я фаза занимает короткий температурный промежуток. Именно так можно объяснить упомянутую выше особенность, отмеченную в работе¹¹ на рис. 6.

Диэлектрическими измерениями совершенных монокристаллов ВаТiО₃ между кубической и тетрагональной установлено существование промежуточной структурной фазы. По ряду признаков эта фаза отнесена к антисегнетоэлектрической. Высказано предположение о механизме ее формирования.

Литература

- ¹ *Cohen M.H.* // Phys. Rev. 1951, **84**. No 2. P. 369;
- ² *Lawless W.N.* // Journ. Phys. Soc. Jpn. 1967. **23**, № 2, P. 325;
- ³ *Remeika J.P.* // J. Am. Chem. Soc. 1954. **76**. P. 740;
- ⁴ *Linz A., Belruss V., Naiman C.S.* // Journ. Electrochem. Soc. 1965. **112**. P. 60С;
- ⁵ *Wada S., Suzuki T., Osada M., Kakihana M. and Noma T.* // Japan. Journ. Appl. Phys. 1998. **37**. P.5385;
- ⁶ *Pirc R., Blinc R.* // Phys. Rev. B. 2004. **70**. 134107;
- ⁷ *Yoshimura Y., Morioka M., Kojima A., Tokunaga N., Koganezawa T., Tozaki K.* // Physics Letters A. 2007. **367**. P. 394;
- ⁸ *Keeble D.S., Thomas P.A.* // J. Appl. Cryst. 2009. **42**. P.480;
- ⁹ *Liarokapis E., Antonakos A., Kojima A., and Yoshimura Y.* // Acta Physica Polonica A. 2009. **116**. No.1 P.68;
- ¹⁰ *Camlibel I., Didomenico M., Wemple S.H.* // J. Phys. Chem. Solids. 1970. **31**, No. 6. P. 1417;
Li Z., Grimsditch M., Foster C. M., Chan S.-K. // J. Phys. Chem Solids. 1996. **57**. No. 10. P. 1433;
- ¹¹ *Kojima A., Sasou H., Tozaki K., Okazaki T., Yoshimura Y., Tokunaga N., Iwasaki H.* // International Journal of Thermophysics. 2005. **26**. No. 6. P. 1963;
- ¹² *Бедняков П.С., Шнайдитейн И.В., Струков Б.А.* // ФТТ. 2011. **53**. № 2. С. 328;

- ¹³ Zhang Q.S., Cagin T, Goddard W.A.//Proc. Nat. Acad. Sci. USA. 2006. **103** (40). P. 14695;
¹⁴ Zhang Q., Goddard III W. A. //Appl. Phys. Lett. 2006. **89**, 182903;
¹⁵ Новик В.К., Ломонов А.М., Гаврилова Н.Д. //ФТТ. 2013. **55**. № 8. С. 1557;
¹⁶ Stern E., Lurio.//A. Phys. Rev. 1961. **123**. No.1. P. 117;
¹⁷ Roleder K, Maglione M, Fontana M.D. and Dec J.//J. Phys.: Condens.Matter. 1996. **8**. P.10669;

СИММЕТРИЯ КРИСТАЛЛОВ МАРТЕНСИТА И СТРУКТУРА САМОАККОМОДАЦИОННЫХ КОМПЛЕКСОВ

Физик *Птицын А.Г.*, доцент *Бровкина Е.А.*, профессор *Хунджуга А.Г.*

Кристаллы мартенситной фазы, сформированные в процессе мартенситного превращения при охлаждении, представляют собой совокупность двойниково связанных монокристаллических доменов. В сплавах с эффектами памяти эти домены представляют собой кристаллографически эквивалентные варианты ориентационного соотношения между решетками аустенита и мартенсита, образуя самоаккомодационный комплекс, в котором плоскость двойникового мартенсита параллельна одной из плоскостей симметрии решетки аустенита. Таким образом, вне зависимости от особенностей мартенситных превращений в конкретных сплавах, решение вопроса о возможности реализации в них эффектов памяти должен включать анализ чисто кристаллографических характеристик превращения – структуры аустенитной и мартенситной фаз, ориентационного соотношения (ОС), характерных плоскостей двойникового. В результате ОС, при которых возможно формирование таких комплексов, должны удовлетворять весьма жестким требованиям. С этой точки зрения ОС могут быть разделены на две группы – допускающие или не допускающие самоаккомодацию.

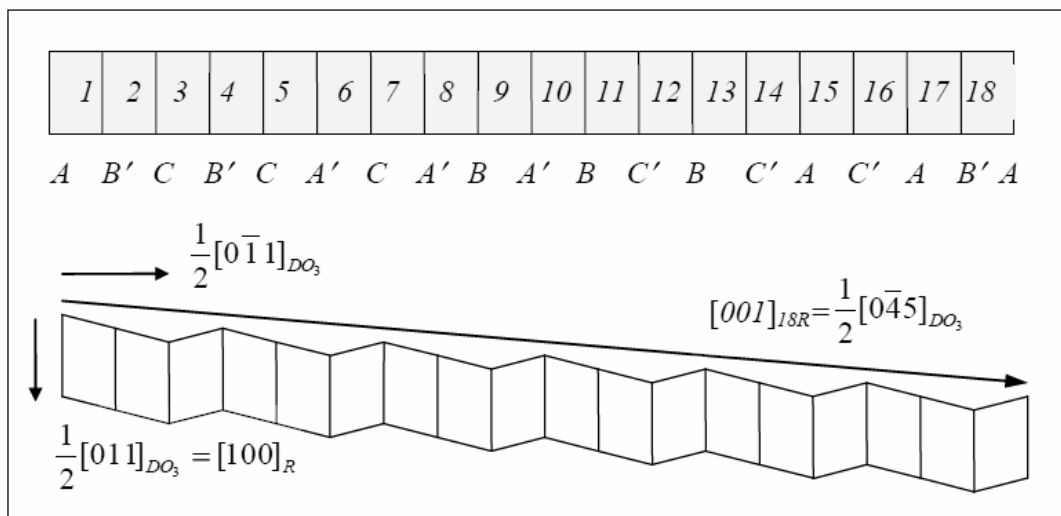
В сплавах с ЭПФ аустенит всегда имеет кубическую решетку, сингония мартенситных кристаллов может быть любой. При кубической решетке аустенита число кристаллографически эквивалентных вариантов меняется от 4-х до 24-х (максимальный фактор повторяемости) в зависимости от конкретного вида ОС и сингонии мартенсита. Переход от одного варианта ОС к другому осуществляется с помощью одного из 24-х операторов симметрии, лишь 9 из которых являются одновременно и операторами двойникового. Таким образом, среди всевозможных пар кристаллографически эквивалентных вариантов ОС лишь часть находится в двойниковой связи,

что накладывает ограничения на структуру (число разноразно ориентированных доменов) самоаккомодационных комплексов.

Анализ ОС в сплавах с эффектами памяти показывает, что при перестройке решетки параллельными обычно оказываются плотноупакованные плоскости решеток мартенсита и аустенита. Для кубических решеток аустенита таковыми являются 6 плоскостей типа $\{110\}$ в случае *ОЦК* решетки или 4 плоскости типа $\{111\}$ в случае *ГЦК* решетки. Далее для *ОЦК* решетки 24 варианта ориентации разбиваются на 6 групп по четыре типа соответствующих плоскостей мартенсита, сосредоточенных вокруг полюсов типа $\{110\}$ *ОЦК* решетки аустенита (для *ГЦК* решетки – 4 группы по шесть плоскостей вокруг полюсов типа $\{111\}$). Разновидности кристаллов мартенсита, соответствующие таким группам, возникают при мартенситном превращении в локальной области, образуя комплекс, характеризующийся минимальной деформацией превращения.

На примере мартенситного превращения $DO_3 \rightarrow I8R$ в сплаве *Cu-Al-Ni* были проанализированы кристаллографические особенности формирования самоаккомодационных комплексов. Из-за различия атомных радиусов меди и алюминия упорядочение приводит к моноклинному искажению орторомбической решетки мартенсита *I8R*. Решетки мартенсита *I8R* и аустенита DO_3 взаимно ориентированы так, что узлы DO_3 решетки $\frac{1}{2}[011]$, $[\bar{1}00]$, $[0\bar{4}5]$ совпадают соответственно с узлами $[100]$, $[010]$, $[001]$ решетки мартенсита *I8R* (рис. 2.13), что определяет вид матрицы ориентационного

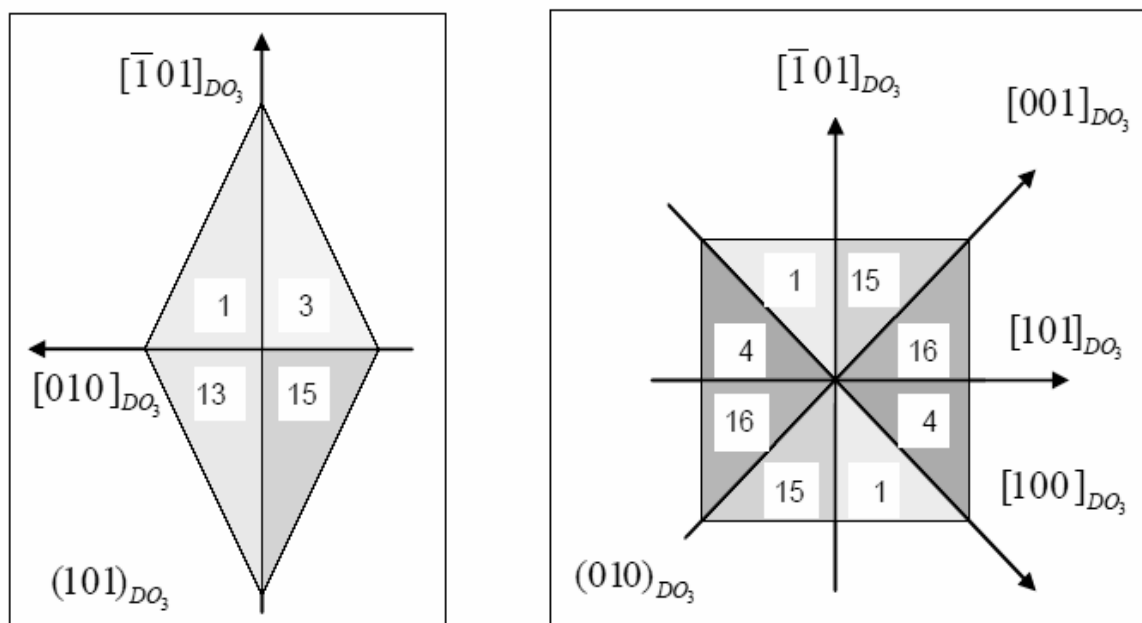
$$|\sigma\rangle_{DO_3} = \hat{A}_1(18R)|\sigma'\rangle_{I8R}, \quad \text{или} \quad \begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_1 \\ \sigma_1 \end{pmatrix}_{DO_3} = \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 \\ 1/2 & 0 & -4 \\ 1/2 & 0 & 5 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma'_1 \\ \sigma'_2 \\ \sigma'_3 \end{pmatrix}_{I8R}.$$



Орторомбическая и моноклинная элементарные ячейки мартенсита *I8R*

Так как в кубической DO_3 решетке имеется шесть различных плоскостей типа $\{110\}$ и каждая содержит два направления сдвига $\langle \bar{1}10 \rangle$ и $\langle 1\bar{1}0 \rangle$, то получается 12 кристаллографически эквивалентных вариантов взаимной ориентировки решеток, матрицы которых могут быть получены умножением операторов симметрии $\hat{S}_i$ на матрицу $\hat{A}_1 (18R)$. Поскольку имеется 24 оператора симметрии $\hat{S}_i$, а эквивалентных вариантов взаимной ориентировки решеток вдвое меньше, то каждому варианту будут соответствовать две матрицы из группы. Итак, 12 различных вариантов взаимной ориентации решеток описываются 12 матрицами, шесть из которых отвечают тем операторам симметрии, которые допускают двойниковую связь между соответствующими вариантами ОС.

Используя известные формулы кристаллографии были определены индексы плоскостей решетки мартенсита, параллельных плоскостям симметрии решетки аустенита и построены возможные схемы самоаккомодации.



Следует обратить внимание на то, что домен 16, присутствующий на правом рисунке, не может быть получен однократным двойникованием из исходного домена 1. Он образуется путем двойникования домена 1 по плоскости $(1\bar{2}10)_R$ с переходом к домену 15 и последующим двойникованием домена 15 по плоскости $(0\bar{1}0)_R$. Таким образом, последовательное двойникование может расширять число доменов, вовлеченных в формирование самоаккомодационных комплексов.

МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СОЕДИНЕНИЯ $\text{GdNiH}_{3.2}$
В ОБЛАСТИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР

Физик Смаржевская А.И., профессор Никитин С.А.,
профессор Вербейский В.Н. (химический факультет МГУ)

Производство эффективных магнитных холодильников, работающих в диапазоне низких температур ($<10\text{K}$) требует применения магнитокалорических материалов, показывающих низкие значения температур магнитных переходов вместе с большими значениями изменения магнитной энтропии ΔS_M в приложенных магнитных полях. Такая комбинация характеристик не тривиальна и не часто выполняется для магнитных материалов. Перспективными материалами с большими значениями магнитокалорического эффекта (МКЭ) для применения в низкотемпературных рефрижераторах являются соединения редкоземельных и 3d-переходных металлов [1-3].

Ранее сообщалось, [4] что GdNi является ферромагнетиком (ФМ) с температурой Кюри $T_C \sim 70\text{ K}$. Известно, что ионы Gd обладают наибольшим магнитным моментом в группе лантаноидов, таким образом, соединения на основе Gd должны демонстрировать большие значения намагниченности в области малых температур. Однако, в GdNi T_C весьма высока, поэтому не выполняется условие для применения материала в диапазоне низких температур (ниже 10 K). Более перспективным материалом может оказаться гидрид $\text{GdNiH}_{3.2}$, который показывает значения [5] температуры перехода вблизи 10 K .

В нашей работе было проведено изучение МКЭ, изменения магнитной энтропии ΔS_M и температурных зависимостей теплоемкости C_p в соединениях $\text{GdNiH}_{3.2}$ и GdNi , в области низких температур.

Исходные составы GdNi были получены методом дуговой плавки. Образец $\text{GdNiH}_{3.2}$ был получен методом гидрогенизации исходного GdNi с использованием аппарата Сиверта, при комнатной температуре и давлении 0.1 МПа .

Для исходного сплава и гидрида был проведен рентгеновский дифракционный анализ для определения фазового состава образцов и параметров кристаллической решетки.

Данные по намагниченности для GdNi и $\text{GdNiH}_{3.2}$ были получены на SQUID-магнитометре в диапазоне температур $2\text{-}250\text{ K}$. Изотермы намагничивания $\sigma\text{-H}$ были измерены в полях до 5 T в диапазоне температур вблизи температуры перехода. Измерения теплоемкости были выполнены на установке PPMS в области температур $2\text{-}100\text{ K}$.

По данным рентгеновских исследований, внедрение атомов водорода в GdNi приводит к расширению кристаллической ячейки без изменения кристаллической структуры. Гидрид $\text{GdNiH}_{3.2}$ обладает орторомбической

структурой СгВ-типа, как и исходный GdNi. Изменение объема кристаллической ячейки после внедрения атомов водорода составило ~24%.

Из полученных в работе температурных зависимостей намагниченности σ в поле 0.1 Т, видно, что в GdNi резкое уменьшение σ происходит при температурах ниже 90 К, при этом максимум $\partial\sigma/\partial T$ достигается при 75 К, затем следует небольшое уменьшение при температурах ниже 70 К. Такое поведение типично для классических ФМ. В отличие от GdNi, монотонное увеличение σ наблюдается в GdNiH_{3,2} в диапазоне температур ниже 70 К и до наименьших исследованных температур (~2 К). Максимум $\partial\sigma/\partial T$ в этом случае наблюдается при $T \sim 10$ К, которая может быть обозначена как температура магнитного перехода T_{tr} в GdNiH_{3,2}. Величина намагниченности в поле 0.1 Т при 4.2 К в GdNiH_{3,2} в четыре раза меньше в сравнении с GdNi. Такой характер намагниченности, по всей видимости, отвечает состоянию спинового стекла в GdNiH_{3,2}. Это состояние подавляется сильным магнитным полем, что видно по весьма малым различиям (~10%) значений σ в поле 5 Т на изотермах σ -H для GdNi и GdNiH_{3,2}. Данные кривые показывают плавный рост намагниченности в GdNiH_{3,2} с ростом поля в области $T_{tr} \sim 10$ К, и ниже T_{tr} .

Сильное магнитное поле, как упоминалось выше, подавляет разориентацию магнитных моментов в гидриде GdNiH_{3,2}. Эта особенность магнитных свойств GdNiH_{3,2} приводит к большим значениям ΔS_M вблизи T_{tr} . Известно, что изменение магнитной энтропии ΔS_M , связанное с изменением намагниченности во внешнем магнитном поле может быть определено из формулы:

$$\Delta S_M = \int_0^H \left(\partial\sigma / \partial T \right)_H dH \quad (1)$$

Значения ΔS_M могут быть получены из данных по намагниченности, интегрированием кривых $\partial\sigma/\partial T = f(H)$ в полях от 0 до H_{max} . Данное соотношение учитывает изменение намагниченности с температурой и магнитным полем в области парапроцесса. Это изменение наиболее велико вблизи температуры магнитного фазового перехода, когда магнитные моменты ориентируются вдоль направления приложенного поля. Значение $\partial\sigma/\partial T$ имеет пик при T_C (или T_{tr}), и поэтому ожидается, что максимум МКЭ также достигается при температуре фазового перехода.

Используя экспериментальные данные по изотермическому намагничиванию $\sigma(H)$ вблизи T_C и T_{tr} , мы получили по формуле (1) значения ΔS_M для GdNi и GdNiH_{3,2}.

Обращает на себя внимание в полученных зависимостях $\Delta S_M(T)$ большое значение максимума ΔS_M в GdNiH_{3,2}: ~14 Дж/кг·К в поле 5 Т, в то время как максимум ΔS_M в GdNi составляет ~14.5 Дж/кг·К. Полученные значения ΔS_M сравнимы со значениями у других эффективных магнитокалорических материалов. Согласно последним работам, получены следующие значения ΔS_M в области температур несколько ниже комнатных: в Gd $\Delta S_M \sim 10$ Дж/кг·К, в Gd₅(SiGe)₄ $\Delta S_M \sim 33.3$ Дж/кг·К, в TbAl₂ ΔS_M

~15.5 Дж/кг·К при изменении поля до 5 Т [3]. В отличие от указанных материалов, максимум ΔS_M в $GdNiH_{3.2}$ достигается при температурах ~11 К, это позволяет предположить, что исследуемый материал перспективен для применения в области низких температур.

Температурная зависимость теплоемкости $GdNiH_{3.2}$ C_p заметно отличается от зависимости для $GdNi$. В $GdNi$ наблюдается острый максимум на кривой C_p в области магнитного перехода (~70 К), что связано с ФМ упорядочением ниже данной температуры, а значение максимума в C_p достаточно велико (~18 Дж/моль·К). В $GdNiH_{3.2}$ небольшое увеличение C_p наблюдается вблизи 10 К и затем следует уменьшение при температурах ниже ~5 К. Значение максимума C_p в $GdNiH_{3.2}$ вблизи T_{tr} составляет ~3 Дж/моль·К.

Таким образом, характер максимума теплоемкости в $GdNiH_{3.2}$ и $GdNi$ различен. Это объясняется наличием перехода из парамагнитного состояния в состояние спинового стекла в $GdNiH_{3.2}$.

Состояние спинового стекла в исследуемом соединении, по-видимому, связано с уменьшением обманых взаимодействий в $GdNiH_{3.2}$ из-за внедрения атомов водорода

Известно, что атомы Ni в соединении $GdNi$ имеют незначительный магнитный момент ($0,1\mu_B$), при этом атомы Gd имеют большой магнитный момент: $7\mu_B$. Обменные взаимодействия в $GdNi$ осуществляются гибридованными орбиталями $3d-5d$. Внедрение атомов водорода увеличивает концентрацию электронов в $3d$ -зоне, что ведет к ее заполнению. В результате магнитный момент подсистемы $3d$ в $GdNiH_{3.2}$ становится крайне малым, обменное взаимодействие сильно падает. Энергия обменного взаимодействия становится сравнима с энергией кристаллического поля, что приводит к разупорядоченному состоянию магнитных моментов в кристаллической решетке (состояние спинового стекла).

Таким образом, в работе показано, что введение водорода в кристаллическую решетку $GdNi$ приводит к значительному изменению магнитных характеристик. Магнитное поле сильно влияет на разупорядоченное состояние в $GdNiH_{3.2}$: начальное состояние спинового стекла в $GdNiH_{3.2}$ трансформируется в состояние с магнитными моментами, ориентированными вдоль направления магнитного поля. Это приводит к высоким значениям ΔS_M в магнитном поле вблизи температуры магнитного перехода. Важно, что максимум ΔS_M в $GdNiH_{3.2}$ достигается при низких температурах ~11 К, таким образом, $GdNiH_{3.2}$ представляется перспективным материалом для применения в низкотемпературных магнитных рефрижераторах.

Литература

1. M. Sahashi, Y. Tokai, T. Kuriyama, H. Nakagome, R. Li, M. Ogawa, T. Hashimoto, Adv. Cryogenic Eng. 35, 1175 (1990).

2. K.A. Gschneidner Jr. et al., in: Cryocoolers 13, edited by R.G. Ross (Springer, US, 2005).
3. K.A. Gschneidner Jr., V.K. Pecharsky, A.O. Tsokol, Rep. Prog. Phys. 68, 1479 (2005).
4. S.C. Abrahams, J.L. Bernstein et al., J. Phys. Chem. Solids 25, 1069 (1964).
5. W. Iwasieczko, H. Drulis, Yu.L. Yaropolov, S.A. Nikitin, V.N. Verbetsky, J.All.Com. 509S, S827 (2011).
6. Yu.L. Yaropolov, V.N. Verbetsky, A.S. Andreenko, K.O. Berdyshev, S.A. Nikitin, Inorg. Mater. 46, 364 (2010).

БЛИЖНИЙ ПОРЯДОК И ЭНЕРГИИ УПОРЯДОЧЕНИЯ В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВАХ ЗОЛОТО-МЕДЬ, БОГАТЫХ ЗОЛОТОМ

Доцент Лхамсүрэн Э. (МонГУ),
гл.науч.сотр. Силонов В.М., ст. науч.сотр. Сафронов П.П.

Ближний порядок в неупорядоченных поликристаллических твердых растворах *Cu-Au*, богатых золотом изучался [1], однако определение параметров ближнего порядка из выявленной сложной картины рассеяния не проводилось.

В данной работе в отличие от [1] учет эффектов статических смещений проводился на всех координационных сферах на основе теории развитой Кривоглазом М.А.[2].

Измеренные значения интенсивности ДРРЛ представлены на рис.1. Вертикальными линиями обозначены

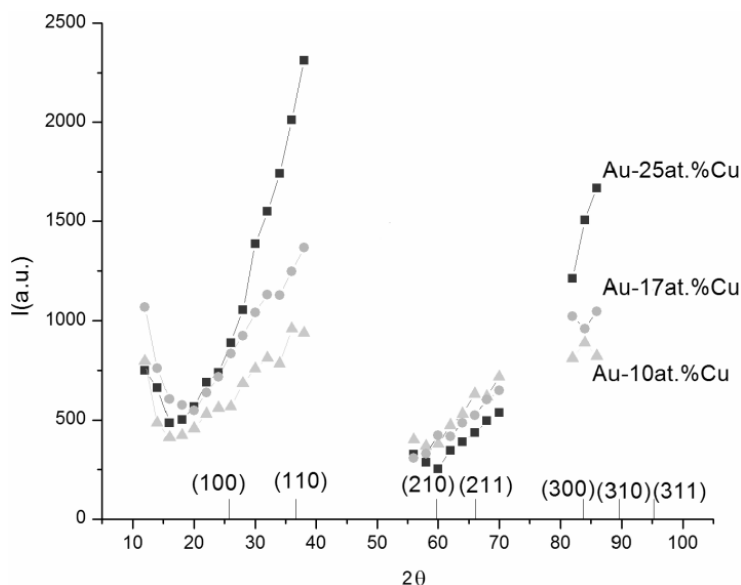


Рис.1. Измеренные значения интенсивности ДРРЛ.

положения возможных сверхструктурных рефлексов упорядоченной фазы $CuAu_3$ с $a=3.99\text{\AA}$. Видно, что для всех трех твердых растворов в области существования возможных сверхструктурных рефлексов (100)-(110), (210)-(211) обнаружено модулированное диффузное рассеяние, характерное скорее для сплавов с ближним расслоением. Так же видно, что на дифрактограммах в районе возможного сверхструктурного рефлекса (100) с ростом угла скольжения 2θ наблюдается слабый рост интенсивности диффузного рассеяния, заметно увеличивающийся при приближении к рефлексу (110). Интерпретация этих кривой неоднозначна и в [1] не проводилась.

В данной работе параметры ближнего порядка неупорядоченных твердых растворов $Au-10\text{ат.}\%Cu$, $Au-17\text{ат.}\%Cu$ и $Au-25\text{ат.}\%Cu$ находились методом наименьших квадратов из кривых ДРРЛ, приведенных на рис.1. Во втором и третьем столбцах таблицы 1 приведены результаты расчетов параметров ближнего порядка для поликристаллического сплава $Au-25\text{ат.}\%Cu$ и литературные данные для монокристаллического сплава того же состава. В четвертом и пятом столбцах таблицы приведены значения параметров ближнего порядка для сплавов с $17\text{ат.}\%Cu$ и $10\text{ат.}\%Cu$.

Таблица 1. Параметры ближнего порядка

Ат. % Cu	25	$CuAu_3$	17	10	Cu_3Au
	α_i	α_i	α_i	α_i	α_i
1	-0.12	-0.10	-0.06	-0.04	-1/3
2	0.60	0.24	0.34	0.26	1
3	-0.12	-0.09	-0.04	-0.02	-1/3
4	0.14	0.11	-0.01	0.00	1
5	-0.07	0.00	-0.04	-0.03	-1/3
6	0.77	0.05	0.55	0.51	1
7	-0.19	-0.02	-0.13	-0.12	-1/3
8	1.03	0.05	0.61	0.69	1
9	-0.02	-	-0.01	-0.03	-1/3
$a, \text{\AA}$	3.99	-	4.02	4.04	-
β	0.28	-	0.22	0.20	-

В последнем столбце таблицы даны значения параметров ближнего порядка для сверхструктуры Cu_3Au . В двух нижних рядах таблицы приведены использовавшиеся в работе значения параметров кристаллических решеток a и значения параметра β . Из таблицы видно, что для всех трех изучавшихся поликристаллических сплавов значения параметров ближнего порядка для нечетных координационных сфер оказались отрицательными, а для четных положительными. Подобное распределение знаков также характерно, как для сверхструктуры Cu_3Au . Эти результаты говорят о том,

что в поликристаллических неупорядоченных твердых растворах золото-медь богатых золотом реализуется ближний порядок характерный для сверхструктуры Cu_3Au .

Известно выражение, связывающее фурье-образ спектра параметров ближнего порядка $\alpha(k)$ с фурье-образом спектра энергий упорядочения $V(k)$:

$$\alpha(k) = \frac{1}{[1 - (T_c/T)^{V(k)/V(k_m)}]}$$

где T_c - температура фазового перехода порядок- беспорядок, T - температура закалки, $V(k)$ - фурье-образ энергии упорядочения в точке обратного пространства. Фурье-образ энергии упорядочения $V(k)$ также можно рассчитать исходя из модельных значений энергий упорядочения $V(R_i)$. По значениям параметров ближнего порядка, приведенных в Месте для формулы.таблице 1, были подобраны значения энергий упорядочения для первых трех координационных сфер, которые приведены в таблице 2.

Таблица 2. Энергии упорядочения

i	<i>Au-10ат.%Cu</i>	<i>Au-17ат.%Cu</i>	<i>Au-25ат.%Cu</i>
1	7	7	79
2	-440	-234	-130
3	14	9	98

Видно, что для всех трех поликристаллических неупорядоченных твердых растворов значения энергий упорядочения на первой и третьей координационных сферах положительны, а на второй - отрицательны. Также видна их четкая концентрационная зависимость.

Литература

1. Кацнельсон А.А., Сафронов П.П., Моисеенко В.Г., Силонов В.М.// ФММ.1977. **43**, №.1, С.111.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ КАК МЕТОД ПОЛУЧЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ЯВЛЕНИЙ ПЕРЕНОСА В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Доцент Ормонт М.А., профессор Звягин И.П.

Как известно, измерения частотной зависимости вещественной части проводимости позволяют получить информацию об особенностях механизма переноса носителей заряда [1]. Приложенное к системе переменное электрическое поле напряженности $E = E_0 \exp(-i\omega t)$ вызывает смещенный по фазе отклик системы; так, плотность тока $j = j_0 \exp(-i(\omega t - \varphi))$ равна $j = \sigma E$, где $\sigma = \sigma_1 + i\sigma_2$ – комплексная проводимость системы, φ – сдвиг фазы между током и напряжением, $\tan \varphi = \sigma_2 / \sigma_1$. Мощность диэлектрических потерь P часто выражают через угол диэлектрических потерь $\gamma = \pi/2 - \varphi$, дополняющий до $\pi/2$ угол сдвига фаз между током и напряжением; соответственно, имеем $\tan \gamma = \sigma_1 / \sigma_2$ и $P = E_0^2 \sigma_1 / 2 = (E_0^2 \sigma_2 / 2) \tan \gamma$ [1].

Для многих неупорядоченных материалов (аморфные и легированные полупроводники, полупроводниковые стекла, проводящие полимеры, гранулированные проводники и т.п.) частотная зависимость вещественной части проводимости имеет степенной вид

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

где C , s – постоянные; как правило, $0 < s < 1$ [2]. Универсальность (1) затрудняет получение информации о конкретных особенностях механизма переноса. По этой причине исследования отклонений от универсальности и нахождение их связи со структурными особенностями материала и с особенностями переноса играют важную роль.

Степенная частотная зависимость (1) указывает на прыжковый характер транспорта, причем такая зависимость обычно связывается с прыжками электронов по локализованным состояниям с участием фононов (релаксационная проводимость) [3]. Частотная зависимость вещественной части проводимости, близкая к линейной, получается при низких частотах и в теории низкотемпературной бесфононной (резонансной) прыжковой проводимости при учете кулоновских корреляций локализованных носителей [4]. Теория бесфононной проводимости предсказывает переход (кроссовер) от линейной частотной зависимости (с $s \approx 1$) к зависимости, близкой к квадратичной (с $s \approx 2$ [5]) в области частот порядка ω_{cr} , при которых $\hbar\omega$ становится порядка энергии кулоновского взаимодействия между электро-

нами внутри резонансных пар. При низких частотах вещественная часть проводимости определяется фононным механизмом, а с ростом частоты бесфононная проводимость начинает преобладать над релаксационной.

Измерения частотной зависимости проводимости в легированном кремнии (Si:B, Si:P) на изоляторной стороне перехода металл – диэлектрик при низких температурах (порядка 1 К) [6 – 8] и в металлических нанокompозитах [9] действительно показали, что с ростом частоты зависимость вещественной части проводимости (1) переходит от линейной (режим кулоновского стекла для взаимодействующих электронов) к квадратичной (режим ферми-стекла для невзаимодействующих электронов). В Si:P этот переход происходит при частотах порядка $\omega_{cr} \sim 1$ ТГц [7, 8].

Отметим, что хотя существующая теория качественно описывает переход от линейной к квадратичной частотной зависимости проводимости, имеется ряд несоответствий. Одна из трудностей существующей теории состоит в том, что в области кроссовера теория [4] предсказывает плавный переход от линейной к квадратичной частотной зависимости проводимости и не описывает наблюдаемый “излом” на кривых $\ln \sigma_1$ от $\ln \omega$. В [6] было предположено, что переход от режима кулоновского стекла к режиму ферми-стекла определяется шириной перенормированной кулоновской щели Δ , $2\Delta \sim \hbar \omega_{cr}$. Авторы проведенных в [7, 8] исследований частотной зависимости вещественной части проводимости как функции концентрации легирующей примеси пришли, однако, к выводу, что положение кроссовера ω_{cr} и масштаб переходной области связаны не с кулоновской щелью, а со средней энергией кулоновского взаимодействия электронов в резонансных парах.

Согласно [10], излом на кривых зависимости $\ln \sigma_1$ от $\ln \omega$ может быть связан с тем, оптимальная длина прыжка перестает зависеть от частоты, например, за счет подавления гибридизации электронных состояний; с ростом частоты основной вклад в проводимость начинают вносить пары, в которых электрон не успевает гибридизоваться (напомним, что режим с независимой от частоты длиной прыжка может реализоваться и в случае релаксационной проводимости в гранулированных системах [11]; в последнем случае эффект связан с конечностью линейных размеров центров локализации).

Дополнительную информацию об особенностях процессов переноса можно получить из измерений частотной зависимости мнимой части $\sigma_2(\omega)$ комплексной проводимости $\sigma(\omega)$ или угла потерь γ . Так, для легированного кремния Si:P в области $\omega < \omega_{cr}$ было найдено, что измеренные частотные

зависимости вещественной и мнимой частей проводимости близки, $|\sigma_2(\omega)| \sim \sigma_1(\omega) \sim \omega^s$ ($s \approx 1$), а угол потерь $\gamma(\omega)$ слабо зависит от частоты [7]; при этом частотная зависимость мнимой части проводимости $\sigma_2(\omega)$ не имела особенностей в окрестности ω_{cr} , оставаясь почти линейной. Соответственно, излом (на графике $\ln \sigma_1$ от $\ln \omega$), отвечающий кроссоверу от линейной к квадратичной частотной зависимости $\sigma_1(\omega)$, проявлялся и на частотной зависимости величины $\text{ctg } \gamma(\omega) = \sigma_2(\omega)/\sigma_1(\omega)$. Оказалось, что в области слабой частотной зависимости $\gamma(\omega)$ измеренное отношение $|\sigma_2|/\sigma_1 \sim 10^2$ превосходит значение, даваемое теорией релаксационной проводимости более, чем в 30 раз [12]. Одна из причин этого может состоять в том, что проводимость определяется двумя вкладами – резонансным (бесфононным) $\sigma_2^{res}(\omega)$ и релаксационным $\sigma_2^{rel}(\omega)$. Соответственно,

$$\text{ctg } \gamma(\omega) = (\sigma_2^{res}(\omega) + \sigma_2^{rel}(\omega)) / (\sigma_1^{res}(\omega) + \sigma_1^{rel}(\omega)). \quad (2)$$

Большая величина отношения $|\sigma_2|/\sigma_1$ указывает на то, что в рассматриваемой области слабого изменения $\gamma(\omega)$ мнимая часть проводимости определяется большим бесфононным вкладом $\sigma_2^{res}(\omega)$ и существенно превосходит $\sigma_2^{rel}(\omega)$ и, в то время как вещественная часть определяется релаксационным вкладом $\sigma_1^{rel}(\omega)$. В области частот, превышающих частоту кроссовера ω_{cr} , и вещественная, и мнимая части проводимости определяются бесфононными (резонансными) переходами.

Таким образом, изучение отклонений от универсальности частотной зависимости проводимости неупорядоченных систем при низких температурах дает важную информацию об особенностях механизмов переноса и о роли эффектов кулоновского взаимодействия.

Литература

1. Г. Фрелих, Теория диэлектриков. Диэлектрическая проницаемость и диэлектрические потери., пер. с англ., М.: ИЛ 1960.
2. I.P. Zvyagin, in: Charge Transport in Disordered Solids with Applications in Electronics, ed. S. Baranovski (John Wiley & Sons, Chichester, 2006), p. 339.
3. M. Pollak, T.H. Geballe, Phys. Rev. **122**, 1742 (1961).
4. Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос, ЖЭТФ **81**, 406 (1981).
5. N.F. Mott, Phil. Mag. **22**, 7 (1970).
6. M. Lee, M.L. Stutzmann, Phys. Rev. Lett. **87**, 056402 (2001).
7. E. Helgren, N.P. Armitage, G. Gruner, Phys. Rev. **B 69**, 014201 (2004).

8. M. Hering, M. Scheffler, M. Dressel, H.v. Lohneysen, Phys. Rev. **B 75**, 205203 (2007).
9. J.A. Reedijk, L.J. Adriaanse, H.B. Brom, L.J. de Jongh, G. Schmid, Phys. Rev. **B 57**, R15116 (1998).
10. М.А. Ормонт, Вестн. Моск. ун-та. Физ., Астрон., № 2, 57 (2011).
11. I.P. Zvyagin, in: Proc. 14 th Int. Symp. “Nanostructures: Physics and Technology”, ed. Zh. Alferov and L. Esaki, Ioffe Institute, St. Petersburg, 2006, p. 226.
12. А.Л. Эфрос, ЖЭТФ **89**, 1834 (1985).

Подсекция:
БИОХИМИЧЕСКАЯ
И МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА

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

МЕХАНИЗМЫ И ОСОБЕННОСТИ АГРЕГАЦИИ СИГМА-СУБЪЕДИНИЦЫ РНК-ПОЛИМЕРАЗЫ E.COLI.

Аспирантка Кузьмина Н.В.,
науч.сотр. Дубровин Е.В.

Сигма-фактор является одним из основных белков прокариотических клеток, который инициирует процесс транскрипции. В клетках *Escherichia coli* таким сигма-фактором является фактор σ^{70} . На сегодняшний день существует большое количество данных о структуре и функциях σ^{70} - субъединицы [1-4]. В более ранних наших работах с помощью атомно-силовой микроскопии было обнаружено, что данный белок способен к спонтанной агрегации. Для этого раствор белка из буфера 5 mM MgSO₄ 20 mM NaCl был нанесен на слюду и высушен, после чего были получены АСМ-изображения. На них были обнаружены наряду с бесформенными агрегаты палочкообразной формы диаметром $5,4 \pm 0,2$ нм. Важно отметить, что при замене материала подложки со слюды на высокоориентированный пироли- тический графит, данный белок также показал способность к образованию палочкообразных агрегатов [5].

В работах, посвященных изучению σ^{70} -субъединицы РНК-полимеразы, было установлено, что данный белок может образовывать агрегаты [6,7], однако природа получающихся агрегатов не была выявлена. С применением АСМ показано, что многие глобулярные белки при определенных условиях образуют амилоидоподобные фибриллы *in vitro* [8,9]. Кроме этого, с помощью АСМ было исследовано множество амилоидных структур. На основе анализа морфологии агрегатов σ^{70} -субъединицы мы предположили их амилоидную природу, которая была подтверждена в дальнейшем экспериментами по связыванию с Конго-красным красителем [5].

Фактическое формирование фибрилл контролируется сложным взаимодействием физических и химических факторов. Механизм агрегации и молекулярные основы различия физических свойств амилоидных фибрилл все еще плохо изучены.

Мы исследовали роль N-концевого участка с использованием мутантных образцов белка с делециями $\Delta 1-73$ (D1) (удалено 73 аминокислотных остатка от N-конца), $\Delta 1-100$ (D2) (удалено 100 аминокислотных остатков от N-конца) и $\Delta 74-100$ (D4) (внутри удалено 26 аминокислотных остатков) и изучили в сериях экспериментов *in vitro*. Способность мутантного белка к формированию амилоидоподобных структур исследовалась методом АСМ. Необыкновенно высокую способность к формированию палочкообразных структур мы наблюдали для мутанта D1: содержание агрегатов, адсорбированных на поверхность слюды из раствора белка, содер-

жащего 20мМ NaCl + 5мМ MgSO₄, достигало 76%, что почти в 10 раз выше по сравнению с результатами для дикой σ^{70} -субъединицы (8%). Содержание палочкообразных агрегатов для мутанта D2 составило 7%, что схоже с результатами по дикой сигме. Для мутанта D4 способность к образованию агрегатов оказалась средней, содержание агрегатов составило 29%.

Атомно-силовая микроскопия позволяет изучать биологические объекты в водной фазе. Имея такую возможность, нам было интересно исследовать поведение σ^{70} -субъединицы РНК-полимеразы и ее мутантов в водном растворе, ведь биологические процессы в живых организмах происходят именно в жидкой фазе. Мы обнаружили, что мутант D2 образует палочкообразные агрегаты. Планируется дальнейшее более детальное исследование этого вопроса.

Литература

1. H. Maeda et al., Nucleic Acids Res. 28, 3497 (2000)
2. R.R. Burgess and L. Anthony, Curr. Opin. Microbiol. 4, 126 (2001)
3. A. Malhotra et al., Cell 87, 127 (1996)
4. A.L. Ferguson et al., FEBS Lett. 481, 281 (2000)
5. E.V. Dubrovin et al., Nanomedicine: Nanotechnology, Biology, and Medicine, 8, 54-62 (2012)
6. Lowe PA, et al., J Biol Chem 256:2010-5, (1981)
7. Ferguson AL, et al. FEBS Lett 481:281-4, (2000)
8. Chiti F, et al., Nat Chem Biol, 5:15-22, (2009)
9. Greenwald J, et al., Structure, 18:1244-60, (2010)

КОЭФФИЦИЕНТ ОСЛАБЛЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ^{60}Co РАДИАЦИОННОЙ ЗАЩИТОЙ ИЗ ТЯЖЕЛЫХ МЕТАЛЛОВ РАЗЛИЧНОЙ ПЛОТНОСТИ

Ст. преподаватель *Белоусов А.В.*,

ассистент *Осинов А.С.*,

мл. науч. сотр. *Близнюк У.А.*, ассистент *Борщеговская П.Ю.*

Устройства для телекобальтовой терапии и брахитерапии с использованием радиоактивных источников на основе ^{60}Co широко используются в медицине во всем мире. В случае систем хранения и доставки дозы для брахитерапии критическим параметром является размер и масса устройства. При ограничениях сверху хранилище должно обеспечивать требуемую величину мощности дозы у поверхности хранилища и на расстоянии от него. Таким образом, для уменьшения размеров устройства необходимо использовать тяжелые сплавы с высоким атомным номером. Чаще всего в

настоящее время используются вольфрамовые и урановые сплавы, с высоким содержанием вольфрама и урана.

Расчет коэффициента ослабления поглощенной дозы радиационной защитой хранилища не представляет сложности только в том случае, когда учитывается только первичное излучение и не учитывается вторичное. Вторичное излучение обычно учитывается введением фактора накопления, который определяется как отношение поглощенной дозы с учетом рассеянной компоненты к поглощенной дозе, определенной только для первичного излучения. Для оценок требуемой толщины защиты часто используются универсальные таблицы [1] и номограммы [2], которые определяют зависимость коэффициента ослабления дозы от толщины защиты. Однако универсальность данных таблиц приводит к тому, что оценки оказываются приближенными. Кроме того, в реальных защитах используются сплавы различной плотности, тогда как номограммы рассчитаны для чистых металлов фиксированной плотности. В научной литературе широко исследован вопрос аппроксимации факторов накопления различными методами, среди которых наиболее известны методы, развитые в работах [3-5]. Однако все они страдают теми же недостатками, поскольку их получены в условиях конкретной геометрии и заданной плотности материалов.

Целью настоящей работы является определение коэффициентов ослабления тяжелых металлов, моделирующих реальные сплавы, в зависимости от толщины защиты при различной плотности. Получить аппроксимацию этих зависимостей и оценить погрешность расчетов в случае учета наличия в спектре излучения ^{60}Co двух линий с энергиями 1.17 и 1.33 МэВ, по сравнению с усредненной энергией 1.25 МэВ.

Для определения коэффициентов ослабления ставится компьютерный эксперимент с помощью программы GEANT4 симулирования транспорта частиц методом Монте-Карло. Точечный источник излучения помещается в центр шара переменного радиуса R , выполненный из исследуемого материала. На поверхности шара с помощью чувствительных детекторов записывается спектр фотонного излучения. Поглощенная доза рассчитывается согласно выражению

$$D \approx K = \int_0^{E_{\gamma}^{\max}} \frac{\mu_{en}(E_{\gamma})}{\rho} E_{\gamma} \Phi(E_{\gamma}) dE_{\gamma}, \text{ где } \frac{\mu_{en}(E_{\gamma})}{\rho} - \text{энергетическая зависи-}$$

мость коэффициента преобразования энергии фотонного излучения в воздухе от энергии фотонов E_{γ} ; K - керма фотонного излучения; а величина $\Phi(E_{\gamma})dE_{\gamma}$ представляет собой количество фотонов, энергия которых заключается в диапазоне $(E_{\gamma}, E_{\gamma} + dE_{\gamma})$, пересекающих поверхность площадью $S = 4\pi R^2$.

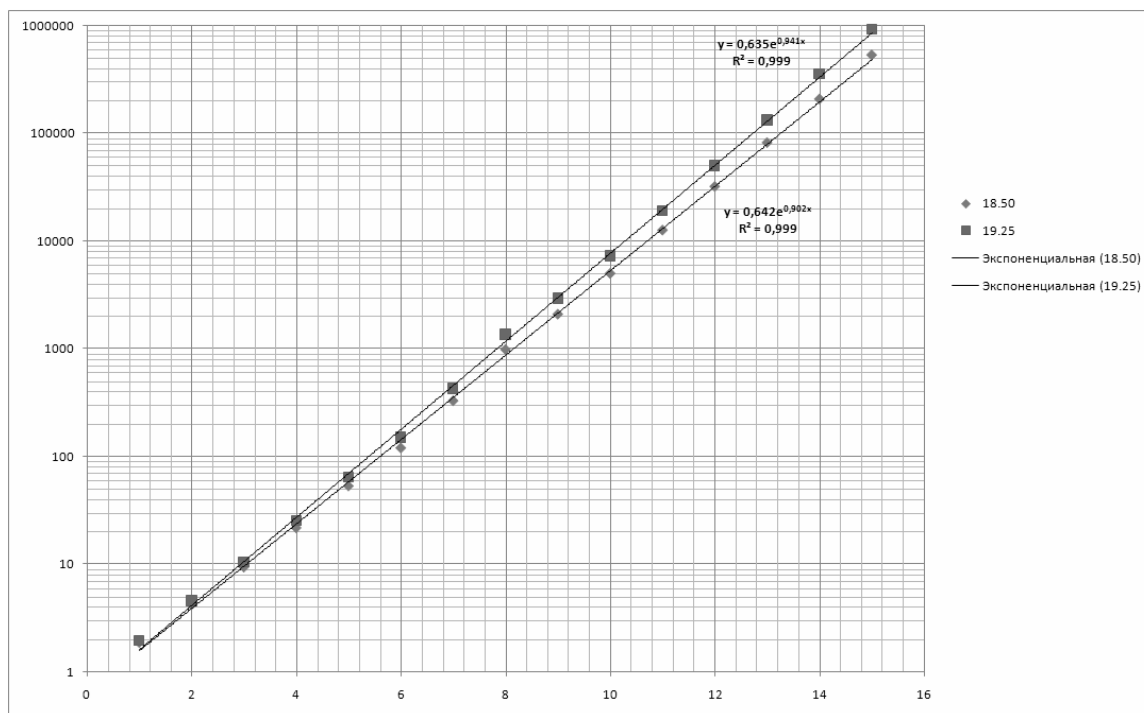


Рис.1. Зависимость коэффициента ослабления дозы от толщины вольфрамовой защиты различной плотности

Выполнены расчеты коэффициента ослабления поглощенной дозы, создаваемой излучением ^{60}Co для тяжелых металлов различной плотности. В частности, на рис. 1 представлена зависимость коэффициента ослабления точечного источника от радиуса защитной сферической оболочки из вольфрама с плотностью от 18.00 до 20.00 г/см³. Полученные зависимости хорошо аппроксимируются функцией вида $A \exp(-bx)$. Из полученных результатов видно, что в целях минимизации массы радиационной защиты необходимо знать точное значение плотности защиты.

Литература

1. Беспалов В.И. «Лекции по радиационной защите». Учебное пособие, 3-е издание, исправленное. Издательство Томского политехнического университета. 2011, 348 стр.
2. Гусев Н.Г., Климанов В.А., Машкович В.П., Суворов А.П. «Защита от ионизирующих излучений. Том 1». Москва, ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ, 1989.
3. Kalos M.H., Quoted in H. Goldstein "Fundamental Aspects of reactor shielding", p.225, Addison-Wesley, Reading, MA, 1959.
4. Lin U., Jiang S. "Dedicated empirical formula for gamma-ray build-up factors for a point isotropic source in stratified shields". Radiat. Phys. Chem., 48, 1996, p. 389-401.
5. Takeuchi K., Tanaka S. "Absorbed-dose and dose-equivalent build-up factors of gamma rays including bremsstrahlung and annihilation radiation for water, concrete, iron and lead". Appl. Radiat. Isot., 37, 1986, p. 283-296.

ОЦЕНКА РАДИАЦИОННОГО ВЗВЕШИВАЮЩЕГО ФАКТОРА ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ТОНКИХ СЛОЕВ МОНОХРОМАТИЧЕСКИМ ФОТОННЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Аспиранты *Крусанов Г.А., Калачев А.А.*,
ст. преподаватель *Белоусов А.В.*

При прохождении фотонного излучения через вещество в результате различных процессов образуются потоки частиц различных типов (электроны, позитроны, вторичное фотонное излучение, протоны, нейтроны, ядра отдачи и т.д.) [1]. Различные типы излучений имеют различную биологическую эффективность, при этом биологическая эффективность тяжелых заряженных частиц может существенно превышать биологическую эффективность первичного фотонного и вторичного электронно-позитронного излучения [2].

В качестве характеристики этой эффективности используется коэффициент пропорциональности между поглощенной и эффективной дозой, называемый радиационным взвешивающим фактором (РВФ) [3]. По рекомендациям МКРЗ (Международная Комиссия по Радиационной защите) и НРБ-99 для фотонного излучения всех энергий принято значение РВФ, равное 1. При одновременном воздействии излучений разных типов результирующий РВФ будет складываться из вкладов в поглощенную дозу действующих типов излучений, умноженных на соответствующие значения РВФ. Это актуально при энергиях фотонов от 10 МэВ до 30 МэВ, когда вероятность образования тяжелых частиц в результате фотоядерных реакций является наибольшей. С учетом большого значения РВФ протонов и ядер отдачи [3-4] РВФ фотонов может существенно превосходить принятое по рекомендациям МКРЗ и НРБ-99 значение.

В работе предложена методика, позволяющая рассчитывать среднее значение РВФ всех типов излучений, индуцированных при прохождении фотонов через тонкие слои, главным образом посредством фотоядерных реакций.

Произведена оценка РВФ для тонких слоев воды и биологической ткани с учетом фотопротонных и фотонейтронных ядерных реакций для энергии монохроматического фотонного излучения в диапазоне энергий от 10 до 30 МэВ. Используя тонкий слой биологического вещества усредненного химического состава, можно в качестве меры поглощенной дозы использовать величину поглощенной энергии. По данным Национального Института Стандартов и Технологий [5] рассчитаны вклады в поглощенную энергию всех индуцированных излучений. Получены зависимости значений РВФ всех индуцированных излучений от энергии фотонов, рас-

считанные по значениям МКРЗ (рис. 1) и НРБ-99 (рис. 2), для слоев биологической ткани различной толщины.

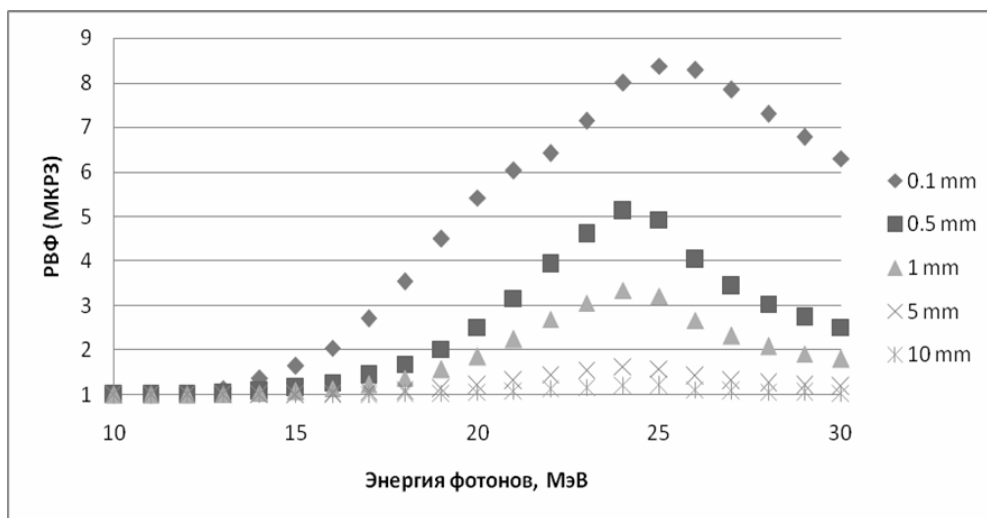


Рис. 1. РВФ всех индуцированных излучений, рассчитанный по значениям рекомендации МКРЗ для слоев биологической ткани различной толщины в зависимости от энергии фотонов

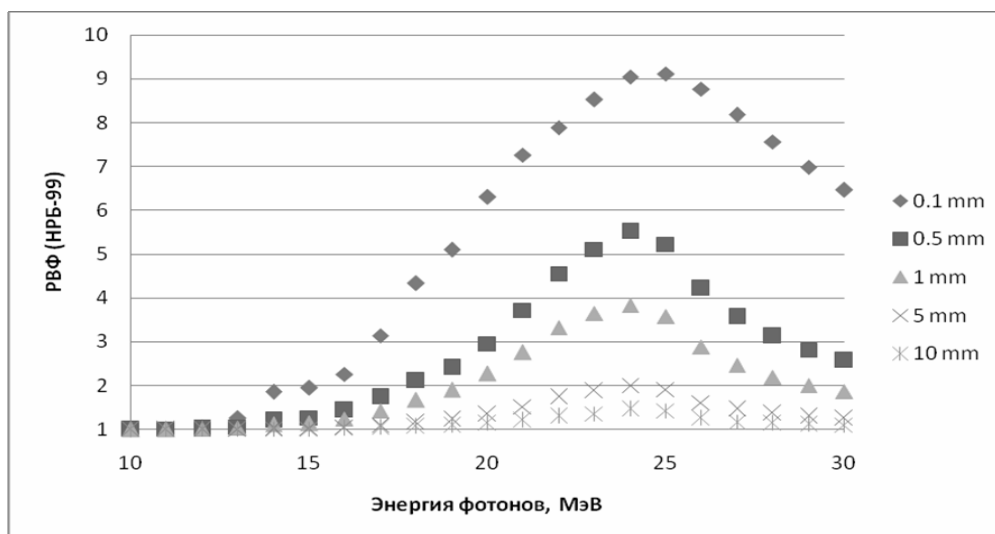


Рис. 2. РВФ всех индуцированных излучений, рассчитанный по значениям НРБ-99 для слоев биологической ткани различной толщины в зависимости от энергии фотонов

Несмотря на небольшую вероятность образования, протоны и ядра отдачи вносят существенный вклад в поглощенную в тонком слое энергию. Их вклад существенным образом зависит от дозы и в пике составляет от 76.0% при энергии фотонов 23 МэВ для толщины слоя биологической ткани 0.1 мм до 8.5% при энергии фотонов 24 МэВ для слоя толщиной 10 мм. С учетом больших значений радиационного взвешивающего

фактора протонов и ядер отдачи значение РВФ всех индуцированных излучений достигает 8 для толщины слоя биологической ткани 0.1 мм при энергии фотонов 25 МэВ для значений, рекомендованных МКРЗ, и 9 для толщины слоя биологической ткани 0.1 мм при энергии фотонов 25 МэВ для значений НРБ-99. Таким образом, даже при учете только фотопротонных и фотонейтронных реакций РВФ фотонов может превосходить принятое по рекомендациям МКРЗ и НРБ-99 значение, равное 1, в несколько раз.

Литература

1. Беспалов В. И. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом: Учеб. пособие. 2-е изд., перераб. и доп. - Томск: Дельтаплан. 2006. –38-45, 268-272 с.
2. А.П. Черняев. Ионизирующие излучения. Издание второе, переработанное и дополненное. Москва, 2010.— 147-165 с.
3. Нормы Радиационной Безопасности (НРБ-99) СП 2.6.1.758-99 МИНЗДРАВ РОССИИ 1999.
4. Conversion Coefficients for Radiological Protection Quantities for External Radiation Exposures. ICRP Publication 116, Ann. ICRP 40(2–5). ICRP, 2010.
5. National Institute of Standards and Technologies. Physical Measurement Laboratory. <http://www.nist.gov/pml/data/index.cfm>

МОНТЕ-КАРЛО ВЫЧИСЛЕНИЕ ДОЗИМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ИСТОЧНИКА ДЛЯ БРАХИТЕРАПИИ НА ОСНОВЕ ^{169}Yb

Ст. преподаватель *Белоусов А.В.*, ассистент *Осипов А.С.*,
аспиранты *Калачев А.А.*, *Крусанов Г.А.*

Моделирование методом Монте-Карло широко распространено и прочно вошло в практику расчетов дозиметрических характеристик источников для брахитерапии. Как следствие существует множество публикаций, посвященных расчетам разнообразных источников различных радионуклидов. Из-за различий в дизайне каждой конкретной модели требуется определенный набор дозиметрических данных, которые позволили бы как сравнивать различные источники между собой, так и проводить расчет коммерческими системами планирования.

Согласно Американской Ассоциации Медицинских Физиков (AAPM) и Европейского Общества Терапевтической Радиологии и Онкологии (ESTRO) [1] для всех источников, используемых в клинической практике, должен быть определен ряд данных, основанный на формализме Рабочей Группы №43 Комитета Радиационной Терапии (формализм TG-43) [2,3]. Рабочая группа рекомендует, что набор этих данных должен

быть основан, по крайней мере, на одном экспериментальном исследовании и одном исследовании методом Монте-Карло.

Для вычисления дозиметрических характеристик брахитерапевтических источников обычной практикой является использование моделирование методом Монте-Карло. При этом снимаются проблемы, связанные с дозиметрией в областях с высокими градиентами дозы, точностью позиционирования дозиметров и точностью определения их активного объема. Для табулирования данных согласно формализму TG-43 в научной литературе применялось большое количество различных программных кодов, включая EGSnrc [5,6], GEANT4 [7-10], PENELOPE [11], PTRAN [12] и MCNP4C [13]. Целью настоящей работы является определение дозиметрических характеристик нового источника на основе радионуклида ^{169}Yb , разрабатываемого ИЯИ РАН и ООО «Медицинские стерилизационные системы», с помощью программного кода GEANT4.9.6. Верификация данной версии программного кода по литературным данным для хорошо известных источников BEBIG Co0.A86 и BEBIG Ir2.A85-2 [14-16].

В качестве программного кода для моделирования методом Монте-Карло выбран программный пакет GEANT4.9.6, который широко используется для различных медицинских приложений в области радиационной терапии. Согласно формализму TG-43 базовое выражение, описывающее распределение поглощенной дозы вокруг расположенного в воде источника выглядит следующим образом:

$$\dot{D}(r, \theta) = S_K \Lambda \frac{G(r, \theta)}{G(r_0, \theta_0)} g(r) F(r, \theta), \text{ где } S_K - \text{сила воздушной кермы,}$$

Λ - константа мощности дозы, $G(r, \theta)$ - геометрическая функций (геометрический фактор), $g(r) = \frac{\dot{D}(r, \theta_0)}{\dot{D}(r_0, \theta_0)} \frac{G_L(r_0, \theta_0)}{G_L(r, \theta_0)}$ - радиальная дозовая функция линейного источника, а $F(r, \theta)$ - функция анизотропии. Референсная точка имеет координаты $r_0 = 1$ см, $\theta_0 = \pi/2$.

Для определения силы воздушной кермы S_K источник помещался в центре куба размерами 4м×4м×4м, заполненного воздухом. В плоскости толщиной 10 мм, проходящей через середину источника перпендикулярно последнему с шагом 1 см определялось значение воздушной кермы $K(d)$ на расстояниях d от 2 до 100 см от источника. Для учета поглощения и рассеяния излучения в воздухе, полученные значения аппроксимировались выражением $K(d)d^2 = S_K + \alpha d$, где α - параметр аппроксимации.

Константа мощности дозы Λ определяется из соотношения $\Lambda = \frac{\dot{D}(r_0, \theta_0)}{S_K}$, где $\dot{D}(r_0, \theta_0)$ доза в воде, в референсной точке. Для ее опреде-

ления источник помещался в водный куб такого же размера. Геометрия детекторов также остается без изменения.

Сетка детекторов, использовавшихся для определения радиальной дозовой функции и функции анизотропии, представляет собой набор сферических слоев толщиной 0.5 мм. Для определения функции анизотропии каждый сферический слой дополнительно разбивается по углу θ от 0° до 0.5° , от 0.5° до 179.5° с шагом 1° и от 179.5° до 180° . Для определения силы воздушной кермы симулировалось 10^9 историй фотонов, а для радиальной дозовой функции и функции анизотропии 10^{10} историй.

Значение константы мощности дозы для источника BEBIG Co0.A86, полученное в настоящей работе, составляет 1.102 ± 0.018 cGy/(hU), а для источника Ir2.A85-2 - 1.114 ± 0.019 cGy/(hU). Результаты вычислений с помощью программного пакета GEANT4.0 выполненные Granero [8,14] для тех же источников составляют значения 1.087 ± 0.011 cGy/(hU) и 1.109 ± 0.013 cGy/(hU). Результаты совпадают в пределах погрешности, а расхождения могут быть обусловлены отличием в спектрах радиоизотопов и версиях программного кода.

Значения радиальной дозовой функции исследуемых источников фитируются полиномом третьей степени для источника ^{60}Co и полиномами пятой степени для остальных источников. Источники ^{169}Yb предпочтительны в том случае, если основная часть опухоли располагается на удалении от капсулы, при этом уменьшается дозовая нагрузка на удаленные ткани.

Литература

1. Li Z., Das R.K., DeWerd L.A. et al. // Med. Phys. 2007, 34: 37-40.
2. Nath R., Anderson L.L., Luxton G. et al. // Med. Phys. 1995, 22: 209-234.
3. Rivard M.J., Coursey B.M., DeWerd L.A. et al. // Med. Phys. 2004, 31: 633-674.
4. Vijande J., Granero D., Perez-Calatayud J., Ballester F. // J. Contemp. Brachyther. 2012, Vol. 4, No. 1, pp. 34-44.
5. Selvam T., Bhola S. // Med. Phys. 2010, 37(3): 1365-1370.
6. Taylor R., Rogers D. // Med. Phys. 2008, 35 (11): 28-36.
7. Ballester F., Granero D., Perez-Calatayud J. et al. // Phys. Med. Biol. 2005, 50: 309-316.
8. Granero D., Perez-Calatayud J., Ballester F. // Med. Phys. 2007, 34 (9): 3485-3488.
9. Perez-Calatayud J., Granero D., Casal E. et al. // Med. Phys. 2005, 32 (1): 28-36.
10. Ballester F., Granero D., Perez-Calatayud J. et al. // Med. Phys. 2004, 31: 3298-3305.
11. Casado F., Garcia-Pareja S., Cenizo E. et al. // Physica Med. 2010, 26: 132-139.
12. Williamson J., Li Z. // Am. Assoc. Phys. Med. 1995, 22 (6): 809-819.

13. Papagiannis P., Angelopoulos A., Pantelis E. et al. // Med. Phys. 2003, 30: 712-721.
14. Granero D., Perez-Calatayud J., Ballester F. // Med. Phys. 2008, 35: 1280-1287.
15. Granero D., Perez-Calatayud J., Pujades-Claumarchirant M.C. et al. // Med. Phys. 2008, 35: 4872-4877.
16. Granero D., Perea-Calatayud J., Ballester F. // Rad. Oncol. 2005, 76: 79-85.

КОНФОРМАЦИОННАЯ ДИНАМИКА ФОТОАКТИВНОГО БЕЛКА ОСР

Мл.науч.сотр. Шишин Е.А., ст.науч.сотр. Максимов Е.Г.,
профессор Пащенко В.З., профессор Фадеев В.В.

Нефотохимическое тушение (НФХТ) – эволюционно выработанный процесс, защищающий цианобактерии от избытка освещения, который может приводить к образованию синглетного кислорода и разрушению клеток. В серии недавних статей [1-4] было показано, что сенсором освещенности и инициатором НФХТ в цианобактериях является оранжевый каротиноидный белок, ОСР (orange carotenoid protein). При поглощении фотона из сине-зеленой области спектрального диапазона ОСР меняет свою конформацию и присоединяется к фикобилисому (ФБ) – супрамолекулярному мегадальтонному комплексу, являющемуся в цианобактериях антенной, собирающей излучение и передающей его на реакционные центры [1-3]. В результате образования комплекса с ОСР электронное возбуждение фикобилисомы диссипирует, предотвращая образование синглетного кислорода. Затем, в темноте, происходит обратная конверсия ОСР в оранжевую (негущащую) форму, которой способствует белок FRP (fluorescence recovery protein) [2].

Дальнейшие исследования затронули механизмы, лежащие в основе индуцированного ОСР НФХТ, а именно, локализацию сайта связывания ОСР ФБ, кинетику НФХТ, механизм деактивации возбуждения ФБ, а также фотофизические процессы в самом ОСР [4-6]. Последний из вопросов, на наш взгляд, оказался наиболее интересным, так как затронул общие биофизические механизмы формирования сигнального состояния фотоактивного белка в клетке.

ОСР представляет из себя 35 кДа белок, состоящий из двух доменов, между которыми находится каротиноид (hECN). Спектр поглощения ОСР в неактивированном состоянии (оранжевая форма) представляет собой структурированную полосу с максимумом в области 480 нм. При поглощении фотона, которое соответствует переходу каротиноида в синг-

летное состояние S_2 , ОСР переходит в «красную» форму, спектр поглощения которой бесструктурен и сдвинут в длинноволновую область. Обратная релаксация в растворе при комнатной температуре протекает за время порядка десятков секунд. Путем применения время-разрешенной фемтосекундной спектроскопии было показано, что при возбуждении ОСР возникает комплекс с переносом заряда (ICT – internal charge transfer), играющий роль в переносе энергии с ФБ. Дальнейшие исследования также выявили, что вторичная структура ОСР остается неизменной при его активации, более того, недавно была предложена гипотеза «модульного» функционирования ОСР [4] – при поглощении фотона происходит разрушение водородных связей между ароматическими кольцами каротиноида и триптофанового остатка в С-доме, после чего имеет место «распад» белка на две части, связанные гибкой сшивкой. При этом часть, состоящая из N-домена ответственна за взаимодействие с ФБ, а часть, состоящая из С-домена – за взаимодействие с FRP.

При анализе экспериментальных результатов обращает на себя внимание сходство структурных и динамических характеристик ОСР с другими фотоактивными белками – РУР (photoactive yellow protein), отвечающим за фототаксис, сигнальными белками с LOV- (light-oxygen-voltage) и BLUF-доменами. Развитие современных биотехнологий инициировало поиск применений для белков, обладающих фотоциклами – экспрессия бактериородопсина в нейроны лежит в основе оптогенетики (метод года 2010 по версии Nature), там же находят сейчас применение белки с LOV/BLUF доменами. Наличие в ОСР фотоцикла, схожесть его свойств с другими фотоактивными белками и уникальные возможности в деактивации электронного возбуждения говорят о его перспективности в качестве биотехнологического инструмента. Данный факт стимулировал проведенные нами исследования в области динамики изменений структурных и фотофизических свойств ОСР.

Нами были впервые исследованы характеристики собственной (триптофановой) флуоресценции ОСР и флуоресценции гидрофобных зондов, которые, как оказалось, также циклически меняются при фотоактивации белка. Проведенные исследования позволили утверждать, что сигнальное состояние ОСР является «расплавленной глобулой», что проявляется в восстановлении конформации белка в темноте. Наконец, анализ кинетических и энергетических характеристик процессов с участием ОСР в растворе и в клетках позволил проанализировать его функционирование в качестве сигнального белка и разделить стадии фотоактивации, диффузии, связывания с фикобилисомой и отсоединения от нее с участием вспомогательного белка FRP.

Литература

1. Kirilovsky, D. (2007). Photoprotection in cyanobacteria: the orange carotenoid protein (OCP)-related non-photochemical-quenching mechanism. *Photosynthesis research*, 93(1-3), 7-16.
2. Wilson, A., Punginelli, C., Gall, A., Bonetti, C., Alexandre, M., Routaboul, J. M., ... & Kirilovsky, D. (2008). A photoactive carotenoid protein acting as light intensity sensor. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 105(33), 12075-12080.
3. Boulay, C., Wilson, A., D'Haene, S., & Kirilovsky, D. (2010). Identification of a protein required for recovery of full antenna capacity in OCP-related photoprotective mechanism in cyanobacteria. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 107(25), 11620-11625.
4. Leverenz, R. L., Jallet, D., Mathies, R. A., Kirilovsky, D., & Kerfeld, C. A. (2014). Structural and Functional Modularity of the Orange Carotenoid Protein: Distinct Roles for the N-and C-Terminal Domains in Cyanobacterial Photoprotection. *The Plant Cell Online*, tpc-113.
5. Gorbunov, M. Y., Kuzminov, F. I., Fadeev, V. V., Kim, J. D., & Falkowski, P. G. (2011). A kinetic model of non-photochemical quenching in cyanobacteria. *Biochimica et Biophysica Acta (BBA)-Bioenergetics*, 1807(12), 1591-1599.
6. Maksimov, E. G., Schmitt, F. J., Shirshin, E. A., Svirin, M. D., Elanskaya, I.V., Friedrich, T., ... & Rubin, A. B. (2014). The time course of non-photochemical quenching in phycobilisomes of *Synechocystis* sp. PCC6803 as revealed by picosecond time-resolved fluorimetry. *Biochimica et Biophysica Acta (BBA)-Bioenergetics*.

Подсекция:

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ

И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

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

ПАРАМЕТРЫ ПОТЕНЦИАЛА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И ПОЛОЖЕНИЕ ОСОБЫХ ТОЧЕК В СВЕРХКРИТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ ФАЗОВОЙ ДИАГРАММЫ ВЕЩЕСТВ

Профессор *Николаев П.Н.*

Для описания фазовой диаграммы вещества чаще всего используют двухпараметрические потенциалы взаимодействия. Обычно это потенциалы Леннарда-Джонса, либо подобные им [1]. Точное воспроизведение второго вириального коэффициента для произвольных температур с помощью данного потенциала невозможно даже при квантово-механическом рассмотрении для аргона, не говоря о более сложных молекулах [2].

Вместе с тем, основные особые точки сверхкритической области вещества – критическая точка и сверхкритическая точка – лежат в узком температурном интервале. Поэтому для описания области между этими двумя точками возможно использование и двухпараметрического потенциала взаимодействия [3]. Для этой области можно подобрать два параметра потенциала взаимодействия, которые позволяют описывать второй вириальный коэффициент с высокой степенью точности.

Необходимость получения достаточно простого потенциала взаимодействия обусловлена тем, что это дает возможность аналитического и численного расчета нескольких первых вириальных коэффициентов, которые необходимы для построения асимптотически точного уравнения состояния. Данное уравнение состояния необходимо для определения положения особых точек в сверхкритической области фазовой диаграммы веществ.

Рассмотрим систему N одинаковых частиц, которые находятся в объеме V при температуре T . Для данной системы запишем выражение для свободной энергии в виде

$$F = F_0 - Nm\varepsilon \ln[1 + \varphi_1 / v + \varphi_2 / v^2 + \dots]. \quad (1)$$

Что касается выражения F_0 , то его выбираем в ван-дер-ваальсовском приближении для системы твердых сфер, то есть оно имеет тот же вид, что и в выражении для свободной энергии, полученном из уравнения Ван Лаара

$$F_0 = \tilde{F}_0 - N\theta \ln(1 - b/v), \quad (2)$$

где $\tilde{F}_0$ - свободная энергия идеального газа, $\theta = kT$, k - постоянная Больцмана, $v = V/N$ - объем в расчете на одну молекулу, b - параметр, характеризующий исключенный объем молекулы. Такой выбор F_0 обусловлен тем, что мы рассматриваем плотности, которые лишь ненамного превышают критическую плотность. Для больших плотностей следует использовать более точные, но и более сложные выражения для F_0 , например, уравнения типа Карнахана- Старлинга либо его обобщения, полученные в результате прогресса в вычислении вириальных коэффициентов для системы твердых

сфер. В этом случае уравнение состояния будет описывать все три фазы вещества. Для количественного описания следует использовать более реалистические потенциалы для базовой системы. Как правило, это один из вариантов положительно определенного потенциала взаимодействия.

Переходим к стандартным обозначениям уравнения Ван Лаара и полагаем $\varphi_i = d_i c$ ($i \geq 2$) и $m\varepsilon = a/c$, $\varphi_1 = c$. В этом случае выражение (1) с учетом (2) принимает вид

$$F = \tilde{F}_0 - N\theta \ln(1 - b/v) - \frac{a}{c} \ln[1 + c/v + d_2 c/v^2 + \dots]. \quad (3)$$

Из соотношения (3) находим выражение для давления

$$p = - \left(\frac{\partial F}{\partial V} \right)_T. \quad (4)$$

Согласно (3) и (4) получаем давление p , которое представим в виде

$$p = p_0(v, \theta) - p_1(v, \theta), \quad (5)$$

где

$$p_0(v, \theta) = \frac{\theta}{(v - b)}, \quad (6)$$

$$p_1(v, \theta) = - \frac{a + 2d_2/v + \dots}{v(v + c + d_2 c/v + \dots)}. \quad (7)$$

Функция $p_0(v, \theta)$ характеризует в основном отталкивание в системе и определяется базовой системой, а $p_1(v, \theta)$ характеризует в основном притяжение. Параметризованное уравнение (5) позволяет найти все особые точки сверхкритической области.

Соотношения (5) – (7) не налагают ограничений на класс рассматриваемых функций. Они удобны для физического анализа экспериментальных данных, а также для получения той информации, которая не может быть непосредственно получена из эксперимента. Обычно это связано с вычислением производных высших порядков, возможности расчета которых на основе экспериментальных данных сильно ограничены. Само уравнение Ван Лаара было получено на основе обобщения описания экспериментальных данных для различных веществ. Обобщение этого уравнения явилось следствием использования методов ускорения сходимости рядов теории возмущений. Они основываются на использовании свойств гамильтониана системы и следующих из этого свойствах статистической суммы.

Величины $a, b, c, d_2, d_3, \dots$ находятся из условия точного воспроизведения положения критической точки согласно условиям

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial v} &= 0, \\ \frac{\partial^2 p}{\partial v^2} &= 0, \end{aligned} \quad (8)$$

которые позволяют найти критический объем v_c и критическую температуру T_c , а также из условий воспроизведения известных вириальных коэффициентов. Последнее требование приводит к соотношениям

$$\begin{aligned}\theta b - a &= \theta B_2(\theta), \\ b^2 \theta - 2d_2 + ac &= \theta B_3, \\ b^3 \theta - 3d_3 + acd_2 + 2cd_2 - ac^2 &= \theta B_4, \\ &\dots\end{aligned}\tag{9}$$

Здесь B_i - i -ый вириальный коэффициент. Число используемых в системе (9) уравнений должно равняться числу точно воспроизводимых вириальных коэффициентов. При этом общее число используемых параметров должно позволять уравнению состояния точно воспроизводить положение критической точки, то есть должны выполняться соотношения (6).

Системы уравнений (8) и (9) отличаются тем, что (8) выполняется в критической точке, а (9) должна иметь место при произвольной температуре. Поэтому температурное поведение двух параметров мы должны постулировать. Отметим, что в подходах Ван-дер-Ваальса и Ван Лаара все параметры являются постоянными, найденными в критической точке. В данном же случае для выполнения условий системы (9) ряд параметров должен зависеть от температуры. Наиболее естественным является предположение, что параметр b и последний из используемых параметров d_i являются постоянными.

Литература

1. Rare gas solids. V. 2. Ed. by Klein M.L., Venables J.A. London, Academic Press, 1978
2. Рабинович В.А., Вассерман А.А., Недоступ В.И., Векслер Л.С. Теплофизические свойства неона, аргона, криптона и ксенона. М., Издательство Стандартов, 1976.
3. Николаев П.Н.// Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2014. № 2. С. 31.

ПСЕВДОПОТЕНЦИАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ ДИРАКОВСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В МОДЕЛИ ГРАФЕНА С ЛИНЕЙНЫМИ ДЕФЕКТАМИ

Профессор Жуковский В.Ч., аспирант Степанов Е.А.

В последнее время в физике большое внимание уделяется моделям с 2+1 измерением. Примером такой важной физической модели является графен [1-3], плоский слой атомов углерода толщиной в один атом, соединённых в гексагональную двумерную кристаллическую решётку. Поведение электронов в модели графена можно описать с помощью эффективного уравнения Дирака для безмассовых фермионов. Это уравнение можно

получить исходя из непрерывного предела для модели «сильной связи» («tight-binding model») [4-7].

Совсем недавно в ходе экспериментов в структуре графена были обнаружены различного рода дефекты. Теоретические исследования таких моделей в последнее время вызывают большой интерес (см., например, [8-11]). Такие дефекты формируют неоднородные плотности на пути распространяющихся частиц, что может привести к нетривиальным свойствам прохождения через полученный эффективный барьер. Очевидно, что если добиться хорошего понимания процессов формирования дефектов в таких моделях и выработать грамотную теорию для описания моделей с дефектами, можно научиться контролировать электронный транспорт в таких системах, что может привести ко многим приложениям результатов в наноэлектронике.

Основной задачей настоящей работы является исследование линейных дефектов, как барьеров для прохождения электронов с помощью эффективного уравнения Дирака для фермионов в однослойном графене [4-6,12,13], в рамках схематической *псевдопотенциальной* модели. Наша мотивация для рассмотрения такой модели основывается на идее о том, что дефекты в графене можно описать с помощью эффективных индуцированных калибровочных полей, возникающих из-за возмущений в параметрах перескока в модели «сильной связи» [7,13,14]. В рамках данной задачи рассмотрим все возможные типы линейных барьеров, расположенных для удобства в одном и том же месте на оси x , и опишем их как предельный случай *псевдопотенциального* члена $W(x)$, который зависит от псевдоспинового (подрешеточного) индекса и индекса долины (дираковской точки).

Сравнение наших общих результатов с некоторыми частными случаями дефектов таких, как дефект, содержащий пентагонные и октогонные углеродные кольца [8,10], подтверждает наше предположение о том, что дефекты в графене могут быть описаны гамильтонианом, содержащим эффективные векторные и скалярные потенциалы, зависящие от изменений в ближней-соседней (nearest-neighbor «NN») и следующей от ближней-соседней (next-nearest-neighbor «NNN») амплитудах перескока.

Модель графена может содержать различного рода дефекты, такие как топологические решеточные дефекты, деформации и кривизны. Стоит отметить, что изменения в расстояниях между атомами и в перекрытии различных орбиталей из-за деформации или искривления приводит к изменениям в ближней-соседней и следующей от ближней--соседней амплитудах перескока. Такие изменения приводят к появлению векторных потенциалов $A_x(\vec{r})$, $A_y(\vec{r})$ и скалярного потенциала $V(\vec{r})$ в дираковском гамильтониане [7,13,14]. Более того, в случае конечной массы гамильтониан для дираковских электронов должен содержать, зависящий от $\vec{r}$, массовый член $t' = v_F^2 m(\vec{r})$ ($m(\vec{r})$ - это эффективная масса с σ_3 матрицей), из-за которого электронный спектр будет содержать конечную энергетическую щель.

Движение электронов описывается уравнением Дирака $H_\tau \Psi_\tau = i\partial_t \Psi_\tau$ с дираковским оператором Гамильтона

$$H_\tau = \sigma_1[-v_F i\partial_x - A_x(\vec{r})] + \tau\sigma_2[-v_F i\partial_y - A_y(\vec{r})] + v_F^2 m(\vec{r})\sigma_3 + V(\vec{r})I,$$

где $\tau = \pm 1$ - индекс долины. Для описания линейных дефектов можно преобразовать Гамильтониан к виду

$$H_\tau = -i\sigma_1\partial_x - i\tau\sigma_2\partial_y + W_\tau(x),$$

где мы введем *псевдопотенциал* $W_\tau(x)$

$$W_\tau(x) = V(x)I - A_x(x)\sigma_1 - \tau A_y(x)\sigma_2 + m(x)\sigma_3,$$

который в дельтафункциональном пределе может быть записан в виде

$$W_\tau(x) = W_\tau\delta(x) = (aI - b_1\sigma_1 - b_2\tau\sigma_2 + b_3\sigma_3)\delta(x).$$

Будем рассматривать прохождение через данную дефектную линию в двух важных частных случаях.

В случае $b_1 \neq 0$; $a = b_2 = b_3 = 0$ коэффициент прохождения через дефектную линию получается равным единице $T = 1$.

В случае $b_1 = 0$; $a, b_2, b_3 \neq 0$ коэффициент прохождения через дефектную линию дается выражением

$$T_{1,\sigma_2,\sigma_3}(\tau) = \frac{1}{ch^2 N} \times \frac{\cos^2 \beta}{\cos^2 \beta + \frac{(a-b_2\tau \sin \beta)^2}{b_2^2+b_3^2-a^2} th^2 N}$$

Для пучка электронов, распространяющихся в сторону линейного дефекта, отраженные электроны будут долиноно - поляризованные. Долинная поляризация определяется как [15]

$$P_\tau = \frac{T_{(\tau=+1)} - T_{(\tau=-1)}}{T_{(\tau=+1)} + T_{(\tau=-1)}}$$

и будет равна

$$P_\tau = \frac{2ab_2 \sin \beta th^2 N}{\cos^2 \beta (b_2^2 + b_3^2 a^2) + (a^2 + b_2^2 \sin^2 \beta) th^2 N}.$$

Как видно из формулы, долинная поляризация будет равна нулю при угле падения $\beta = 0$.

Сравнение полученных результатов с некоторыми важными частными случаями (например, дефектная линия, состоящая из пятиугольных и восьмиугольных углеродных колец, обнаруженная сравнительно недавно и описанная в литературе [8,9,15]) подтверждает применимость рассматриваемой *псевдопотенциальной* модели для описания линейных дефектов в графене. Из данного сравнения можно сделать вывод, что a отвечает за «NNN» диагональные псевдоспиновые переходы электронов в линейном дефекте, описываемые квадратом параметра перескока τ_1 , в то время как b_2 отвечает за «NN» переходы между двумя соседними атомами одной подрешетки в дефектной линии, описываемые параметром перескока τ_2 . Очевидно, такое соотношение между a , b_2 и τ_1^2 , τ_2 подтверждает первоначальную интерпретацию роли таких взаимодействий в псевдопотенциале $W_\tau(x)$ и выглядит как конкретная реализация идей [13,14].

Литература

1. *Novoselov K.S., Geim A.K. et al.*, Science 306, 666 (2004);
2. *Katsnelson M.I.*, Mater. Today 10, 20 (2007);
3. *Geim A.K.*, Science 324, 1530 (2009);
4. *Wallace P.R.*, Phys. Rev. 71, 622 (1947);
5. *Semenoff G.W.*, Phys. Rev. Lett. 53, 2449 (1984);
6. *Gusynin V.P., Sharapov S.G., Carbotte J.P.*, Int. J. Mod. Phys. B 21, 4611 (2007);
7. *Castro Neto A.H.*, arXiv:1004.3682 [cond-mat.mtrl-sci];
8. *Lahiri J., Lin Y. et al.*, Nat. Nanotech. 5, 326 (2010);
9. *Huang P.Y., Ruiz-Vargas C.S. et al.*, Nature 469, 389 (2011);
10. *Jiang L., Lv X., Zheng Y.*, Phys. Lett. A 376, 136 (2011);
11. *Ori O., Cataldo F., Putz M.V.*, Int. J. Mol. Sci. 12, 7934 (2011);
12. *Novoselov K.S., Geim A.K. et al.*, Nature 438, 197 (2005);
13. *Castro Neto A.H., Guinea F. et al.*, Rev. Mod. Phys. 81, 109 (2009);
14. *Vozmediano M.A.H., Katsnelson M.I., Guinea F.*, Physics Reports 496, 109 (2010);
15. *Gunlycke D., White C.T.*, J. Vac. Sci. Technol. B 30, 03D112 (2012);

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАДИОПОГЛОЩАЮЩЕГО МАТЕРИАЛА: ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНЫХ ПАРАМЕТРОВ СРЕДЫ ДЛЯ РПМ КЛИНОВИДНОЙ И ПИРАМИДАЛЬНОЙ ФОРМЫ

Аспирант *Никитенко А.В.*, доцент *Шапкина Н.Е.*,
вед.науч.сотр. *Зубов А.С.* (ИТПЭ РАН)

Рассматривается задача расчета отражения электромагнитных волн от радиопоглощающего материала (РПМ) клиновидной и пирамидальной формы [1]. Строгое решение такой задачи даже для однопериодического материала является ресурсоемким и требует достаточно много времени для счета даже на современных компьютерах. Таким образом при поиске оптимальных параметров радиопоглощающего материала скорость решения прямой задачи расчета отражения от РПМ играет ключевую роль. В качестве приближенно метода расчета применяется метод плоскостного приближения. Он состоит в том, что исследуемая одно- или двухпериодическая структура материала заменяется на среду из однородных слоев с некоторыми эффективными параметрами, нахождение которых составляет важную часть алгоритма приближенного решения.

Для приближенного расчета подобных структур обычно используют следующие формулы для расчета эффективной диэлектрической проницаемости [2]: $\varepsilon_{eff} = \langle \varepsilon \rangle$ - для *TE* поляризации, $\varepsilon_{eff} = \frac{1}{\langle \frac{1}{\varepsilon} \rangle}$ - для *TM* поляризации.

Однако эти формулы работают далеко не всегда и часто приходится искать другие выражения для эффективных параметров исследуемой сре-

ды [2]. В данной работе предлагается использовать другую формулу для эффективных параметров среды – постоянной распространения $\gamma = \sqrt{\epsilon\mu}$ и импеданса $Z = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$.

Для нахождения эффективного значения постоянной распространения и импеданса рассмотрим строгое решение задачи методом связанных волн [3] положив число гармоник равным 1. Это будет соответствовать зеркальному отражению от материала. Необходимо отметить, что из нескольких вариантов метода, дающих разную степень сходимости к одному конечному результату, был выбран вариант, дающий максимально быструю сходимость для материала клиновидной формы. Приравняем выражения для постоянной распространения из уравнений метода связанных волн и из уравнений для расчета в плоскостом приближении:

$$\gamma = Q$$

Подставляя выражения для этих величин, получаем выражение для постоянной распространения:

$$\gamma = \frac{1}{\langle \frac{1}{\epsilon} \rangle} + \left(1 - \frac{1/\langle \frac{1}{\epsilon} \rangle}{\langle \epsilon \rangle} \right) n_i^2 \sin^2 \theta$$

Выражение для эффективного импеданса получается аналогично. Приравняем выражения для импедансов в случае точного и приближенного решения:

$$\frac{\gamma}{Z} = \langle \frac{1}{\epsilon} \rangle Q$$

Подставляя выражения для этих величин, получаем квадратное уравнение относительно Z :

$$Z^2 \left(\langle \frac{1}{\epsilon} \rangle (n_i^2 \sin^2 \theta - \langle \epsilon \rangle) \right) + Z \langle \epsilon \rangle - \langle \epsilon \rangle n_i^2 \sin^2 \theta = 0$$

Результаты расчетов в плоскостом приближении, использующих формулы для эффективных значений параметров среды представлены на рисунках 1, 2 в виде зависимости величины отраженного поля от частоты падающего поля. Для сравнения приведены соответствующие результаты, полученные строгим решением методом связанных волн. Для расчетов был выбран материал клиновидной формы из работы [4]. Наблюдается достаточно хорошее совпадение результатов точного и приближенного расчетов даже при углах, близких к 90° , что особенно актуально для подбора оптимального РПМ для покрытия стен компактных полигонов [5].

Литература

1. M.G. Morahan, E.B. Grann, D.A. Pommet, and T.K. Gaylord. Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings // J. Opt. Soc. Am. A 12, 1068-1076 (1995).
2. Виноградов А.П. Электродинамика композитных материалов. М.: Эдиториал УРСС, 2001.

3. *M.G. Morahan, E.B. Grann, D.A. Pommet, and T.K. Gaylord.* Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach // J. Opt. Soc. Am. A 12, 1077-1086 (1995).

4. *А.В.Никитенко, А.С.Зубов, Н.Е.Шапкина.* Моделирование отражения электромагнитных волн от радиопоглощающего материала в компактном полигоне, трехмерный случай. Четырнадцатая ежегодная научная конференция ИТПЭ РАН при поддержке IEEE-APS-LEOS-Chapter(Москва, 13-16 мая 2013г.): сборник тезисов докладов. М.: ИТПЭ РАН. 2013. С. 50-51.

5. *Балабуха Н.П., Зубов А.С., Солосин В.С.* Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния. М.:Наука, 2007.

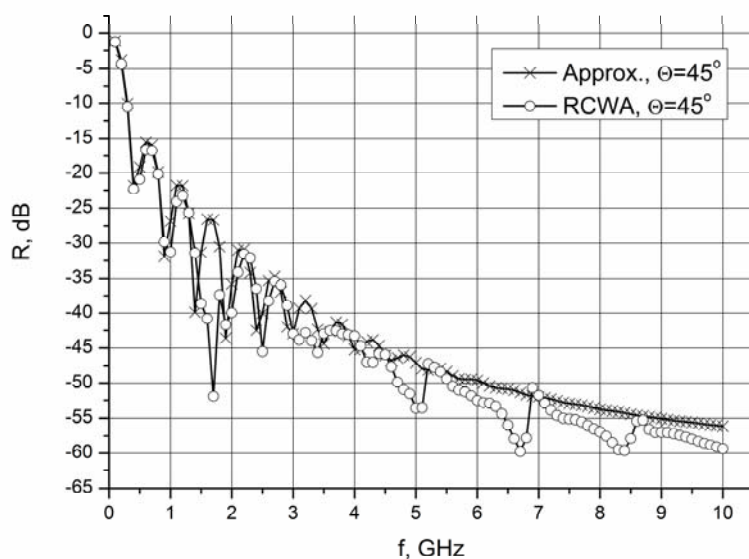


Рис. 1. Зависимость величины отраженного поля от частоты. ТМ поляризация, угол падения 45°

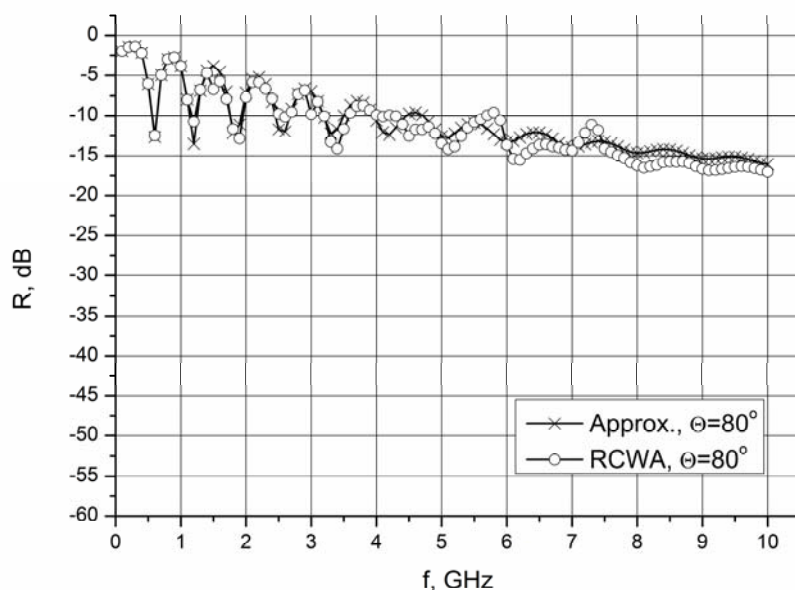


Рис. 2. Зависимость величины отраженного поля от частоты. ТМ поляризация, угол падения 80°

СИСТЕМА ТИХОНОВСКОГО ТИПА С КРАТНЫМ КОРНЕМ ВЫРОЖДЕННОГО УРАВНЕНИЯ

Науч. сотр. *Бутузова М.В.*

Для системы тихоновского типа

$$\varepsilon z' = f(z, y, x, \varepsilon), \quad y' = g(z, y, x, \varepsilon), \quad 0 < x \leq X, \quad (1)$$

$$z(0, \varepsilon) = z^0, \quad y(0, \varepsilon) = y^0, \quad (2)$$

где z и y — скалярные функции, построена асимптотика погранслоного решения в случае, когда вырожденное уравнение

$$f(z, y, x, 0) = 0 \quad (3)$$

имеет двукратный корень $z = \phi(y, x)$. Правая часть уравнения имеет вид

$$f(z, y, x, \varepsilon) = -h(y, x)(z - \phi(y, x))^2 + \varepsilon f_1(z, y, x, \varepsilon), \quad (4)$$

где $h(y, x) > 0$.

Асимптотика решения задачи (1), (2), как и в случае простого корня (см.[1]), состоит из регулярной и погранслоной частей, однако асимптотическое разложение производится не по целым степеням ε , а по степеням $\sqrt{\varepsilon}$. Пограничные функции теперь зависят не только от $\xi = x/\varepsilon$, но также и от ε , а характер их убывания при $\xi \rightarrow \infty$ более сложный, чем в случае простого корня вырожденного уравнения. Оказывается, что в пограничном слое возникают три зоны: в первой зоне пограничные функции убывают при $\xi \rightarrow \infty$ степенным образом, как $c\xi$; во второй зоне происходит изменение характера убывания и масштаба погранслоной переменной и, наконец, в третьей зоне пограничные функции убывают экспоненциально, как $\exp(-\zeta)$, где $\zeta = \sqrt{\varepsilon}\xi = x\sqrt{\varepsilon}$. Таким образом, погранслоные переменные ξ и ζ в первой и третьей зонах имеют разные масштабы.

Особенностью случая двукратного корня вырожденного уравнения является также тот факт, что теперь важную роль играют слагаемые порядка ε , входящие в правую часть (4), а именно, для существования погранслоного решения требуется, чтобы выполнялось неравенство

$$f_1(\bar{z}_0(x), \bar{y}_0(x), x, 0) - \bar{z}_0'(x) > 0, \quad 0 \leq x \leq X.$$

Алгоритм построения асимптотического разложения определенным образом отличается от стандартного алгоритма для случая простого корня.

Обоснование асимптотики проводится с помощью метода дифференциальных неравенств.

Литература

1. Васильева А.Б., Бутузов В.Ф. Асимптотические методы в теории сингулярных возмущений. М.: Высшая школа, 1990.

ПЕРИОДИЧЕСКИЕ КОНТРАСТНЫЕ СТРУКТУРЫ В ЗАДАЧЕ РЕАКЦИЯ-ДИФфуЗИЯ-АДВЕКЦИЯ

Профессор *Нефедов Н.Н.*, аспирант *Ягремцев А.В.*

В работе рассматривается проблема существования и устойчивости периодических решений сингулярно возмущенных квазилинейных параболических уравнениях, называемых в приложениях уравнениями реакция-диффузия-адвекция

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

Рассматриваемый случай сбалансированной адвекции представляет интерес для ряда важных приложений (см., например, [1]) и ставит новые математические проблемы при исследовании существования и устойчивости периодических решений этой задачи. Построена асимптотика решений с внутренними и пограничными слоями (контрастных структур) в важных для приложений случаях. Применение и развитие на этот класс задач общей схемы асимптотического метода дифференциальных неравенств (см. например, [2]) позволили доказать существование и асимптотическую устойчивость контрастных структур. Работа является дальнейшим развитием результатов работы [3].

Работа частично поддержана проектом РФФИ 13-01-00200.

Литература

1. Волков В.Т., Нефёдов Н.Н., Грачев Н.Е., Сенин Д.С. Оценка параметров фронта внутрипластового горения при закачке воздуха в нефтяной пласт. Нефтяное хозяйство, №4, 2010, с. 93-96.
2. 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.
3. 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.

МЕТОДЫ АНАЛИЗА СВЧ УСТРОЙСТВ С ПРОДОЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Ст. преподаватель *Пикунов В.М.*

Вакуумные микроволновые устройства с продольным взаимодействием электронного потока с высокочастотными электромагнитными полями находят широкое применение в гражданской, научно-технической и военной областях в качестве источников и усилителей микроволн. Класси-

ческими представителями таких устройств являются: клистрон, предложенный братьями Р. Вариа́н и С. Вариа́н в 1938, США; лампа бегущей (ЛБВ), предложенная А. Гаевым в 1936, США и созданная Р. Компфнером в 1943, США; лампа обратной волны (ЛОВ или карсинотрон), одним из разработчиков которой был Р. Компфнер, 1952, США.

Продолжающееся до наших дней совершенствование традиционных и создание новых типов устройств с продольным взаимодействием, обусловлено потребностью в микроволновых электронных устройствах с улучшенными характеристиками по выходной мощности, коэффициенту полезного действия (КПД), увеличению ширины полосы рабочих частот, стабильности работы, времени жизни устройств. Важными характеристиками подобных устройств для многих применений являются вес, размеры. Необходимыми возможностями разработки устройств с требуемыми характеристиками является наличие методов их теоретического анализа на базе численных методов расчета электродинамических характеристик резонаторных и волноведущих систем; численных моделей электронных потоков; прогрессом в области электронных вычислительных машин, что стимулирует использование математических моделей с большим числом учитываемых параметров.

Одним из возможных путей увеличения выходной мощности является использование сильнооточных релятивистских электронных пучков и развитых электродинамических структур. В институте сильнооточной электроники РАН (г.Томск) совместно с физическим факультетом МГУ им. М.В.Ломоносова были созданы многоволновые черенковские генераторы (МВЧГ) [1] на основе сверхразмерных диафрагмированных волноводов рис.1.

Другими примерами мощных и сверхмощных устройств являются релятивистские лампы обратной волны (карсинотрон) разработанные в ИПФ РАН г. Нижний Новгород и в ИСЭ СО РАН г.Томск. В ИРЭ РАН г. Москва создан релятивистский генератор поверхностной волны (РГПВ) для преобразования энергии взрыва в СВЧ излучение.

Запишем самосогласованную систему линейных уравнений [2] для определения линейных электронно-электромагнитных волн черенковских устройств на фиксированной частоте ω :

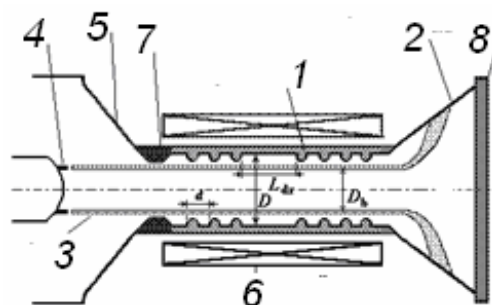


Рис.1. Модель МВЧГ используемая при численном моделировании: 1- замедляющая структура МВЧГ, $D/\lambda=4$; 2 – рупорная антенна – коллектор, 3 – сильнооточный электронный пучок, 4 – катод, 5 – анод, 6 – катушки магнитной системы, 7 – коллиматор, 8 – выходное окно.

$[\nabla \times \tilde{\mathbf{H}}] - i\omega \varepsilon_0 \tilde{\mathbf{E}} = \tilde{\mathbf{J}}, \quad (1)$	$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial z} + i \frac{\omega}{v_{0z}} \tilde{\rho} = \frac{\tilde{v}_\rho}{v_{0z}}, \quad (5)$
$[\nabla \times \tilde{\mathbf{E}}] + i\omega \mu_0 \tilde{\mathbf{H}} = 0, \quad (2)$	$\frac{\partial(r_L \tilde{\theta})}{\partial z} + i \frac{\omega}{v_{0z}} (r_L \tilde{\theta}) = \frac{\tilde{v}_\theta}{v_{0z}}, \quad (6)$
$\frac{\partial \tilde{v}_\rho}{\partial z} + i \frac{\omega}{v_{0z}} \tilde{v}_\rho - \frac{\omega_c}{v_{0z}} \tilde{v}_\theta = -\frac{e_0}{v_{0z} m_0 \gamma_0} \tilde{E}_\rho, \quad (3)$	$\frac{\partial \tilde{v}_z}{\partial z} + i \frac{\omega}{v_{0z}} \tilde{v}_z = -\frac{e_0}{v_{0z} m_0 \gamma_0^3} \tilde{E}_z, \quad (7)$
$\frac{\partial \tilde{v}_\theta}{\partial z} + i \frac{\omega}{v_{0z}} \tilde{v}_\theta + \frac{\omega_c}{v_{0z}} \tilde{v}_\rho = -\frac{e_0}{v_{0z} m_0 \gamma_0} \tilde{E}_\theta, \quad (4)$	$\frac{\partial \tilde{j}_z}{\partial z} + i \frac{\omega}{v_{0z}} (\tilde{j}_z - n_0 \tilde{v}_z) = 0. \quad (8)$

Здесь $\tilde{\mathbf{J}} = \{n_0 \tilde{v}_\rho, n_0 \tilde{v}_\theta, n_0 \tilde{v}_z + \tilde{n} v_{0z}\}$ – плотность переменной составляющей конвекционного тока электронного пучка на частоте ω ; v_{0z}, n_0 – постоянные, $\tilde{v}, \tilde{n}$ – переменные составляющие скорости и плотности электронного пучка соответственно.

Первые два уравнения (1), (2) – это уравнения Максвелла; гидродинамические уравнения (3), (4) описывают циклотронные, а (5), (6) – синхронные волны электронного потока; гидродинамическое уравнение (7) учитывает продольное движение электронов; уравнение (8) – линеаризованное уравнение сохранения заряда.

Решение для электромагнитных полей, на регулярных участках волноводной структуры с выделенным направлением распространения $\mathbf{z}_0$, ищется в виде неполных рядов Галеркина [3] с дополнительными координатными функциями учитывающим точные граничные условия вида [4]:

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{E}} &= \mathbf{z}_0 \tilde{E}_z + \sum_{vnp} (W_{vnp}^{21} \mathbf{G}_{vnp}^{21} + W_{vnp}^{32} \mathbf{G}_{vnp}^{32}) \\ \tilde{\mathbf{H}} &= \mathbf{z}_0 \tilde{H}_z + \sum_{vnp} (W_{vnp}^{31} \mathbf{G}_{vnp}^{31} + W_{vnp}^{22} \mathbf{G}_{vnp}^{22}) + \sum_{vp} (W_{vp}^{h1} \mathbf{G}_{vp}^{h1} + W_{vp}^{h2} \mathbf{G}_{vp}^{h2}). \end{aligned} \quad (9)$$

Исходная система дифференциальных уравнений (1-8) в частных производных, с учетом граничных условий во входном и выходном сечениях, сводится к краевой задаче для жесткой линейной системы обыкновенных дифференциальных уравнений (СОДУ), приведенной к виду:

$$\begin{cases} \frac{d\mathbf{W}}{dz} = \mathbf{F} \mathbf{W}, z \in [0, L], z \neq z_{irr}, \\ \mathbf{W}(z_{irr} + 0) = \mathbf{T}^\pm \mathbf{W}(z_{irr} - 0), z = z_{irr}, \\ \mathbf{B}_{in} \mathbf{W} = \mathbf{b}_{in}, z = z_{in}, \\ \mathbf{B}_{out} \mathbf{W} = \mathbf{b}_{out}, z = z_{out}, \end{cases} \quad (10)$$

где: $\mathbf{W}^T = (\mathbf{W}^{21T}, \mathbf{W}^{32T}, \mathbf{W}^{22T}, \mathbf{W}^{31T}, \tilde{\mathbf{v}}_z^T, \tilde{\mathbf{j}}_z^T, \tilde{\mathbf{v}}_\rho^T, \tilde{\mathbf{v}}_\theta^T, \tilde{\mathbf{p}}^T, \tilde{\mathbf{\theta}}^T)$ – вектор амплитуд электромагнитных волн, длина которого $N_F = N_{EH} + N_{VJ}$ определяется N_{EH} – числом базисных функций электрического и магнитного типа для описания электромагнитных полей и числом компонент N_{VJ} в описании электронного потока неполного метода Галеркина;

$$\mathbf{F} = \mathbf{A} + \frac{1}{r'_w} \frac{dr_w}{dz} \mathbf{R} + \left(\frac{dr_w}{dz}\right)^2 \mathbf{R}_1, \quad (11)$$

– квадратная $N_F \times N_F$ матрица взаимодействия электронного пучка с электромагнитными полями ЗС для гладкого волновода радиуса r_{w0} ; $\mathbf{R}, \mathbf{R}_1$ – квадратные $N_F \times N_F$ матрицы волноводных нерегулярностей, $\mathbf{b}_{in}, \mathbf{b}_{out}$ – векторы граничных условий на входе ($z = z_{in}$) и выходе ($z = z_{out}$) ЗС длины N_{in} и N_{out} соответственно, $N_{in} + N_{out} = N_F$; $\mathbf{B}_{in}, \mathbf{B}_{out}$ – прямоугольные матрицы граничных условий размерностью $N_{in} \times N_F$ и $N_{out} \times N_F$ соответственно; $\mathbf{T}^\pm$ – квадратные $N_F \times N_F$ матрицы трансформации на сочленении двух волноводов.

Для нахождения постоянных распространения собственных электронно-электромагнитных волн в периодической ЗС, нагруженной сильно-точным релятивистским электронным пучком, используется метод дисперсионного уравнения [4]. При исследовании устройств конечной длины используется метод направленной ортогонализации [5] с полуобращением матричного оператора [4].

Литература

1. Бугаев С.П., Канавец В.И., Кошелев В.И., Черепенин В.А. Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы. Новосибирск, Наука, Сибирское отделение. 1991. 296 с
2. Deichuly M.P., Koshelev V.I., Pikunov V.M., Popov V.A. Linear Mode Computer Code MULTIWAVES-5.2 for Multiwave Cerenkov Generator Investigation. Melville, New York, 2002. AIP Conference Proceedings. Vol. 650. 2002. pp. 475-478.
3. Свешников А.Г. Неполный метод Галеркина // Докл. АН СССР. 1977. Т. 236. № 5. с. 1076–1079.
4. Пикун В.М., Чернявский И.А. Численные исследования частотного спектра выходного излучения секционированного многоволнового генератора. Известия РАН сер. физическая, 2000, Т. 64, № 12, с. 2482-2490
5. Быков А.А. Устойчивый численный метод решения краевых задач, для систем линейных обыкновенных дифференциальных уравнений. // ДАН СССР, 1980, т.251, № 5, с. 1040-1044.

УПРОЩЕННАЯ МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕР – ПЛАЗМА

Доцент *Бородачев Л.В.*

Работа посвящена построению численно экономичной и физически адекватной модели взаимодействия ультрамощных (сотни ТВт) сверхкоротких (менее пс) лазерных импульсов с конденсированной мишенью. Как известно, при этом возникает плотная приповерхностная критическая плазма с резкой (в силу инертности ионов) границей и излучение целиком поглощается электронной компонентой в существенно нелинейном режи-

ме аномального скин-эффекта на временах, значительно больших периода светового импульса [1 – 3].

Указанные моменты физической картины позволяют достоверно представить процесс взаимодействия в рамках упрощенной самосогласованной плазменной модели. Отметим ее основные черты:

- гибридное описание плазменных компонент: электроны в кинетическом представлении, ионы в виде однородного положительного фона, обеспечивающего глобальную электронейтральность системы;

- бесстолкновительное приближение динамики частиц (электронной компоненты);

- низкочастотная (безызлучательная или дарвинская [4]) аппроксимация внутренних электромагнитных полей, как отличительная черта предлагаемой модели;

- резкая граница плазма-вакуум с условиями излучения для полевой компоненты и

зеркальным отражением для частиц (динамической компоненты);

- диффузная граница между «горячим» скин-слоем и «холодным» кором, обеспечивающая свободный вынос тепла быстрыми частицами из области поглощения лазерного импульса в глубинные слои приповерхностной плазмы.

В целях верификации модели было рассмотрено нормальное к поверхности мишени падение S -поляризованного светового импульса. При этом учет известного соотношения: d лазерного пятна много больше длины скин-слоя l_s , – позволил редуцировать фазовую геометрию системы, используя координаты (x, v_x, v_y, v_z) , и провести компьютерные эксперименты со следующими базовыми параметрами:

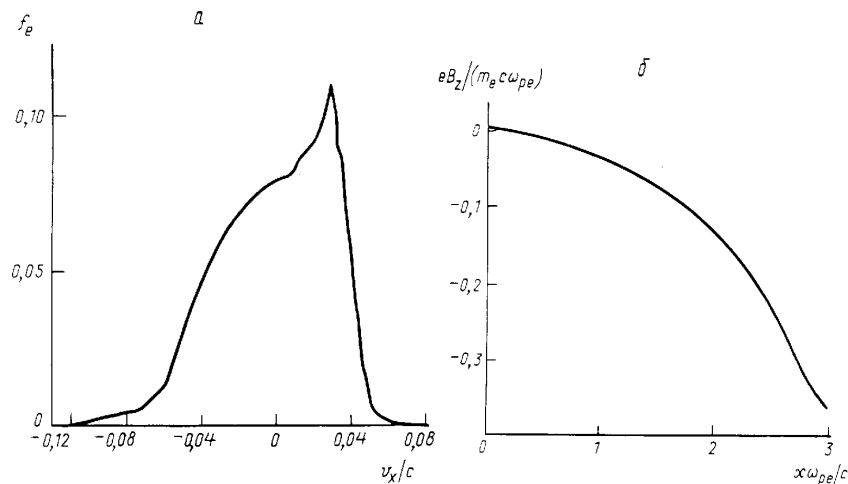
$$L = 3l_s, \quad \omega_0 = 0.1\omega_{pe}, \quad B_0 / \sqrt{4\pi n_0 m_e c^2} = 0.35$$

на базе обычных РС. Заметим, что при твердотельной плотности мишени эти параметры соответствуют интенсивности излучения, близкой к релятивистскому порогу [5] и существенной закритичности приповерхностной плазмы.

В ходе вычислений выявлен характер связи величины поглощения лазерного излучения и его интенсивности, показаны типичные пространственные профили полей в области скин-эффекта, найдены временные зависимости средней энергии электронов и связь поглощенной электромагнитной энергии с видом функции распределением по скоростям электронов в скин-слое.

Сравнение полученных данных с прогнозами теории [2, 3] и результатами соответствующих кинетических расчетов по методу крупных частиц в рамках полной электромагнитной модели с электрон-ионными

столкновениями [6] позволило сделать вывод об их разумном совпадении и достоверности полученной физической картины.



Характерные профили распределения скоростей электронов вдоль оси x (а) и магнитного поля (б), $t\omega_{pe} = 1000$

Таким образом, построенная на базе открытых самосогласованных систем дискретная безызлучательная модель дала возможность корректно описать практически важный режим аномального поглощения мощного ультракороткого светового импульса в случае, когда энергия осцилляции электронов приповерхностной плазмы в поле скинируемой волны больше (или порядка) их характерной тепловой энергии. В этой связи можно полагать, что она будет перспективна для численного анализа взаимодействия лазер – плазма в усложненных фазовых геометриях. Например, в случае косоугольного падения лазерного излучения на поверхность конденсированной мишени.

Литература

1. *Milchberg H.M., Freeman R.R.* Studies of hot plasmas produced by an intense subpicosecond laser // *Phys. Fluids*, 1990, v. B 2, p. 1395-1399.
2. *Гамалий Е.Г., Тихончук В.Т.* О воздействии мощных ультракоротких импульсов света на вещество // *Письма в ЖЭТФ*, 1988, т.48, №8, с.413-415.
3. *Кондратенко А.Н.* Проникновение поля в плазму. – М.: Наука, 1979, 231 с.
4. *Darwin C.G.* Dynamical Motions of Charged Particles // *Phil. Mag.*, 1920. 39. 537-551.
5. *Галкин А.Л., Клинов В.К., Коробкин В.В.* Генерация электроном субаттосекундных электромагнитных импульсов при движении в релятивистски интенсивных лазерных полях // *Прикладная физика*, 2009, №1, с.65-71.
6. *Denavit J.* Absorption of high-intensity subpicosecond lasers on solid density targets // *Phys. Rev. Lett.*, 1992, v.69, p.3052-3055.

УРАВНЕНИЕ ГАМИЛЬТОНА-ЯКОБИ ДЛЯ МОДЕЛИ ДВУХМЕРНОГО ДИНАМО С МЕРИДИОНАЛЬНОЙ ЦИРКУЛЯЦИЕЙ

Науч.сотр. *Попова Е.П.*, студентка *Юхина Н.А.*

Циклы солнечной магнитной активности представляют собой хорошо известное явление. Он связан с распространением магнитогидродинамической волны от средних широт к экватору, видимой прежде всего по широтно-временному распределению солнечных пятен. Природа цикла магнитной активности связывается с действием механизма солнечного динамо, который основан на совместном действии дифференциального вращения и альфа-эффекта. Это приводит к генерации и распространению внутри солнечной конвективной зоны волны крупномасштабного квазистационарного магнитного поля (динамо-волны), с которой и связано образование солнечных пятен. Уравнения динамо среднего поля для двумерной (радиус - широта) модели можно исследовать асимптотически, с помощью метода, аналогичного методу ВКБ.

Уравнения электродинамики среднего поля, описывающие генерацию осе-симметричного магнитного поля в дифференциально вращающемся сферическом слое имеют вид [Иванова, Рузмайкин, 1976] :

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \alpha B + \frac{\beta}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (Ar) + \frac{\beta}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (A \cos \theta) \right], \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial B}{\partial \theta} = & -\frac{D}{r} \frac{\partial \Omega}{\partial r} \frac{\partial}{\partial \theta} (Ar \cos \theta) + \frac{D}{r} \frac{\partial \Omega}{\partial \theta} \frac{\partial}{\partial r} (Ar \cos \theta) \\ & - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\alpha \frac{\partial}{\partial r} (Ar) \right] - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{\alpha}{r \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (A \cos \theta) \right] + \frac{\beta}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (Br) + \frac{\beta}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (B \cos \theta) \right]. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $B(r, \theta)$ — тороидальное магнитное поле, компонента $A(r, \theta)$ пропорциональна тороидальной компоненте векторного потенциала, которая определяет полоидальное магнитное поле, r и θ — радиус и широта в сферической системе координат с центром в центре Солнца (звезды), а $\theta = 0$ соответствует экватору, безразмерный параметр D - динамо-число, характеризующий амплитуду альфа-эффекта и дифференциального вращения. Величины α и β являются функциями положения, причем α обозначает α -эффект (среднюю турбулентную спиральность), обеспечивающий образование полоидального поля из тороидального, β — коэффициент турбулентной диффузии, полагаемый здесь однородным, а Ω - угловая скорость. Время измеряется в единицах времени диффузии R^2/β , а длина — в единицах внутреннего радиуса конвективной зоны R .

Решение системы (1,2) можно искать в виде волн, в этом случае оно ищется в форме:

$$\begin{pmatrix} \hat{A}(r, \theta) \\ \hat{B}(r, \theta) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A(r, \theta) \\ |D|^{\frac{2}{3}} B(r, \theta) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mu(r, \theta) \\ \nu(r, \theta) \end{pmatrix} \exp(|D|^{\frac{2}{3}} \Gamma t + i |D|^{\frac{1}{3}} S(r, \theta)) \quad , \quad (3)$$

где $S(r, \theta)$, $\mu(r, \theta)$ и $\nu(r, \theta)$ гладкие функции. S аналог действия, комплексное Γ определяет собственное значение, его действительная часть дает скорость роста, а мнимая дает длительность цикла активности. Множители в комплексной скорости роста $|D|^{2/3}$ и $|D|^{1/3}$ в действии выбраны так, чтобы дифференциальное вращение, α -эффект, собственное значение и диссипация оказались одного порядка и вошли в старший член асимптотического разложения.

При подстановке выбранного вида искомого решения в уравнения Паркера, получаем алгебраическую систему уравнений для μ и ν . Условием разрешимости для этой системы является дисперсионное соотношение для частоты динамо-волны и ее волнового вектора, т.е. уравнение Гамильтона-Якоби:

$$\begin{aligned} [\Gamma + (S_r)^2 + \frac{1}{r^2}(S_\theta)^2]^2 &= i r \cos \theta (G S_\theta + F S_r) \\ G &= \frac{1}{r} \frac{\partial \Omega}{\partial r} , \\ F &= -\left(\frac{1}{r}\right) \frac{\partial \Omega}{\partial \theta} . \end{aligned}$$

Здесь Γ - собственное значение ведущей моды, S_r и S_θ - частные производные от S . В [Belvedere, 2000] было показано, что асимптотические решения на основе такого приближения дают достаточно корректное качественное объяснение имеющихся солнечных наблюдений. Они согласуются также и с результатами численного анализа. Основной особенностью решения, полученного с использованием двумерной модели, является его соответствие закону Йошимуры, согласно которому динамо-волна распространяется вдоль линий постоянной угловой скорости.

Однако данный подход не позволяет учитывать сложные потоки вещества в зоне генерации магнитного поля. Целью данной работы является вывод уравнений, содержащих меридиональную циркуляцию и получение уравнения Гамильтона-Якоби для них.

Представив поток вещества в виде $U(r, \theta) = U_r(r, \theta)\vec{e}_r + U_\theta(r, \theta)\vec{e}_\theta + \Omega(r, \theta)r \sin \theta \vec{e}_\phi$, подставляя его в уравнение для крупномасштабного магнитного поля (уравнение Штеенбека-Краузе-Рэдлера) и полагая $U_r(r, \theta) = V_r(r, \theta)|D|^{1/3}$, $U_\theta(r, \theta) = V_\theta(r, \theta)|D|^{1/3}$, можно получить систему уравнений динамо с учетом меридиональных потоков в двухмерном случае:

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \alpha B + \frac{\beta}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2}(Ar) + \frac{\beta}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (A \cos \theta) \right] - V_\theta \frac{1}{r \cos \theta} \frac{\partial (A \cos \theta)}{\partial \theta} - V_r \frac{1}{r} \frac{\partial (Ar)}{\partial r} ,$$

$$\frac{\partial B}{\partial \theta} = \frac{-D}{r} \frac{\partial \Omega}{\partial r} \frac{\partial}{\partial \theta} (Ar \cos \theta) + \frac{D}{r} \frac{\partial \Omega}{\partial \theta} \frac{\partial}{\partial r} (Ar \cos \theta) - \frac{1}{r} \frac{\partial (V_\theta B)}{\partial \theta} - \frac{1}{r} \frac{\partial (r V_r B)}{\partial r} ,$$

$$-\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [\alpha \frac{\partial}{\partial r} (Ar)] - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} [\frac{\alpha}{r \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (A \cos \theta)] + \frac{\beta}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (Br) + \frac{\beta}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} [\frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (B \cos \theta)] .$$

Используя асимптотическое разложение (3), получаем алгебраическую систему уравнений относительно гладких функций μ и ν , условием разрешимости которой служит уравнение Гамильтона-Якоби:

$$[\Gamma + (S_r)^2 + \frac{1}{r^2} (S_\theta)^2 + \frac{i}{r} S_\theta V_\theta + i V_r S_r]^2 = i r a \cos \theta (G S_\theta + F S_r)$$

Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований 12-02-00170, 12-02-00884.

Литература

1. Иванова Т.С., Рузмайкин А.А., Магнитногидродинамическая динамо-модель солнечного цикла, Астрон. Ж., 53, стр. 398–410, (1976).
2. Belvedere, G.M., Kuzanyan, K. M., Sokoloff, D. D., A two-dimensional asymptotic solution for a dynamo wave in the light of the solar internal rotation, Mon. Not. R. astr. Soc. 315, No. 4, 778–790, (2000).

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СИСТЕМ, ОПИСЫВАЕМЫХ ТРЕХМЕРНОЙ МОДЕЛЬЮ ГРОССА–НЕВЁ С КОМПАКТИФИКАЦИЕЙ

Профессор Жуковский В.Ч.,
аспирант Жохов Р.Н., аспирант Колмаков П.Б.

В теоретической физике, в последние годы, активно исследуются модели с четырёхфермионным взаимодействием. Такие модели, будучи неперенормируемыми в четырёхмерном пространстве, тем не менее, находят своё применение в качестве эффективных моделей с ограниченной областью применимости, и «игрушечных» моделей с размерностью менее четырёх, демонстрирующих многие свойства квантовой хромодинамики, будучи при этом существенно проще. Кроме того, модели данного класса нашли широкое применение в описании полимерных систем в физике конденсированного состояния вещества. Одной из простейших моделей с четырёхфермионным взаимодействием является модель Гросса–Невё.

В нашей работе исследовалась 2+1–мерная модель Гросса–Невё [1] на цилиндре радиуса R , помещенном в обычное четырёхмерное пространство-время, в котором присутствует однородное магнитное поле $\vec{H} = H_0 \vec{e}_z$. Исследуемый цилиндр вкладывается в четырёхмерное пространство так, что его ось совпадает с осью z , а пространственные координаты (x_1, x_2) на нём образуют прямоугольную сетку, причём на поверхности цилиндра $\vec{e}_1 = \vec{e}_z$ и $\vec{e}_2 = \vec{e}_\varphi$. На поверхности цилиндра возникнет конфигурация векторного потенциала: $\vec{A} = \frac{RH_0}{2} \vec{e}_2$. При этом в пространстве с компактифицированным измерением постоянный векторный потенциал такого вида нельзя обратить в ноль калибровочным преобразованием (см например [2]).

Помимо влияния магнитного поля рассмотрено влияние химического потенциала μ , конечной температуры T и нетривиальных условий периодичности $\psi(x_0, x_1, x_2 + L) = e^{2\pi i \alpha} \psi(x_0, x_1, x_2)$, где $L = 2\pi R$ — длина окружности основания цилиндра.

Лагранжиан трехмерной модели Гросса–Невё в плоском пространстве без внешних параметров выглядит следующим образом:

$$L = \sum_{k=1}^N \bar{\psi}_k (i\gamma^\mu \partial_\mu) \psi_k + \frac{G}{2N} \left(\sum_{k=1}^N \bar{\psi}_k \psi_k \right)^2, \text{ где } N \text{ — число ароматов фермионов.}$$

Лагранжиан обладает $U(N)$ симметрией по ароматам и Z_2 киральной симметрией.

После преобразования Хаббарда–Стратоновича лагранжиан принимает вид

$$L = \sum_{k=1}^N \bar{\psi}_k (i\gamma^\mu \partial_\mu - \sigma) \psi_k + \frac{N}{2G} \sigma^2.$$

Используя метод $1/N$ разложения, можно перейти к приближению среднего поля $\sigma = \frac{G}{N} \langle \bar{\psi} \psi \rangle = \text{const}(x)$. Как видно, слагаемое $\bar{\psi} \sigma \psi$ входит в лагранжиан так же, как массовое слагаемое, и нарушает киральную симметрию в случае если $\sigma \neq 0$.

Учитывая конечную температуру и другие параметры переходим к эффективному потенциалу:

$$V_{\text{eff}} = \frac{\sigma^2}{2G} - \frac{1}{\beta L} \sum_{s=\uparrow, \downarrow} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{l=-\infty}^{\infty} \int \frac{dp_1}{2\pi} \ln \left[\left(\left(\frac{2\pi}{\beta} \right) \left(l + \frac{1}{2} \right) - i\mu_s \right)^2 + \left(\left(\frac{2\pi}{L} \right) \left(n + \alpha - \frac{eA_2 L}{2\pi} \right) \right)^2 + p_1^2 + \sigma^2 \right],$$

здесь $\mu_\uparrow = \mu + \mu_B H_0$, $\mu_\downarrow = \mu - \mu_B H_0$, где μ — химический потенциал, μ_B — магнетон Бора. Зависимость эффективного потенциала от «топологической фазы» $\phi = \alpha - \frac{eA_2 L}{2\pi}$ является проявлением эффекта Аронова–Бома (влияние данного эффекта подробно исследовалось в [3]).

После перенормировки и ряда преобразований эффективный потенциал записывается:

$$V_{\text{eff}} = \frac{\sigma^2}{\pi} \left(\frac{\sigma}{3} - \frac{\pi}{2(\Lambda/2\pi - 1/G)} \right) + 2 \operatorname{Re} \left(\frac{1}{\pi L^3} Li_3(e^{-L\sigma + 2\pi i \phi}) + \frac{\sigma}{\pi L^2} Li_2(e^{-L\sigma + 2\pi i \phi}) \right) - \\ - \frac{1}{\beta L} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \int \frac{dp_1}{2\pi} \left[\ln(1 + e^{-\beta(E_{n,p_1} + \mu_\uparrow)}) + \ln(1 + e^{-\beta(E_{n,p_1} - \mu_\uparrow)}) + \ln(1 + e^{-\beta(E_{n,p_1} + \mu_\downarrow)}) + \ln(1 + e^{-\beta(E_{n,p_1} - \mu_\downarrow)}) \right],$$

где $E_{n,p_1} = \sqrt{p_1^2 + \left(\frac{2\pi}{L} \right)^2 (n + \phi)^2 + \sigma^2}$, а $Li_\nu(z) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{z^k}{k^\nu}$ — полилогарифмы (см. [4]).

Первая группа слагаемых $\frac{\sigma^2}{\pi} \left(\frac{\sigma}{3} - \frac{\pi}{2(\Lambda/2\pi - 1/G)} \right)$ соответствует потенциалу плоской модели без внешних параметров. Можно видеть, что при $G > 2\pi/\Lambda$, в плоской модели потенциал имеет нетривиальный минимум $\sigma_0 = \frac{\pi}{\Lambda/2\pi - 1/G}$.

Найдя минимум эффективного потенциала по параметру σ , можно установить нарушена ли киральная симметрия при заданных внешних параметрах. При высоких температуре и/или химическом потенциале наблюдается восстановление симметрии. Пренебрегая Ааронова–Бома (численные оценки показывают, что он вносит существенный вклад при полях значительно больших, чем требуются для восстановления симметрии), можно наблюдать зависимость фазового портрета системы от граничных условий. При этом, для $\alpha \approx 0$ фазовая диаграмма при малых L принципиально не отличается от диаграммы для двумерной модели, в то время как для $\alpha \approx 1/2$ при сколь угодно малых L фазовая диаграмма не отличается принципиально от диаграммы плоской трёхмерной модели (что согласуется с замечаниями о размерной редукции при различных граничных условиях в [5]).

Дифференцированием эффективного потенциала по химическим потенциалам $\mu_\uparrow$ и $\mu_\downarrow$, найдены концентрации частиц с различными направлениями спинов $n_s = \partial V_{eff} / \partial \mu_s \big|_{\sigma=\sigma_{min}}$ (где σ_{min} — равновесное значение σ , при котором достигается минимум эффективного потенциала при заданных параметрах), после чего, аналогично вычислениям в [6] для двумерной модели, вычислена «спиновая» намагниченность $M = \mu_B(n_\uparrow - n_\downarrow)$, графики зависимости которой от магнитного поля при различных температурах наглядно демонстрируют наличие фазовых переходов в системе при изменении химического потенциала, а также отражают род этих фазовых переходов.

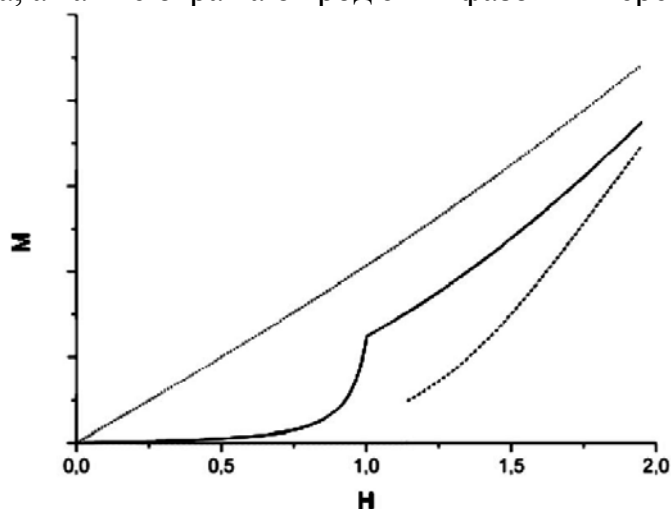


Рис. зависимость намагниченности от величины приложенного магнитного поля при различных температурах: сверху-вниз $3/2$, $4/5$ и $1/3$ от критической температуры при которой восстанавливается симметрия плоской модели

Литература

1. Gross D.J., Neveu A. // Phys. Rev. 1974. **D10**. P.3235
2. Sundrum R. // arXiv: hep-th/0508134. 2005.
3. Gamayun A.V., Gorbar E.V. // Phys. Let. 2005. **B610**. P.74-79.
4. Прудников А.П., Брычков Ю.А., Маричев О.И. // Интегралы и ряды, т.1. Элементарные функции. Москва. «Наука». 1981 г.
5. Bietenholz W., Gfeller A., Wiese U.-J. // JHEP. 2003.**10**. P.018
6. Caldas H., Ramos R.O. // Phys. Rev. 2009. **B80**. P.115428

**СПЕКТРАЛЬНАЯ ЗАДАЧА ДЛЯ ВОЛНОВОДА
С ОДНОРОДНЫМ БИ-ИЗОТРОПНЫМ ЗАПОЛНЕНИЕМ**

Ст. науч. сотр. *Мухартова Ю.В.*, профессор *Боголюбов А.Н.*,
аспирант *Боголюбов Н.А.*

В настоящее время весьма актуальной является разработка эффективных алгоритмов расчета электромагнитного поля в искусственных материалах, или метаматериалах, сильно взаимодействующих с электромагнитным полем. К их числу относятся материалы с отрицательной диэлектрической и магнитной проницаемостью, фотонные кристаллы, би-изотропные среды и так далее. Эти алгоритмы могут быть в дальнейшем использованы для многократного решения прямой задачи при решении задач синтеза материала с заданными свойствами. Одним из широко используемых методов является метод конечных элементов. Однако в случае электродинамических задач в полной векторной постановке метод конечных элементов может давать фиктивные решения. Существуют два основных способа борьбы с ними: апостериорный, когда истинное решение отделяют от фиктивных после процесса вычислений, и априорный, когда используют такие постановки задач, при которых фиктивные решения не возникают. При втором подходе часто используется метод смешанных конечных элементов, который эффективно подавляет нефизические решения, но обладает меньшей точностью, чем метод лагранжевых элементов. В настоящей работе для спектральной задачи в волноводе с идеально проводящими стенками и однородным би-изотропным заполнением предложен численный алгоритм поиска постоянных распространения, основанный на специальной обобщенной постановке векторной задачи, позволяющей использовать лагранжевы конечные элементы и исключаяющей появление нефизических решений.

Рассмотрим волновод с осью Oz и поперечным сечением $S = \{(x, y): x \in [0, a], y \in [0, b]\}$. Пусть волновод имеет идеально проводящую

боковую поверхность и однородное би-изотропное заполнение, характеризующееся материальными уравнениями

$$\mathbf{D} = a_{11}\mathbf{E} + a_{12}\mathbf{H}, \quad \mathbf{B} = a_{21}\mathbf{E} + a_{22}\mathbf{H}$$

в частотной области, где a_{11} , a_{12} , a_{21} , a_{22} – константы. Будем рассматривать невырожденный случай, когда $a_{11}a_{22} - a_{12}a_{21} \neq 0$. Рассмотрим спектральную задачу в волноводе для поля, имеющего гармоническую зависимость от времени вида $e^{-i\omega t}$. Будем искать решение в виде бегущей волны: $\mathbf{E}(x, y, z) = \mathbf{E}(x, y)e^{i\gamma z}$. Исключим из вихревых уравнений Максвелла вектор $\mathbf{H}$, умножим полученное уравнение скалярно на достаточно гладкий пробный вектор $\mathbf{E}^*(x, y) = \{E_1^*(x, y), E_2^*(x, y), E_3^*(x, y)\}$, а уравнение для дивергенции электрического поля – на выражение $\frac{\partial E_1^*}{\partial x} + \frac{\partial E_2^*}{\partial y} - i\gamma E_3^*$, проинтегрируем по области S и суммируем результаты. В результате получим следующее уравнение:

$$\begin{aligned} & \iint_S \{(\nabla E_1, \nabla E_1^*) + (\nabla E_2, \nabla E_2^*) + (\nabla E_3, \nabla E_3^*)\} ds + \gamma^2 \iint_S (\mathbf{E}, \mathbf{E}^*) ds = \\ & = ik(a_{21} - a_{12}) \iint_S \left(\frac{\partial E_3}{\partial y} E_1^* - \frac{\partial E_3}{\partial x} E_2^* + \frac{\partial E_2}{\partial x} E_3^* - \frac{\partial E_1}{\partial y} E_3^* \right) ds + \gamma k(a_{21} - a_{12}) \iint_S (E_2 E_1^* - E_1 E_2^*) ds + \\ & + k^2(a_{11}a_{22} - a_{12}a_{21}) \iint_S (\mathbf{E}, \mathbf{E}^*) ds. \end{aligned} \quad (1)$$

В случае $a_{12} = a_{21} = 0$ уравнение (1) представляет собой сумму обобщенных постановок *независимых* спектральных задач для компонент поля $\mathbf{E}$ в волноводе с заполнением $\varepsilon = a_{11}$, $\mu = a_{22}$. Так как компоненты поля должны быть связаны соотношением $\frac{\partial E_1}{\partial x} + \frac{\partial E_2}{\partial y} + i\gamma E_3 = 0$, прибавим к (1) уравнение

$$\iint_S \left(\frac{\partial E_1}{\partial x} + \frac{\partial E_2}{\partial y} + i\gamma E_3 \right) \left(\frac{\partial E_1^*}{\partial x} + \frac{\partial E_2^*}{\partial y} - i\gamma E_3^* \right) ds = 0. \quad (2)$$

В результате приходим к следующей обобщенной постановке задачи: *найти постоянные распространения γ и соответствующие им вектор-функции $\mathbf{E}(x, y) = \{E_1(x, y), E_2(x, y), E_3(x, y)\}$, компоненты которых принадлежат Соболевскому пространству $W_2^1(S)$, их сужения на границу ∂S удовлетворяют условиям*

$$E_1|_{y=0} = E_1|_{y=b} = E_2|_{x=0} = E_2|_{x=a} = E_3|_{x=0} = E_3|_{x=a} = E_3|_{y=0} = E_3|_{y=b} = 0, \quad (3)$$

а сами функции $E_j(x, y)$ удовлетворяют уравнению

$$\begin{aligned} & \iint_S \left\{ 2 \frac{\partial E_1}{\partial x} \frac{\partial E_1^*}{\partial x} + \frac{\partial E_1}{\partial y} \frac{\partial E_1^*}{\partial y} + \frac{\partial E_2}{\partial x} \frac{\partial E_2^*}{\partial x} + 2 \frac{\partial E_2}{\partial y} \frac{\partial E_2^*}{\partial y} + \frac{\partial E_3}{\partial x} \frac{\partial E_3^*}{\partial x} + \frac{\partial E_3}{\partial y} \frac{\partial E_3^*}{\partial y} \right\} ds + \\ & + \iint_S \left\{ \frac{\partial E_1}{\partial x} \frac{\partial E_2^*}{\partial y} + \frac{\partial E_2}{\partial y} \frac{\partial E_1^*}{\partial x} \right\} ds + i \gamma \iint_S \left\{ - \frac{\partial E_1}{\partial x} E_3^* - \frac{\partial E_2}{\partial y} E_3^* + E_3 \frac{\partial E_1^*}{\partial x} + E_3 \frac{\partial E_2^*}{\partial y} \right\} ds - \\ & - ik(a_{21} - a_{12}) \iint_S \left\{ \frac{\partial E_3}{\partial y} E_1^* - \frac{\partial E_3}{\partial x} E_2^* + \frac{\partial E_2}{\partial x} E_3^* - \frac{\partial E_1}{\partial y} E_3^* \right\} ds - \kappa(a_{21} - a_{12}) \iint_S \{ E_2 E_1^* - E_1 E_2^* \} ds + \\ & + \gamma^2 \iint_S \{ E_1 E_1^* + E_2 E_2^* + 2 E_3 E_3^* \} ds - k^2(a_{11}a_{22} - a_{12}a_{21}) \iint_S (\mathbf{E}, \mathbf{E}^*) ds = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

для любой вектор-функции $\mathbf{E}^*(x, y)$, компоненты которой принадлежат пространству $W_2^1(S)$, а их сужения на границу области S удовлетворяют условиям (3).

В гильбертовом пространстве $H(S)$ вектор-функций с компонентами из пространства $W_2^1(S)$ задача (4) эквивалентна спектральной задаче для операторного пучка $L(\gamma) = \hat{I} + \hat{C} + \gamma \hat{B} + \gamma^2 \hat{A}$, где операторы $\hat{A}$, $\hat{B}$ и $\hat{C}$ вполне непрерывны, причем оператор $\hat{A}$ является самосопряженным и положительно определенным. Следовательно, спектр задачи (4) состоит только из собственных чисел γ_n , причем действительных среди них может быть лишь конечное число.

Предложенная обобщенная постановка была взята за основу при численном решении спектральной задачи методом лагранжевых конечных элементов. При тестировании программы в случае волновода с однородным изотропным заполнением показано, что фиктивные решения не возникают. Для случая волновода с би-изотропным заполнением получен ряд спектральных кривых при различных значениях параметров заполнения.

Литература

1. I.V. Lindell, A.H. Sihvola, "Bi-isotropic constitutive relations", Microwave and Opt. Tech. Lett., Vol.4, pp.295-297, 1991.
2. А.Н. Боголюбов, А.Л. Делицын, "Расчет диэлектрических волноводов методом конечных элементов, исключая появление нефизических решений", Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия, No 1, pp. 9-13, 1996.

3. Боголюбов А.Н., Гао Цзесин, Мухартова Ю.В. Возбуждение электромагнитных колебаний в области с киральным заполнением // Журнал вычислительной математики и математической физики. 2011. Т.51, №9. С. 1721-1728.
4. А.Н. Боголюбов, Ю.В. Мухартова, Ц. Гао Расчет плоскопараллельного волновода с киральной вставкой методом смешанных конечных элементов// Матем. Моделирование, том 25, №2, 2013, С. 65-85.

Подсекция:
МЕТОДИКА ПРЕПОДАВАНИЯ

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

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В ИССЛЕДОВАНИЯХ СТРУКТУРНЫХ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В ТВЕРДОМ СОСТОЯНИИ

Доцент *Бровкина Е.А.*, мл. науч. сотр. *Мельников М.М.*,
профессор *Хунджуга А.Г.*,

На кафедре физики твердого тела физического факультета МГУ читается специальный курс «Фазовые превращения в металлических сплавах», в рамках которого изучаются структурные аспекты фазовых превращений в твердом состоянии, влияние фазового состава на физические свойства сплавов, в том числе и на такие уникальные свойства как эффект памяти формы.

В качестве иллюстративного материала к данному курсу предлагается использовать компьютерное моделирование картин дифракции от двухфазных объектов (исходной и выделяющейся фаз), с помощью которого можно дать представление о структурных аспектах фазовых превращений и возможностях методов рентгеноструктурного анализа и дифракционной электронной микроскопии в исследовании фазовых превращений в металлических сплавах.

Моделирование точечных картин дифракции от подобных систем, представляющих собой монокристалл исходной фазы с системой частиц фазы, сформированной в результате фазового превращения, разрабатывается уже достаточно давно, в том числе, и на кафедре физики твердого тела физического факультета МГУ, но в учебных целях до последнего времени не использовалось.

Расчет дифракционной картины основан на построении Эвальда и включает в себя нахождение координат узлов обратных решеток исходной и выделяющейся фаз, выявление узлов, удовлетворяющих уравнениям Лауэ, и определение положения соответствующих им рефлексов на пленке. При этом необходимо учитывать, что в случае рентгеновского излучения рефлекс от основной фазы формируются как на характеристическом, так и на «белом» излучении, а рефлекс фазы выделения (на ранних стадиях формирования) – только на характеристическом излучении. В электронном микроскопе длина волны электронов мала (определяется ускоряющим напряжением) – в этом случае радиус сферы Эвальда настолько велик, что вблизи нулевого узла обратной решетки сферическую поверхность можно считать плоской.

Для определения координат узлов обратных решеток обеих фаз, принимающих участие в формировании дифракционной картины, необходимо представить их в едином базисе, связанным с выбранной ориентацией монокристалла исходной фазы (аустенита) относительно первичного луча. При фазовых превращениях в твердом состоянии кристаллическая решетка исходной фазы связана с решеткой выделяющейся фазы строгим ориентацион-

ным соотношением, которое обычно записывается путем указания параллельных плоскостей и направлений, лежащих в этих плоскостях:

$$\{HKL\} \langle hkl \rangle_{\text{исх}} \parallel \{H'K'L'\} \langle h'k'l' \rangle_{\text{выд}}.$$

Переход от координат узлов обратной решетки фазы выделения к координатам тех же узлов в системе координат, связанной с базисными векторами решетки исходной фазы описывается матрицей ориентационного соотношения $\hat{A}$, столбцы которой являются проекциями базисных векторов решетки фазы выделения на базис решетки исходной фазы. Используя ориентационное соотношение и параметры решеток, можно вычислить матрицу соответствия $\hat{A}$, после чего необходимо путём перебора определить координаты узлов обратных решеток аустенита и мартенсита, удовлетворяющих условиям Лауэ, т.е. лежащих на сфере Эвальда, и с учетом геометрии съемки рассчитать координаты рефлексов на рентгенограмме

Симметрия кристаллической решетки исходной фазы предполагает реализацию всех кристаллографически эквивалентных вариантов ориентационного соотношения - в соответствии с количеством плоскостей типа $\{HKL\}$ и направлений типа $\langle hkl \rangle$ решетки исходной фазы, фигурирующих в ориентационном соотношении. Для каждого варианта следует рассчитать свою матрицу ориентационного соотношения $\hat{A}_i$, используя, например, операторы симметрии решетки исходной фазы $\hat{S}_i$ (осуществляют все возможные перестановки троек индексов $\{HKL\}$):

$$\hat{A}_i = \hat{S}_i \cdot \hat{A}.$$

Данный алгоритм может быть применен к любой системе, состоящей из двух монокристаллов с заданной ориентацией друг относительно друга. В случае исследования мартенситных превращений необходимо учесть ряд особенностей:

— двойникование кристаллов мартенситной фазы, играющее в механизме эффекта памяти формы не меньшую роль, чем само мартенситное превращение;

— возможность поворота кристалла мартенсита (связанного с минимизацией упругой энергии) на некоторый угол относительно первоначально заданного ориентационного соотношения.

Двойникование кристаллов мартенсита можно учесть с помощью замены матрицы ориентационного соотношения $\hat{A}$ на матрицу $\hat{A} \cdot \hat{D}$, где $\hat{D}$ - матрица двойникования, конкретный вид которой определяется плоскостью двойникования (HKL).

Визуализация результатов расчета, т.е. графическое построение рентгенограмм (микроэлектронограмм) на экране монитора и вывод их на печать, реализуется через интерактивное окно программы. Через это же окно вводятся и исходные данные:

- ориентировка кристалла аустенита относительно первичного луча (задается двумя направлениями в решетке аустенита, параллельными лучу и вертикали);
- интервал длин волн излучения для каждой из фаз;
- тип решетки Бравэ и параметры основной фазы и выделяющейся фазы
- плоскость двойникования.
- направление оси и угол поворота кристалла мартенсита.

После введения исходных данных практически мгновенно рассчитанная рентгенограмма или микроэлектронोगрамма выводится на экран и может быть распечатана в масштабе, соответствующем эксперименту.

The screenshot shows the 'Martensit' software interface. The main window displays a diffraction pattern titled 'Двойникование'. The interface includes several control panels:

- Ориентационное соотношение:** Contains two sets of Miller indices. 'Основная фаза' is (0 1 0) and '< 0 0 1 >'. 'Выдел. фаза' is (0 1 1) and '< 1 0 0 >'. Buttons for 'Печать' and 'Выход' are at the top right.
- Параметры основной фазы:** Includes input fields for a1, a2, a3 (all set to 3), alfa1, alfa2, alfa3 (all set to 90). Radio buttons for 'ГЦК', 'ОЦК' (selected), and 'Примитивная' are present.
- Параметры выделяющейся фазы:** Includes input fields for b1, b2, b3 (2.81, 4.13, 4.52) and beta1, beta2, beta3 (90, 96.8, 90).
- Ориентировка основной фазы:** Contains two sets of Miller indices for orientation: 'по лучу' (< 0 0 1 >) and 'по вертикали' (< 0 1 0 >).
- Поворот на углы:** Includes input fields for alpha, beta, gamma (all 0) and a 'Поворот' button.
- Поворот выдел. фазы вокруг направления основной фазы:** Includes input fields for direction (1 1 1) and angle (0), with a 'Поворот' button.
- Параметры излучения:** Includes input fields for aLmin, aLmax (0.3, 3), bLmin, bLmax (0.66, 0.73).
- Двойникование:** Includes a field for the twinning plane (1 0 1) and a checked checkbox for 'Двойникование'.
- A 'Предварительный расчет' button is located at the bottom right.

В специальном физическом практикуме кафедры физики твёрдого тела физического факультета МГУ имеется возможность снимать рентгенограммы неподвижного монокристалла соединения TiNi, в котором имеет место мартенситное превращение, начинающееся в процессе охлаждения при температуре около 300 К. Используя гистерезис мартенситного превращения, можно получить рентгенограммы монокристалла исходной

фазы, а также этого же кристалла, претерпевшего мартенситное превращение. Отметим, что поскольку соединение $TiNi$ относится к сплавам с эффектом памяти формы, мартенситное превращение в нем является термоупругим, т.е. кристаллографически обратимым – монокристалл исходной фазы после термоциклирования в области превращения остается монокристаллом.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ КОМПЬЮТЕРНЫХ ТЕСТОВ ПО МЕХАНИКЕ: НОВЫЕ ДАННЫЕ

Доцент *Иванов В.Ю.*, ст. преподаватель *Полякова И.Б.*

Компьютерное тестирование является хорошим инструментом проверки текущих знаний студентов. На кафедре общей физики тестирование проводится по всем разделам курса общей физики. Мы занимаемся компьютерным тестированием по механике. В течение последних двух лет мы пишем о результатах этого тестирования [1,2]. В настоящем докладе приводятся новые данные по результатам тестирования студентов первого курса в 2013 году. Мы также попытались сравнить результаты нашего тестирования с результатами ЕГЭ и экзамена по механике.

Первым разделом физики, который студенты изучают на физическом факультете МГУ, является механика, и первым тестированием по физике, с которым они встречаются во время обучения, является тестирование по механике. Важно, чтобы в результате обучения студенты хорошо усвоили как теоретический материал, так и алгоритмы решения типовых задач механики. Усвоение теоретического материала проверяется, в первую очередь, на экзамене, а умение решать классические задачи механики проверяется, в частности, в данном тестировании.

Структура нашего тестирования такова. Поступив на первый курс физического факультета, студенты проходят вступительное тестирование по механике. При этом знание физики у них, естественно, находится на школьном уровне. Цель вступительного тестирования – определить начальный уровень знаний студентов. Тест состоит из девяти задач (разделы теста указаны ниже на рисунке) школьного уровня сложности. На решение задач теста отводится 45 минут.

На этом этапе интересно сравнить результаты нашего тестирования с результатами сдачи ЕГЭ по физике, который сдают все будущие абитуриенты физического факультета. В докладе приведены результаты такого сравнения.

Второе тестирование студенты проходят в середине октября. Это так называемое промежуточное тестирование. Его цель – проконтролировать успеваемость студентов в середине семестра. Промежуточное тести-

рование даёт возможность студентам проверить свои знания на данном этапе, а преподавателям – оценить общую успеваемость в группе и эффективность своей работы. К этому моменту обычно изучено примерно 50% объёма курса механики, причём пройденные темы практически повторяют школьный курс физики. Тест состоит из восьми задач (разделы теста указаны ниже на рисунке) и содержит задачи среднего уровня сложности, методы решения которых не сильно отличаются от школьных. На решение задач теста отводится 45 минут.

Здесь можно сравнить результаты текущего тестирования с результатами вступительного теста. В докладе приводятся результаты сравнения итогов вступительного и промежуточного тестов для определённой выборки студентов.

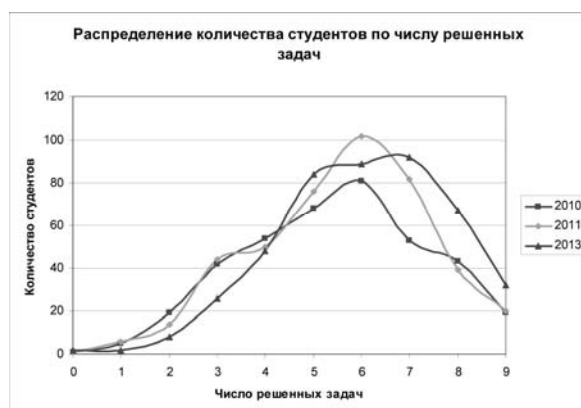


Рис. 1. Результаты вступительного теста. Разделы теста: 1 - кинематика материальной точки; 2 - кинематика твёрдого тела; 3 - динамика; 4 - импульс; 5 - энергия; 6 - статика; 7 - гидростатика; 8 - колебания; 9 - волны

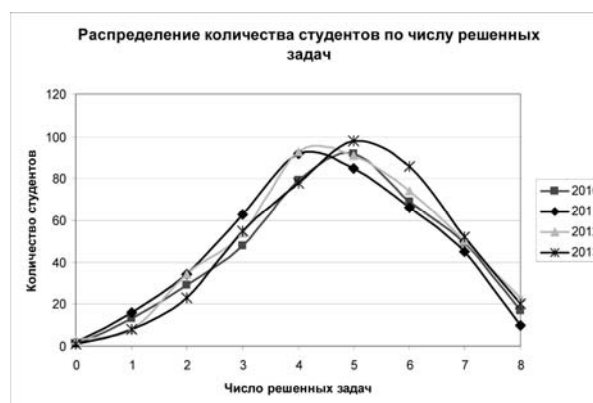


Рис. 2. Результаты промежуточного теста. Разделы теста: 1 - кинематика материальной точки; 2 - кинематические связи; 3 - динамика материальной точки и простейших систем; 4 - динамика движения материальной точки по окружности; 5 - неинерциальные системы отсчёта; 6 - импульс, центр масс; 7 - работа и энергия; 8 - импульс, работа и энергия

И, наконец, третье – итоговое тестирование в конце семестра. Этот тест проводится в середине декабря накануне сессии. Цель итогового тестирования – оценить знания студентов накануне сессии и обратить их внимание на те разделы, которые они усвоили хуже. Во второй половине семестра изучаются разделы механики, которых нет в школьной программе. Итоговый тест включает в себя все разделы университетского курса механики и состоит из одиннадцати задач (разделы теста указаны ниже на рисунке), уровень сложности которых соответствует университетским задачникам по механике. На выполнение теста отводится 90 минут.

На этом этапе вновь можно сравнить результаты текущего тестирования с результатами предыдущих тестов для некоторой выборки студен-

тов. Такое сравнение позволяет сделать выводы о том, насколько эффективен процесс обучения, и как студенты усваивают новый материал.



Рис.3. Результаты итогового теста. Разделы теста: 1 - кинематика; 2 - динамика; 3 - импульс; 4 - работа и энергия; 5 - неинерциальные системы отсчёта; 6 - кинематика твёрдого тела; 7 - динамика твёрдого тела; 8 - момент импульса; 9 - колебания; 10 - специальная теория относительности; 11 - волны

Эти выводы важны, так как университетский подход к обучению отличается от школьного тем, что больший упор делается на самостоятельную работу. Студенты получают большой объём информации в сжатые сроки и, чтобы хоть как-то её усвоить, они вынуждены весьма активно работать. Данные выводы становятся особенно актуальными в связи с недавним введением на физическом факультете МГУ двух семинаров по физике в неделю. Мы также задались вопросом: насколько хорошо результаты итогового теста коррелируют с результатами экзамена по механике. В докладе приведены результаты нашего анализа.

В заключение приведём итоговую таблицу, отражающую результаты тестов за последние четыре года.

Среднее число решённых задач в расчёте на одного студента:

	2010 год	2011 год	2012 год	2013 год
Вступительный тест	5,5	5,6	-	6,0
Промежуточный тест	4,8	4,5	4,8	4,9
Итоговый тест	6,2	6,1	6,4	7,1

Литература

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

ПРЕДСТАВЛЕНИЕ НАУЧНО-ОБРАЗОВАТЕЛЬНОГО КОНТЕНТА В ИНТЕРНЕТЕ

Доцент *Кэбин Э.И.*

Представление научно-образовательного контента в Интернете получило широкое распространение. Это

- электронные библиотеки (формат представления – pdf или djvu, обычно преобладает djvu);
- научные журналы (формат представления – pdf);
- словари, энциклопедии, наиболее популярна здесь "Википедия" (формат представления – html);
- научно-образовательные сайты (используются различные форматы и технологии: html, pdf, djvu, flv, swf, Adobe Flash (Macromedia Flash), JavaScript, Java и др.)

В МГУ давно работают научно-образовательные сайты: "Все о геологии" (геологический факультет), "Astronet" (ГАИШ), ChemNet (химический факультет). Сайт "Ядерная физика в Интернете" также работает уже более 10 лет.

На нашем сайте представлены разнообразные материалы.

- Материалы курса для классических университетов «Физика атомного ядра и частиц»
 - o Программа курса
 - o Материалы по курсу, в том числе слайды к лекциям
 - o Разработки к семинарам
 - o Задачи с решениями
 - o Описание задач общего ядерного практикума физического факультета МГУ
- o Виртуальный лабораторный практикум
- Электронная библиотека
- Материалы к спецкурсам
- Радиационная экология
- Популярно о науке
- Различные коллекции ссылок
- Рефераты студентов
- Коллекция фотографий физиков и их биографические данные
- Справочные материалы и Разное
 - o Хроника открытий в физике ядра и частиц
 - o Нобелевские лауреаты по физике
 - o Материалы научного и студенческого семинаров
 - o и т. п.

Основной формат представления контента на сайте – html. Он позволяет наиболее гибко использовать возможности гипертекста. На рисунке показан пример связей.



Кроме того, поисковые системы хуже индексируют pdf-файлы, и, кажется, до сих пор не индексируют djvu-файлы, даже с текстовым слоем. Использование поисковых систем для получения желаемой информации гораздо эффективнее, если она содержится в html-файлах. Однако, преобразование исходных doc, odt и tex-файлов в html часто приводит к необходимости "ручного" перевода большинства формул в gif-файлы, что, учитывая их обилие в физико-математической литературе, приводит к дополнительным трудностям. Тем не менее, на сайте производится постоянная работа по переводу pdf в html. Это приводит к увеличению посещаемости за счет визитов от поисковых систем.

С другой стороны оптимальным решением для электронной библиотеки является представление книг в djvu. Так как их объем в djvu существенно меньше, чем в pdf, а пользователям, в подавляющем количестве случаев нужна возможность чтения с экрана и удовлетворительное качество распечатки, а не типографское качество печати.

Лекции и доклады на сайте представлены в различных форматах.

- Слайды к лекциям в формате pdf. Недостатком этого варианта является то, что не вся информация лекции может быть отражена на слайдах.
- Слайды к лекциям (графические файлы, внедренные в html страницы). Этот вариант позволяет использовать возможности гипертекста.
- Видео (в технологии Adobe Flash (Macromedia Flash)). Исходный avi-файл преобразуется в flv, swf. В большой степени информативность такого представления лекции в большой степени зависит от качества съемки. Подчас слайды плохо видны. Кроме того, для получения удовле-

творительного качества может потребоваться довольно высокая скорость передачи данных.

- Видео + слайды. Это паллиативное решение для выше рассмотренного варианта. Вместе с флеш на странице размещаются и ссылки на слайды. Если слайды на флеш плохо видны, они по желанию пользователя они могут в необходимый момент воспроизводиться на странице.

- Слайды + звук. Во время лекции записывается только звук. Звук и видео обрабатываются раздельно. Слайды в формате pdf или ppt конвертируются во флеш, где синхронизируются со звуком. К слайдам добавляется анимация. Это подход позволяет получить приемлемое качество уже при скорости аналоговых модемов. Однако этот подход требует довольно большой и грамотной работы по обработке первичного материала.

- Слайды + аудио-видео. Во время лекции записывается не только звук, но и видео. В остальном все аналогично, за исключением того, что на странице отдельно воспроизводятся слайды и лектор. Причем, размер картинка с лектором может быть небольшой. Это позволяет ограничиться относительно небольшой скоростью передачи. Трудозатраты в этом случае естественно больше, чем в предыдущем случае.

ТЕСТ ПЕРЕД ЭКЗАМЕНОМ ПО ОПТИКЕ

Доцент *Митин И.В.*,

Ст. преподаватель *Полякова И.Б.*, доцент *Иванов В.Ю.*

На прошлогодних Ломоносовских чтениях нами был представлен доклад о тестах перед экзаменом по электричеству и магнетизму [1]. Эта работа была частью работы по созданию полного цикла тестов перед экзаменами по всем разделам курса общей физики. Данная работа ведётся уже довольно давно [2], и сегодня мы представляем заключительную часть нашего цикла – доклад о тестах перед экзаменом по оптике. Тестирование как элемент учебного процесса широко используется на физическом факультете МГУ, позволяя быстро и объективно оценить степень подготовленности студентов по тому или иному предмету. Напомним, зачем, по нашему мнению, нужны тесты перед экзаменами. На экзамене весьма актуальной является проблема объективной оценки знаний студентов. В то же время, при традиционном способе проведения экзамена существует ряд проблем, которые влияют на объективность оценки знаний и затрудняют работу преподавателя. Перечислим коротко эти проблемы. Во-первых, это разная степень сложности билетов. Есть билеты, как говорится, «трудные», а есть – весьма простые. Во-вторых, разная степень охвата материала тем или иным билетом. Например, в одном билете могут быть вопросы, касающиеся законов отражения и преломления света и свойств электромагнитных волн, а в другом – явлений интерференции и дифракции света. В-третьих, случайность выбора билета. Студент может «выучить» лишь несколько билетов и получить один из них на экзамене и наоборот. В-

четвёртых, при подготовке к ответу на вопросы билета студенты имеют возможность воспользоваться шпаргалками, так как вопросы билетов известны им заранее. И, наконец, в-пятых, преподавателю нужно придумывать какие-то дополнительные вопросы, если он хочет более широко проверить знания студента. Все эти проблемы можно решить с помощью теста перед экзаменом.

Обычно на экзамене студент «вытягивает» билет, готовится по нему и беседует с преподавателем. В нашем случае экзамен дополняется ответами на вопросы теста, которые студент пишет на отдельном листе бумаги и сдаёт преподавателю ещё до того как получает билет. Заметим, что конкретные вопросы теста студенту заранее неизвестны. Списать ответы на эти вопросы ему неоткуда (у соседа будет другой вариант теста), да и некогда (на тест отводится около 15 минут). Таким образом, у преподавателя к моменту беседы со студентом имеется «документ», отражающий общие знания студента по всему курсу. Тест также позволяет преподавателю сориентироваться при формулировке дополнительных вопросов, так как из ответов на вопросы теста видно, какие темы студент знает лучше, а какие – хуже. Окончательное решение об оценке за экзамен преподаватель принимает на основании ответа на вопросы основного билета и результатов теста. При этом, как мы считаем, объективность оценки знаний существенно повышается. Однако, для этого тест должен быть составлен так, чтобы по возможности полно отражать все темы изучаемого курса.

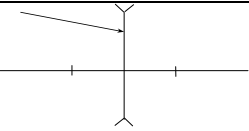
Итак, речь пойдёт о четвёртой части теста перед экзаменами – тесте перед экзаменом по оптике. Раздел «Оптика» изучается студентами в четвёртом семестре (весенний семестр второго курса). Этот раздел завершает знакомство студентов с общей физикой и закладывает базу для изучения таких разделов физики как «Квантовая физика» и «Атомная физика», а также теоретических разделов физики на старших курсах. Студенты знакомятся с новыми абстрактными моделями: плоская гармоническая бегущая волна, точечный источник света, монохроматический источник света, тонкая линза; изучают такие важные физические явления как интерференция и дифракция; знакомятся с понятием когерентности, пространственным преобразованием Фурье, устройством лазера и голографией. Важность оптики как курса общей физики заключается в том, что оптические явления «лежат» на границе между классической и квантовой физикой, так как свет, обладая корпускулярно-волновым дуализмом, может проявлять себя и как электромагнитная волна, и как поток особых частиц – фотонов. Световые явления сыграли важную роль в создании современных теорий строения вещества и устройства Вселенной. Поэтому важно, чтобы студенты хорошо усвоили материал данного раздела общей физики. Тесты перед экзаменом дают возможность оценить их знания.

Как уже упоминалось, цель тестов – по возможности полно охватить весь курс оптики, чтобы можно было объективно оценить базовые знания студентов. Мы старались придерживаться следующей структуры теста:

1 вопрос – геометрическая оптика;

- 2 вопрос – свойства электромагнитных волн;
 3 вопрос – поляризация света;
 4 вопрос – интерференция монохроматических волн, многоволновая интерференция;
 5 вопрос – интерференция квазикогерентного света;
 6 вопрос – дифракция Френеля;
 7 вопрос – дифракция Фраунгофера, спектральные приборы;
 8 вопрос – дисперсия света;
 9 вопрос – двулучепреломление, кристаллооптика;
 10 вопрос – интерференция поляризованного света.

Ниже приводится вариант теста перед экзаменом по курсу “Оптика”.

1. На рассеивающую линзу (положение фокусов отмечено черточками) падает луч света. Нарисовать ход луча за линзой.	
2. Взаимная ориентация полевых векторов и волнового вектора в плоской электромагнитной волне (рисунок):	
3. Степень поляризации частично поляризованного света 0,25. Найти отношение интенсивности поляризованной составляющей этого света к интенсивности естественной составляющей.	
4. Монохроматический свет попадает в интерферометр Майкельсона. На выходе интерферометра наблюдаются полосы равной толщины. Записать выражение для интенсивности интерференционной картины (формула):	
5. В схеме Юнга используется квазимонохроматический точечный источник света. Изобразить график распределения интенсивности на экране (схема и график):	
6. Плоская монохроматическая волна падает на непрозрачный диск, который для точки наблюдения закрывает внутреннюю половину первой зоны Френеля. Чему равна интенсивность в точке наблюдения, если интенсивность падающей волны равна I_0 ?	
7. Распределение интенсивности на экране при дифракции Фраунгофера на 5 щелях и соотношении b/d равном $1/3$ (график):	
8. Нарисовать зависимость $n(\omega)$ с участками нормальной и аномальной дисперсии (график):	
9. Дополнить фразу: в отрицательном одноосном кристалле скорость обыкновенной волны _____, чем скорость необыкновенной волны.	
10. Интенсивность прошедшего света при скрещенных	

поляризаторе и анализаторе, между которыми находится пластинка одноосного кристалла, ось которого направлена под углом 45^0 к плоскости пропускания поляризатора (формула):	
---	--

Приведённый вариант теста даёт представление о характере возможных дополнительных вопросов по курсу “Оптика”.

Литература

1. Полякова И.Б., Митин И.В., Иванов В.Ю. Тест перед экзаменом по электричеству и магнетизму как способ проверки базовых знаний студентов. Сборник тезисов докладов научной конференции «Ломоносовские чтения», Москва, МГУ, 15 - 24 апреля 2013 года, секция физики, с. 175-178.

2. Полякова И.Б., Иванов В.Ю. Тест перед экзаменом по физике (молекулярная физика и термодинамика). Сборник тезисов докладов научной конференции «Ломоносовские чтения», Москва, МГУ, 14 - 23 ноября 2011 года, секция физики, с. 165-168.

ПРАКТИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ МЕХАНИКИ В КУРСЕ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ

Доцент Никанорова Е.А.

Раздел «Механика» является первой частью курса общей физики, преподаваемого на физическом факультете МГУ в течение первых двух лет обучения. Преподавание общей физики проводится по трем направлениям: лекции, семинарские занятия и общий физический практикум. Непосредственное общение преподавателей со студентами, и оценка уровня их подготовки происходит на семинарах и в лабораториях общего физического практикума, что повышает требования к проведению данных видов занятий, особенно учитывая снижение посещаемости студентами лекций.

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 – 5] и лабораторный практикум по механике [6].

Для установления единого уровня сложности задач и широты охвата материала на семинарах служит пособие «Разработка семинарских занятий» (книга преподавателя) [2 – 5]. В данном пособии описаны основные принципы проведения семинара. Рассматривается порядок подачи учебного материала, включающий проверку теоретической подготовки студента, обсуждение метода решения задачи, анализ физического смысла результата, разбор характерных ошибок.

Разработка семинаров предназначена для преподавателей, ведущих занятия по курсу общей физики со студентами физических специальностей высших учебных заведений.

Учебное пособие состоит из четырех разделов:

Раздел 1. Кинематика и динамика материальной точки и простейших систем, законы сохранения импульса и механической энергии.

Раздел 2. Неинерциальные системы отсчета. Основы релятивистской механики.

Раздел 3. Кинематика и динамика твердого тела, закон сохранения момента импульса.

Раздел 4. Механические колебания и волны. Основы механики сплошных сред.

Каждый из разделов состоит из 6 – 7 семинаров на конкретные темы, и заканчивается семинаром, предназначенным для контрольной работы по данному разделу.

Материал разработки подобран таким образом, чтобы помочь преподавателю проводить семинары, затрагивая все наиболее важные вопросы по рассматриваемой теме. Для этого содержание каждого семинара разбито на четыре части.

Первая часть включает в себя теоретические вопросы, соответствующие читаемому курсу лекций и предназначенные для оценки готовности студентов к семинару. Вопросы могут обсуждаться либо в начале семинара, либо перед решением той или иной задачи.

Основным содержанием каждого семинара является набор задач с решениями, представленный во второй части семинара. В каждой задаче содержится указание на тему, к которой эта задача относится. Решение проводится в рамках определенной схемы, предложенной в [1] и состоящей в следующем:

- определить с моделями материальных объектов и явлений;
- записать полную систему уравнений для искомых величин;
- получить искомый результат в аналитическом и численном видах, провести его анализ.

В третьей части содержится набор коротких задач, которые могут быть использованы для того, чтобы акцентировать внимание студентов на важных физических моментах, относящихся к теме занятия или для проверки усвоения темы семинара. Их можно использовать также для проверки готовности студентов к работе.

В четвертой части каждого семинара содержатся формулировки задач (и их номера в соответствующих задачниках), которые могут быть даны студентам в качестве домашнего задания. Некоторые из предложенных задач являются оригинальными, поэтому в них дан ответ без ссылки на задачник.

Содержание последнего семинара каждого раздела отличается от всех остальных: в нем по каждому семинару предлагаются варианты задач

с краткими решениями, которые преподаватель может использовать в контрольной работе.

В конце разработки дается список литературы.

Пособие, изданное по главам небольшими тиражами, прошло апробацию. В течение двух лет оно использовалось преподавателями при проведении занятий на первом курсе физического факультета МГУ. В результате было сделано большое число важных замечаний, позволивших значительно улучшить окончательный вид пособия.

Опыт проведения практических занятий со студентами младших курсов показывает, что в настоящее время, к сожалению, наблюдается заметное снижение среднего уровня подготовки выпускников средних учебных заведений в области физики при сохранении высокого уровня у относительно небольшой части вчерашних школьников.

Преподаватели первого курса вынуждены ориентироваться на среднего студента, и не имеют возможности рассматривать на семинарах задачи повышенной сложности. Поэтому возрастает роль методических пособий, ориентированных на самостоятельную работу студентов.

Целью методического пособия [1] по решению задач механики для студентов первого курса которого является:

во-первых, изложение основных *методов* решения задач различных типов;

во-вторых, дать возможность сильным студентам не ограничиваться задачами среднего уровня, разбираемыми на семинарских занятиях, а ознакомиться с решением задач повышенной сложности;

в-третьих, дать основные теоретические сведения по каждой теме, необходимые при решении задач.

Новизна методического пособия заключается также в сравнении различных методов решения конкретной задачи и демонстрации преимуществ одного из предложенных методов перед другими. Особое внимание уделяется выбору моделей материальных объектов и явлений на начальном этапе решения задачи.

Учебное пособие по решению задач механики, написанное на основании многолетнего опыта проведения занятий по общей физике на физическом факультете МГУ, состоит из оглавления, девяти глав и списка литературы. Разбиение на главы произведено в соответствии с темами семинарских занятий:

Глава 1. Кинематика материальной точки и простейших систем.

Глава 2. Динамика материальной точки и простейших систем.

Глава 3. Законы сохранения импульса и механической энергии системы материальных точек.

Глава 4. Движение материальной точки в неинерциальных системах отсчета. Силы инерции.

Глава 5. Кинематика в теории относительности.

Глава 6. Кинематика и динамика абсолютно твердого тела.

- Глава 7. Законы сохранения момента импульса и энергии. Гироскопы. Гироскопические силы.
- Глава 8. Свободные и вынужденные колебания систем с одной степенью свободы. Резонанс.
- Глава 9. Бегущие и стоячие волны. Моды и нормальные частоты.

Структура изложения каждой темы одинакова, при этом каждая глава включает в себя следующие разделы:

1. Теоретический материал;
2. Основные типы задач и методы их решения;
3. Примеры решения задач;
4. Задачи для самостоятельного решения.

Теоретический материал, представленный в начале каждой главы, содержит основные определения, формулировки законов, а также необходимые для решения задач формулы. В пособии дается классификация задач, и предлагаются методы их решения. В каждой главе приведено подробное решение 10 – 12 типичных задач и предложено 10 – 12 задач для самостоятельного решения с ответами.

В качестве примера изложенных в пособии методов решения задач приведу предложенную общую схему решения задач динамики. Предлагается при решении задач динамики придерживаться следующей последовательности действий:

I. Определиться с моделями материальных объектов и явлений.

1. Нарисовать чертеж, на котором изобразить тела.
2. Задать и изобразить систему отсчета (из соображений удобства).
3. Изобразить и обозначить все силы и необходимые кинематические характеристики системы.
4. Выбрать модели тел и их движения (если это не сделано в условии задачи).

II. Записать полную систему уравнений для искомых величин.

5. Записать уравнения движения в проекциях на оси координат для всех тел системы.
6. Использовать третий закон Ньютона, если это не было сделано ранее в п.3.
7. Использовать законы, описывающие индивидуальные свойства сил:
 - а) закон всемирного тяготения,
 - б) закон Гука,
 - в) закон Амонтона – Кулона и т.д.
8. Записать уравнения кинематической связи.
9. Использовать результаты ранее решенных задач и особые условия задачи.

III. Получить искомый результат в аналитическом и численном видах.

10. Решить систему полученных уравнений.

11. Провести анализ решения (проверить размерность и лишние корни, рассмотреть характерные случаи, установить область применимости).

12. Получить численный результат.

Примечания

В случае решения задач на динамику материальной точки в пунктах 3 – 5 речь идет о характеристиках материальной точки, а п.6 надо опустить.

В случае решения задач на динамику простейших механических систем в пунктах 3 – 6 речь идет о характеристиках и уравнениях движения тел и силах, действующих между телами рассматриваемой системы.

Пункты 5 – 8 (в том числе 7.а – 7.в) можно выполнять в той или иной последовательности в зависимости от решаемой задачи.

Учебное пособие «Методика решения задач механики» предназначено для самостоятельной работы студентов высших учебных заведений и имеет целью помочь им овладеть основными методами решения задач механики. Пособие, изданное сначала по главам небольшим тиражом, а затем в книжном варианте прошло апробацию. Преподаватели, ведущие занятия на первом курсе, в течение нескольких лет использовали его при проведении занятий и высказали свои замечания и предложения, которые были учтены авторами при подготовке книжного варианта.

Развитие навыков эксперимента и анализа его результатов происходит в процессе занятий студентов в общем физическом практикуме.

Учебное пособие «Лабораторный практикум по механике» [6] содержит описания лабораторных работ раздела «Механика» практикума по общей физике физического факультета. Подбор лабораторных работ соответствует программе курса общей физики и является логическим продолжением теоретического курса, читаемого на физическом факультете МГУ.

Материалы пособия «Лабораторный практикум по механике» предназначены для самостоятельной подготовки студентов к выполнению работ. В связи с этим в пособии имеется как общее теоретическое введение, так и более подробное изложение теории к каждой лабораторной работе. Кроме того, в каждой работе сформулированы цель и идея эксперимента, дано описание установки и подробное изложение последовательности проведения эксперимента и обработки результатов. Представленные в пособии лабораторные работы являются результатом работы нескольких поколений преподавателей кафедры общей физики физического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова. В последние годы созданы и изготовлены новые современные лабораторные работы с использованием современных экспериментальных методов исследования физических процессов. Более 50% лабораторных работ являются автоматизированными с управлением компьютером. В каждом семестре студент выполняет 12 лабораторных работ, причем

60–70% являются обязательными для всех студентов, а остальные распределяются преподавателями с учетом уровня подготовки студентов.

Лабораторный практикум по механике состоит из двух частей, первая из которых издана небольшим тиражом [6], а вторая готовится к изданию. В каждой части пособия описания лабораторных работ объединены в главы и имеют общее теоретическое введение. Первая часть методического пособия имеет следующее содержание:

Часть I

Глава 1. Динамика материальной точки и простейших систем.

Введение.

Лабораторная работа 1.1. Кинематика и динамика твердого тела вдоль скамьи с воздушной подушкой.

Лабораторная работа 1.2. Изучение динамики простейших систем с помощью машины Атвуда.

Приложение 1. Метод наименьших квадратов.

Глава 2. Механика твердого тела.

Введение.

Лабораторная работа 2.1. Изучение вращательного движения твердого тела вокруг закрепленной оси.

Лабораторная работа 2.2. Определение моментов инерции тел простой формы и проверка теоремы Гюйгенса – Штейнера методом крутильных колебаний.

Лабораторная работа 2.3. Определение моментов инерции тел простой формы.

Лабораторная работа 2.4. Определение момента инерции колеса.

Лабораторная работа 2.5. Изучение тензора инерции твердого тела.

Лабораторная работа 2.6. Определение тензора инерции твердого тела.

Приложение 2. Определение моментов инерции тел, имеющих простейшую геометрическую форму.

Глава 3. Законы сохранения в механике.

Введение.

Лабораторная работа 3.1. Измерение скорости полета пули с помощью баллистического маятника.

Лабораторная работа 3.2. Крутильный баллистический маятник.

Лабораторная работа 3.3. Изучение движения маятника Максвелла.

Лабораторная работа 3.4. Измерение реактивной силы.

Лабораторная работа 3.5. Проверка закона сохранения момента количества движения.

Глава 4. Силы трения.

Введение.

Лабораторная работа 4.1. Определение коэффициента силы сухого трения.

Лабораторная работа 4.2. Определение коэффициента трения качения.

Лабораторная работа 4.3 Определение коэффициентов сил вязкого трения и трения качения трения.

Вторая часть лабораторного практикума содержит три главы:

Часть II

Глава 5. Упругие деформации.

Глава 6. Механические колебания.

Глава 7. Упругие волны.

В теоретическом введении к главе даны определения физических величин, приведены формулировки законов, используемых в работах, выведены основные формулы. В процессе домашней подготовки к выполнению работы в общем физическом практикуме студент должен ознакомиться не только с описанием конкретной лабораторной работы, но и с теоретическим материалом, изложенным во введении к главе. В конце каждой главы приведен список литературы, позволяющий более глубоко ознакомиться с теоретическим материалом, изучаемым в работе.

Каждая из глав содержит несколько лабораторных работ по указанной теме.

В данном учебном пособии [6] использована единая структура изложения материала каждой лабораторной работы:

1. В первом пункте описания кратко формулируется *цель работы*. Например, в лабораторной работе 3.3 «Изучение движения маятника Максвелла» цель сформулирована следующим образом:

2. Изучение законов динамики вращательного движения твердых тел на примере маятника Максвелла и измерение момента инерции осесимметричного твердого тела.

3. Во втором пункте описания излагается *идея эксперимента*. Например, в лабораторной работе 4.3 «Определение коэффициента трения качения» идея эксперимента сформулирована следующим образом:

4. В работе исследуются затухающие механические колебания. По уменьшению амплитуды колебаний за определенное число периодов определяются коэффициенты трения качения.

5. *Теоретическое введение*. В этом пункте приведен подробный вывод всех расчетных формул, используемых в данной работе. При написании этой части описания лабораторной работы мы придерживались

методов решения задач, изложенных в «Методике решения задач механики» [1] и «Разработке семинарских занятий» [2 – 5].

6. *Экспериментальная установка.* В этом разделе приведена схема установки, которая сопровождается подробным описанием назначения всех ее составных частей, а также фотография этой установки на лабораторном столе.

7. *Проведение эксперимента.* В этом пункте описания всех лабораторных работ представлены:

- a. – подробное изложение порядка выполнения упражнений;
- b. – примеры таблиц для занесения экспериментальных данных;
- c. – формулы, необходимые для расчета физических величин;
- d. – формулы, необходимые для оценки погрешностей измерения физических величин.
- e.

8. *Основные итоги 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.

9. В конце описания лабораторной работы приведены *контрольные вопросы*, по которым студент может самостоятельно проверить свой уровень подготовки к выполнению и сдаче лабораторной работы.

10. В *приложениях* приведены метод наименьших квадратов для оценки погрешности, расчет моментов инерции тел простой геометрической формы и др. Необходимость приложений связана с тем, что выполнение задач в общем физическом практикуме часто опережает программу лекций и семинаров, и студенту первого курса необходимо самостоятельно ознакомиться с рядом теоретических вопросов.

Раздел «Механика» курса общей физики является первым, изучаемым студентами первого курса в первом семестре. Вчерашние школьники уже в самом начале обучения на физическом факультете сталкиваются с необходимостью самостоятельного выполнения практической работы и обработки результатов эксперимента. Поэтому 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.

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. Разработка семинарских занятий. Механика. Раздел I. Кинематика и динамика материальной точки и простейших систем, законы сохранения импульса и механической энергии. Учебное пособие / Т. А. Бушина, М, А. Комарова, Е. А. Никанорова, В. С. Русаков, А. И. Слепков, Н. И. Чистякова. – М.: ООП Физ. фак-та МГУ, 2013, 214 с.
3. Разработка семинарских занятий. Механика. Раздел II. Неинерциальные системы отсчета, основы релятивистской механики. Учебное пособие / Т. А. Бушина, М, А. Комарова, Е. А. Никанорова, В. С. Русаков, А. И. Слепков, Н. И. Чистякова. – М.: ООП Физ. фак-та МГУ, 2013, 149 с.
4. Разработка семинарских занятий. Механика. Раздел III. Кинематика и динамика твердого тела. Закон сохранения момента импульса. Учебное пособие / Т. А. Бушина, М, А. Комарова, Е. А. Никанорова, В. С. Русаков, А. И. Слепков, Н. И. Чистякова. – М.: ООП Физ. фак-та МГУ, 2013, 161 с.
5. Разработка семинарских занятий. Механика. Раздел IV. Механические колебания и волны, основы механики сплошных сред. Учебное пособие / Т. А. Бушина, М, А. Комарова, Е. А. Никанорова, В. С. Русаков, А. И. Слепков, Н. И. Чистякова. – М.: ООП Физ. фак-та МГУ, 2013, 268 с.
6. 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.

ОПЫТ ОРГАНИЗАЦИИ И ПРОВЕДЕНИЯ ВЫЕЗДНОЙ ОЛИМПИАДНОЙ ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ШКО- ЛЫ ДЛЯ ОДАРЕННЫХ ШКОЛЬНИКОВ

Доценты *Аксенов В.Н., Парфёнов К.В., Шведов О.Ю., Якута А.А.*
ассистент *Старокуров Ю.В.*,
доцент МФТИ (ТУ) *Александров Д.А.*, учитель физики ГАОУ «Лицей № 23»
г. Калининграда *Боронилов Б.А.*,
ассистент СУНЦ МГУ *Бычков А.И.*, доцент СУНЦ МГУ *Варламов С.Д.*,
учитель физики ГБОУ г. Москвы СОШ № 1741 *Варламова М.В.*,
специалисты по учебно-методической работе ГБОУ г. Москвы центр педаго-
гического мастерства *Кимберг Я.С., Лукьянов И.В., Черников Ю.А.*
доцент СУНЦ Новосибирского государственного университета *Юлдашева М.Р.*

В Российской Федерации существует устоявшаяся традиция проведения сезонных выездных математических школ для школьников различного возраста. Таких школ проходит довольно много, они достаточно широко известны. При этом выездных физических школ организовывается

мало, они проходят лишь в небольшом числе регионов РФ – в Кирове, в Челябинской области, в Новосибирске, в Приморском крае и в некоторых других. Эти школы, как правило, ориентированы на местных школьников, число участников из других регионов на таких школах обычно не велико.

Авторами доклада в течение последних трех лет при поддержке Департамента образования г. Москвы была создана международная олимпиадная физико-математическая школа, в которой могут принять участие одаренные дети из всех регионов РФ, а также из ряда других стран.

Выездная олимпиадная физико-математическая школа проходит в детском реабилитационно-оздоровительном центре «Жемчужина» (Республика Беларусь, Витебская область, Лепельский район). Центр располагает комфортабельными номерами с удобствами, прекрасной медицинской базой, спортивными сооружениями, культурным центром. Гости центра обеспечиваются высоким уровнем обслуживания, великолепным питанием. Учащиеся могут посещать бассейн, спортивный и тренажерный залы, смотреть кинофильмы и ходить на дискотеки. Школьники могут по назначению врача посещать медицинские процедуры (физиотерапия, массажный кабинет, соляная пещера, различные ванны, минеральные воды и т.д.). Сам комплекс находится на берегу живописного озера Щибот, где все оборудовано для безопасного отдыха: песчаный пляж, лодочная станция, катамараны, спасательный пункт.

Силами руководителей школы и членов методической комиссии Всероссийской олимпиады школьников по физике создана уникальная программа по обучению школьников, развитию их индивидуальных способностей, укрепления интереса к предмету и подготовке к успешному выступлению на соревнованиях школьников по физике. Программа основана на постоянном наблюдении за учащимися, которые, начиная с 8 класса, посещают различные физические кружки и постепенно развиваются. Школьники посещают лекции, семинары и, конечно же, практикумы (занятия занимают 5-7 часов в день). Во время школ ученики ежедневно выполняют лабораторные и практические работы, вырабатывая навыки работы с оборудованием, подготавливаясь к экспериментальному туру физических олимпиад и развивая навыки экспериментатора-исследователя. После занятий школьники решают домашние задания, сдают их устно своим преподавателям и их помощникам – студентам, призерам международных олимпиад по физике. Процедура устной сдачи задач помогает школьникам научиться выражать свои мысли, доказывать свою точку зрения, отстаивать свои взгляды. Во время беседы студент или преподаватель не только может задать каверзные вопросы школьнику, но и объяснить ему правильное решение, рассмотреть различные варианты решения задачи, обсудить крайние случаи и многое другое. В результате обучения в олимпиадной физико-математической школе учащиеся приобретают навыки решения

физических задач повышенной трудности и олимпиадных задач. Все учащиеся получают возможность освоить технику и методику решения экспериментальных задач.

Команда преподавателей школы включает в себя 5 членов жюри Всероссийской олимпиады школьников, около 10 победителей и призеров Международных физических олимпиад. Кроме того, вести занятия приглашаются руководители сборных по физике различных регионов России (Москва, Калининград, Новосибирск и других). В качестве воспитателей привлекаются студенты старших курсов МГУ и МФТИ. География участников школы весьма обширна. На школу приезжают школьники из Москвы и Московской области, Калининграда, Челябинска, Краснодарского края, Петропавловска-Камчатского, Новосибирска, Владивостока, Хабаровска, Иркутска, Перми, Курска, Ставрополя, Пензы, Смоленска, Воронежа, Пскова, Кирова, Тамбова, Обнинска, Казани, Таганрога, Магнитогорска и других городов – всего охвачено более 40 регионов России. Постоянными участниками школы являются школьники из Беларуси и Казахстана.

Подготовка школьников не ограничивается семинарами и лекциями. Ежегодно сильнейшие участники нашей школы отправляются на выездные международные соревнования по физике (по согласованию с руководителями национальной сборной). Это Мировая физическая олимпиада (WoPhO, Джакарта, Индонезия), Международная Жаутыковская олимпиада школьников по физике, математике и информатике (IZhO, Алматы, Казахстан), Romanian masters mathematics and science (RMMS, Бухарест, Румыния), Республиканская олимпиада школьников по физике (BelPhO, Беларусь), Азиатская физическая олимпиада (APhO, одна из стран Азии). Ежегодно участники школы становятся призерами и победителями этих соревнований.

Во время школы школьники устраивают различные мероприятия для досуга и отдыха: конкурсы лучших видеороликов про школу и ее участников, творческие вечера танца и песни, спортивные игры, дискотеки. Обязательным мероприятием на школе являются экскурсии по историческим местам Беларуси и по местам боевой славы (Витебск, Полоцк, Браслав, Ушачи, Мосар, Глубокое, Хатынь, Минск, Могилев и др.).

Каждая школа заканчивается зачетами или олимпиадами. Школьники, показавшие наилучшие результаты во время учебы награждаются грамотами, призами и сувенирами.

Олимпиадные физико-математические школы проводятся весной, летом и осенью. Общая продолжительность школ – 43 дня в году.

Информацию о проводимых Олимпиадных физико-математических школах и об условиях участия в них можно получить на Интернет-сайте www.olphys.ru

ИТОГИ ТЕСТА ПЕРЕД ЭКЗАМЕНОМ ПО МЕХАНИКЕ В 2014 ГОДУ

Ст. преподаватель. *Полякова И.Б.*, доцент *Иванов В.Ю.*

Тест перед экзаменом по механике является одним из тестов перед экзаменами по физике, созданных на кафедре общей физики физического факультета МГУ. Цель этих тестов – повысить объективность оценки знаний студентов на экзаменах, а также решить ряд других проблем, которые, как нам кажется, играют важную роль в организации экзамена. А именно. Билеты имеют, как правило, разную степень сложности, поэтому одним студентам «достаются» сложные билеты, а другим – лёгкие. Далее, билеты имеют разную, если так можно выразиться, степень охвата материала, т.е. в одних билетах приведены узкоспециальные вопросы или вопросы, касающиеся инженерно-технических проблем, а в других – вопросы, касающиеся основных, базовых физических законов и принципов изучаемого раздела. И, наконец, билеты студенты получают случайным образом. Кому-то может повезти, а кому-то нет. Можно также упомянуть проблему, связанную со списыванием, которая, к сожалению, стала весьма актуальной в последнее время.

Так вот, чтобы в той или иной степени решить большинство из описанных выше проблем, а также помочь преподавателю объективно оценить знания студента и задать «нужные» дополнительные вопросы на экзамене, было предложено ввести тесты перед экзаменом по физике. Поскольку тест проходит ПЕРЕД экзаменом, его вообще можно было бы использовать для проверки степени готовности студента к экзамену, т.е. не допускать к экзамену тех студентов, которые не прошли тест. Но это дело будущего, а пока тест перед экзаменом является «документом», который отражает знание студентами базовых законов и формул изучаемого предмета и может быть использован преподавателем для повышения объективности оценивания знаний студентов на экзамене.

Мы уже писали, что представляют собой тесты перед экзаменами по физике [1]. Тест перед экзаменом по механике, как и все остальные, состоит из десяти вопросов, ответы на которые надо написать на отдельном листе бумаги за 12-15 минут. Делается это перед началом классического экзамена, т.е. перед выдачей билетов. Вопросы теста должны охватывать все основные разделы изучаемого предмета, тогда по ответам студента можно будет понять, какие темы он знает хуже, а какие – лучше. Мы постарались сделать так, чтобы наши тесты удовлетворяли этому требованию. Вопросы теста перед экзаменом по механике охватывают следующие 10 разделов:

- 1 вопрос – кинематика материальной точки, криволинейное движение;
- 2 - 3 вопрос – динамика материальной точки и простейших систем;
- 4 вопрос – неинерциальные системы отсчёта;

5 вопрос – специальная теория относительности;

6 - 7 вопрос – динамика твёрдого тела, момент импульса;

8 вопрос – момент инерции твёрдого тела;

9 вопрос – колебания;

10 вопрос – распределённые системы, волны, гидродинамика.

Таким образом, 10 вопросов теста охватывают почти все разделы курса механики.

Мы сделали несколько вариантов теста (а именно, восемь), так чтобы вопросы в различных вариантах были, по возможности, однотипными и одного уровня сложности. Анализируя ответы студентов на вопросы теста, можно получить новую информацию о том, какие темы студенты усваивают лучше, а какие – хуже, какие основные ошибки делают студенты, сколько правильных (или неправильных) ответов в среднем приходится на одного студента, как распределены правильные (или неправильные) ответы по академическим группам, по потокам, по вариантам. Можно также «посмотреть» насколько хорошо (или плохо) коррелируют ответы конкретного студента на вопросы теста с его итоговой оценкой за экзамен. Последнее, правда, во многом зависит от преподавателя. В докладе приводятся результаты такого анализа, выполненные по определённой выборке тестов.

Литература

1. Полякова И.Б., Митин И.В., Иванов В.Ю. Тест перед экзаменом по электричеству и магнетизму как способ проверки базовых знаний студентов. Сборник тезисов докладов научной конференции «Ломоносовские чтения», Москва, МГУ, 15 - 24 апреля 2013 года, секция физики, с. 175-178.

2. Полякова И.Б., Иванов В.Ю. Тест перед экзаменом по физике (молекулярная физика и термодинамика). Сборник тезисов докладов научной конференции «Ломоносовские чтения», Москва, МГУ, 14 - 23 ноября 2011 года, секция физики, с. 165-168.

ОТ ПРОЕКТОВ – К ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ ДЕЯТЕЛЬНОСТИ. ИЗ ОПЫТА РАБОТЫ ВЕЧЕРНЕЙ ФИЗИЧЕСКОЙ ШКОЛЫ ПРИ ФИЗИЧЕСКОМ ФАКУЛЬТЕТЕ МГУ

Доцент Рыжиков С.Б.

В настоящее время происходит смена образовательной парадигмы – переход от обучения, ориентированного на передачу школьникам определенного объема знаний, к обучению, ориентированного на самостоятельное получение знаний, направлению, которое можно выразить кратким тезисом «учить учиться». Необходимость нового подхода нашла отражение в новом ФГОС. В нем установлено, что портрет выпускника школы должен

включать способность осуществлять учебно-исследовательскую, проектную и информационно-познавательную деятельность.

В Вечерней физической школе при физическом факультете МГУ (ВФШ) обучение ориентировано на исследовательскую деятельность более 10 лет. Важно отметить, что преподаватели (в основном – студенты физического факультета МГУ) не навязывают темы работ, а исходят из интересов школьников. Выбор темы исследовательской работы является результатом совместных усилий ученика и преподавателя. Сложность заключается в том, что школьники редко имеют представление о трудозатратах и времени выполнении исследований, и одни школьники пытаются решить слишком сложные проблемы, а другие – и вовсе не могут придумать темы для исследований.

С целью вовлечения школьников 8-9 классов в исследовательскую деятельность в ВФШ используется следующий прием. В начале обучения школьникам предлагается сделать проект, т.е. подготовить презентации и доклады по интересующим их проблемам. При этом школьники могут не проводить исследований, а сделать чисто реферативные работы. Если школьники затрудняются сами найти тему для проектной работы, они могут выбрать тему из предлагаемого списка. Преподаватели помогают школьникам подготовить презентации и доклады, и школьники выступают на занятиях. В дальнейшем, ученики, развивая тему сделанного доклада, могут сделать исследовательские работы, как описано в [1-4]. Некоторые из этих работ докладываются на Московских и Всероссийских конкурсах проектно-исследовательских работ школьников.

Литература

1. Рыжиков С.Б. Развитие исследовательских способностей школьников при изучении теоремы о равномерном распределении энергии по степеням свободы. // Научная конференция «Ломоносовские чтения». Секция физики. Сборник тезисов докладов. М.: Физический факультет МГУ, 2013. с. 168-169.
2. Рыжиков С.Б. Исследовательские работы одаренных школьников по волновой оптике – первый шаг к знакомству с нанотехнологиями. // Наука и школа, 2013, №2, с. 104–108.
3. Рыжиков С.Б. Развитие исследовательских способностей одаренных школьников на примере расчета движения заряженных частиц в неоднородном магнитном поле. // Материалы XII Международной научно-методической конференции «Физическое образование: проблемы и перспективы развития». М.: МПГУ, 2013, часть 1, с. 101-104.
4. Рыжиков С. Исследовательские работы по физике учеников 7-11 классов. Saarbrücken (Германия): LAP Lambert Academic Publishing, 2013, 280 с.

ИТОГИ СЕССИИ И РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕСТИРОВАНИЯ

Ст. науч.сотр. *Терентьев М.А.*

На протяжении ряда лет Центр контроля качества образования проводит тестирования студентов 1-3 курсов на текущую успеваемость по общей физике и высшей математике. Преподаватели в целом отмечают соответствие результатов тестирования фактическому уровню знаний студентов. Тем не менее, представляет интерес количественное исследование корреляции результатов тестирования и традиционных форм проверки уровня знаний. В настоящем исследовании результаты тестирования сопоставляются с результатами экзаменационной сессии как наиболее представительной формы аттестации студентов.

В качестве исходных данных для анализа были взяты оценки за тесты и экзамены (в обычной четырёхбалльной шкале), полученные каждым из студентов 1 курса без учёта пересдач в осеннем семестре 2013/2014 уч. г. При этом студенты, не писавшие тот или иной тест или не пришедшие на экзамен, исключались из исследования, а студенты, не допущенные к экзамену по причине несдачи зачёта по предмету, учитывались отдельно в предположении наличия неудовлетворительной экзаменационной оценки.

Первой попыткой анализа данных было нахождение коэффициента Пирсона линейной корреляции двух наборов оценок по каждому из предметов. При этом сравнивались не только тесты с экзаменами по данному предмету, но и тесты с тестами, проведённые в разные месяцы по одному предмету, а также по различным предметам.

Таблица 1. Корреляция результатов тестирований и экзаменов

Предмет	Коэфф. корреляции
Механика (тест окт. – тест дек.)	0,36
Механика (тест окт. – экзамен янв.)	0,30
Механика (тест дек. – экзамен янв.)	0,38
Мат. анализ и ан. геометрия (тесты дек.)	0,44
Мат. анализ (тест дек. – экзамен янв.)	0,45
Ан. геометрия (тест дек. – экзамен янв.)	0,38
Механика и мат. анализ (тесты дек.)	0,31

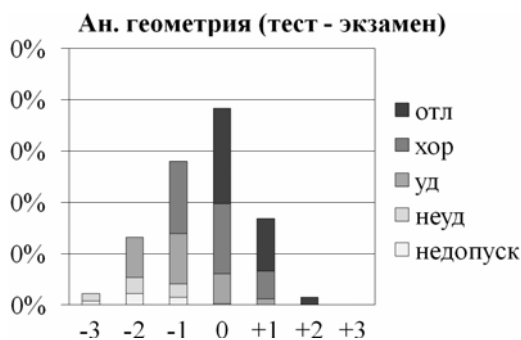
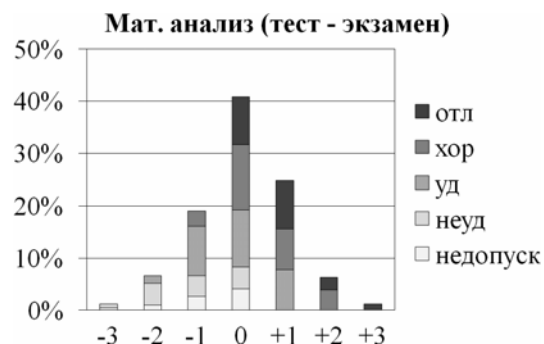
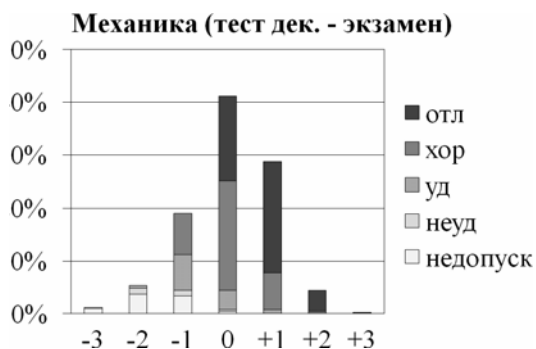
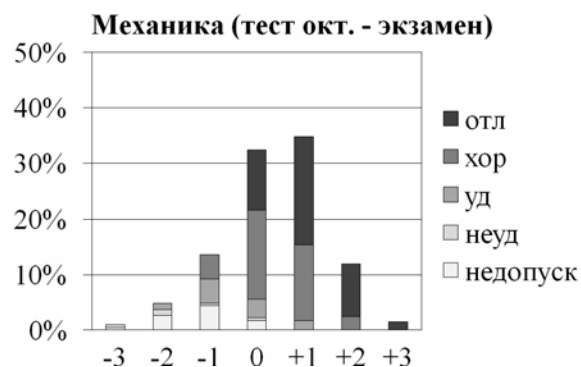
Найденные коэффициенты для пары «тест-экзамен» оказались ближе к нулю, чем к единице, что в целом свидетельствует, как минимум, об отсутствии *линейной* зависимости между двумя наборами оценок. Это можно объяснить тем, что экзамен является более ответственным мероприятием по сравнению с тестированием и ряд студентов (в основном, отличники) имеет

по сравнению с остальными – больший потенциал для улучшения своих результатов на экзамене. Чуть лучше ситуация для пары «тест-тест». Особое влияние на результаты оказывают особенности учебного процесса и субъективные факторы – например, ряд студентов может приходить на тестирование без подготовки и получать неоправданно (хотя и заслуженно) низкие оценки. В то же время, известно, что коэффициент линейной корреляции чувствителен к различного рода выбросам в данных.

Более показательным средством исследования корреляции результатов тестирований и экзаменов является прямое сопоставление категорий студентов, улучшивших или ухудшивших по сравнению с тестом свою оценку на экзамене.

На представленных ниже диаграммах вдоль оси X размещены категории студентов, улучшивших (+), подтвердивших (0) или ухудшивших (-) свой результат на экзамене по сравнению с тестом на указанное количество баллов. При этом каждая категория разделена на подкатегории, показывающие вклад в данную категорию студентов, получивших ту или иную оценку за экзамен (оттенки серого на диаграммах). По оси Y отложено количество студентов в % от исследованной группы.

Полученные результаты выявляют взаимосвязь результатов тестирования и экзаменов – большая часть студентов либо подтверждает, либо незначительно меняет свои результаты. Смещение максимума среди категорий в сторону улучшения или ухудшения результатов может быть



связано как с различиями в сложности тестов и экзамена, так и с различиями в их оценивании. При этом основной вклад в сторону улучшения результатов ожидаемо дают отличники.

Литература

1. <http://ckko.phys.msu.ru> – ЦККО в сети Интернет

ОПЫТ СОЗДАНИЯ УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКОГО ПОСОБИЯ «ОСНОВЫ ФИЗИКИ ПОЛИМЕРОВ» ДЛЯ СТУДЕНТОВ, СПЕЦИАЛИЗИРУЮЩИХСЯ В ОБЛАСТИ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Ст. науч. сотр. *Якута Е.В.*, профессор *Илюшин А.С.*

Современные требования к подготовке специалистов и магистров, а также аспирантов для работы в области физики твердого тела требуют новых подходов к изложению традиционных вопросов этой области и постоянной модернизации читаемых специальных курсов и практических занятий. В настоящее время значительное место в физике конденсированного состояния вещества вообще, и в физике твердого тела в частности, занимают вопросы создания материалов, в том числе и композиционных, содержащих как полимерные, так и неорганические соединения, со специальными наперед заданными уникальными свойствами.

В Московском университете создан и успешно работает учебно-научный Центр по химии и физике полимеров и тонких органических пленок под руководством академика РАН А.Р. Хохлова. В работе этого Центра участвует и кафедра физики твердого тела физического факультета МГУ. В связи с этим в рамках специальных курсов кафедры физики твердого тела освещаются и вопросы физики полимеров.

Целью доклада является рассказ об опыте работы кафедры физики твердого тела физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова по подготовке специалистов для работы в сфере физики конденсированного состояния вещества. Эта работа кафедры осуществляется в рамках таких приоритетных направлений развития МГУ как «Система подготовки и воспроизводства кадров нового поколения» и «Энергоэффективность, наноматериалы и бионаносистемы».

В докладе обсуждаются вопросы, связанные с изложением раздела «Основы физики полимеров» студентам, специализирующимся в области физики твердого тела. При подготовке материалов к лекциям соответствующего специального курса используются современные отечественные и зарубежные монографии и учебники, а также оригинальные научные публикации и модельные компьютерные программы, использующиеся в теоретической научной работе. Студентам рассказывается не только о классических результатах физики полимеров, но и о последних достижениях в этой области. При этом основной акцент делается на изучении композиционных материалов,

содержащих как полимеры, так и низкомолекулярные вещества, подчеркивается тесная связь между физикой твердого тела и физикой полимеров.

По материалам специального курса по актуальным проблемам физики конденсированных сред авторами доклада подготовлено и издано учебно-методическое пособие «Основы физики полимеров».

НОВОЕ УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКОЕ ПОСОБИЕ «МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА. ЛЕКЦИОННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ»

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

В Кабинете физических демонстраций кафедры общей физики физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова в течение ряда лет ведется работа по подготовке к изданию нового учебно-методического пособия «Лекционный эксперимент по физике», предназначенного для преподавателей и лекционных ассистентов. Это пособие должно охватывать разделы «Механика», «Молекулярная физика», «Электromагнетизм» и «Оптика», соответствовать учебным программам по курсу общей физики, разрабатываемым на физическом факультете МГУ, и отражать современные тенденции и технологии физического образования.

Учебно-методическое пособие «Молекулярная физика. Лекционный эксперимент» является второй частью готовящегося к изданию указанного пособия по демонстрационному эксперименту. В нем описаны опыты, которые в течение ряда лет демонстрируются при чтении лекций по разделу «Молекулярная физика» курса общей физики студентам МГУ имени М.В. Ломоносова. Большая часть этих экспериментов разработана в Кабинете физических демонстраций сотрудниками физического факультета МГУ, и многие из них были описаны в ранее изданных пособиях по лекционным демонстрациям [1-4]. Для полноты охвата материала описания этих классических экспериментов приведены с небольшими изменениями и в данном пособии. Кроме того, в нем использованы ранее опубликованные авторами описания демонстраций по молекулярной физике [5-6]. В тексте пособия имеется также ряд ссылок на авторские свидетельства на изобретения в области лекционных экспериментов по молекулярной физике, полученные сотрудниками Кабинета физических. Описания практически всех демонстрационных экспериментов снабжены фотографиями.

Порядок расположения материала в книге в основном соответствует программе раздела «Молекулярная физика» университетского курса общей физики. В начале каждой главы пособия имеется краткое введение со ссылками на основные учебники по разделу «Молекулярная физика». Описания лекционных экспериментов предваряются методическими указаниями для лекторов и лекционных ассистентов, позволяющими формировать наборы демонстраций, которые наиболее соответствуют конкретным темам лекций.

В конце книги приведены списки видеозаписей лекционных экспериментов по молекулярной физике, которые осуществлялись в Кабинете физических демонстраций в течение многих лет [7], и которые могут использоваться на лекциях в качестве иллюстративного материала, зачастую заменяющего реальные демонстрационные опыты.

Литература

1. Млодзеевский А. Б. Лекционные демонстрации по физике. Вып. 1. Молекулярная физика и термодинамика. – М.–Л.: ОГИЗ Гос. изд-во технико-теоретической литературы «Гостехиздат», 1948. – 172 с.
2. Грабовский М. А. Лекционные демонстрации по физике. Вып. 2. Механика жидкостей и газов. / Под ред. Млодзеевского А. Б. – М.–Л.: ОГИЗ Гос. изд-во технико-теоретической литературы «Гостехиздат», 1948. – 160 с.
3. Грабовский М. А., Млодзеевский А. Б., Усагин С. И. *Каталог лекционных демонстраций по общему курсу физики (на правах рукописи)*. – М.: Изд-во МГУ, 1959. – 144 с.
4. Грабовский М. А., Млодзеевский А. Б., Телеснин Р. В. и др. *Лекционные демонстрации по физике*. / Под ред. Ивероновой В. И. – М.: Наука, 1972. – 640 с.
5. Рыжиков С. Б., Слепков А. И., Семенов М. В., Якута А. А. Избранные лекционные демонстрации по курсу «Молекулярная физика». – М.: Изд-во физического ф-та МГУ, 2001. – 120 с.
6. Семёнов М. В., Якута А. А. Измерение отношения $\gamma = C_p/C_v$ у газов методом Рухардта: Учеб. пособие. – М.: Физический факультет МГУ, 1996. – 16 с.
7. Семенов М. В., Якута А. А. Видеозаписи лекционных экспериментов. // Съезд российских физиков-преподавателей «Физическое образование в XXI веке»: Тез. докл. – М., 2000. – С. 244.

ИСТОРИЯ ОБЩЕГО ФИЗИЧЕСКОГО ПРАКТИКУМА.

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА.

Доцент Козлов В. И.

Первая книга по физическому практикуму в России вышла в 1909 году [1]. В ней к теме «Атомная физика» можно отнести лишь одну задачу, посвященную изучению искровых спектров металлов. Но уже во втором издании [2] появились задачи: «Определение коэффициентов поглощения α -, β - и γ -лучей твердыми телами», «Изучение явлений наведенной активности и определение константы распада тория В и тория С», «Определение радиоактивности воды источника» и «Определение содержания радия в растворе». В третьем издании появилась задача «Определение радиоактивности горных пород по α -лучам». Затем появилась задача «определение пробега α -лучей при помощи камеры Вильсона», «Исследование α -излучения активного осадка актиния» [4].

С переездом физического факультета МГУ на Ленинские горы практикум по атомной и ядерной физике значительно расширился.

В 2014 году вышла книга В. И. Козлова “Антология общего физического практикума. Часть 5. Атомная и ядерная физика”. В ней собрана информация о лабораторных задачах этой тематики за последние сто лет. Первоисточниками для написания этой книги послужили сборники лабораторных работ, изданные в различных вузах (в первую очередь в МГУ им. М. В. Ломоносова, МФТИ, МИФИ, МВТУ им. Н. Э. Баумана, МАИ [5–7]), материалы, опубликованные в различных журналах (в журнале “Физическое образование в вузах”, реферативном журнале “Физика” и других) и материалы специализированных научных конференций (“Учебный физический эксперимент: Актуальные проблемы. Современные решения.” Международная учебно-методическая конференция “Современный физический практикум” и другие, проводимые на базе отдельных вузов).

Аннотации лабораторных работ в книге [4] сгруппированы по темам, в основе которых лежат экспериментально изучаемые физические явления. Уделено внимание техническому оборудованию лабораторных работ, методике проведения занятий. Описаны сборники лабораторных работ, упоминаемые в научно-методической литературе. Отдельно представлены атомный и ядерный практикум физического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова. Общее число лабораторных работ, упоминаемых в книге, составляет примерно 550.

В практикумах разных вузов изучаются атомные спектры водорода, дейтерия, щелочных элементов, йода, цезия, ртути, гелия, неона. Тема атомных спектров фигурирует и в задачах, посвященных определению постоянной Планка, изучению оптического квантового генератора, эффекта Зеемана, эффекта Рамзауэра, опыта Франка и Герца.

Рентгеновское излучение, закон Мозли также являются предметом изучения в ряде лабораторных работ.

Пробег α -частиц, их скорость, удельный заряд, отклонение в магнитном поле, поглощение и другие проявления их свойств – фигурируют в большом числе лабораторных работ. Опыт Резерфорда с α -частицами – также является содержанием лабораторных работ.

Предметом внимания во многих лабораторных работах являются β -лучи, их отклонение в магнитном поле.

γ -лучи, измерение коэффициентов их поглощения в различных материалах, эффект Мессбауэра широко представлены в лабораторных работах различных вузов.

Отражение и поглощение нейтронов, деление урана под действием тепловых нейтронов, диффузия тепловых нейтронов, расщепление легких ядер нейтронами, дифракция нейтронов, нейтронный интерферометр – содержание большого количества лабораторных работ.

Энергия Ферми измеряется с помощью аннигиляции позитронов.

Упругое рассеяние дейтронов на никелевой мишени, определение энергии связи дейтрона – предмет внимания в практикуме.

Рождение и распад z -бозонов – лабораторная работа нового поколения.

Исследование кривой поглощения космических лучей, их углового распределения, определение их магнитного момента, времени жизни мюонов в космических лучах – содержание ряда лабораторных работ.

Камера Вильсона фигурирует в лабораторных работах многих вузов.

Эффект Комптона – предмет внимания в ряде лабораторных работ.

Электронный парамагнитный резонанс (ЭПР), ядерный магнитный резонанс (ЯМР) такие лабораторные работы имеются в практикумах многих вузов.

Широко представлены задачи, в которых студенты изучают радиоактивность. Естественная радиоактивность, физика и химия излучений, закон радиоактивного распада, дозиметрия, схема распада, энергетический спектр осколков деления – вот что мелькает в названиях лабораторных работ.

Можно отметить работы, посвященные ознакомлению студентов с ядерным фотоэффектом, с масс-спектрометром (омегатрон, хронотрон), статистикой отсчетов, ядерной изомерией, моделированием ядерных процессов, релятивистскими эффектами в ядерных процессах.

Материал в книге изложен в хронологическом порядке, что позволяет проследить представление в практикуме той или иной темы с течением времени.

Литература

1. А. П. Соколов. Физический практикум. М. 1909.
2. А. П. Соколов. Физический практикум. М. 1926.
3. А. П. Соколов. Физический практикум. М. 1937.
4. К. П. Яковлев. Физический практикум. Том 2. М.-Л. 1949.
5. Атомный практикум. Учебное пособие для студентов физического ф-та МГУ им. М. В. Ломоносова. М., 1969, 1972, 1976, 1981.
6. Практикум по ядерной физике. МГУ им. М. В. Ломоносова. 1965, 1972, 1979, 1988, 2004.
7. Лаб. занятия по физике. Под ред. Л. Л. Гольдина. М., 1964, 1973, 1983.

Подсекция:
НАУКИ О ЗЕМЛЕ

Сопредседатели
профессор В.И. Трухин, профессор В.Е. Куницын,
профессор К.В. Показеев

ПАЛЕОМАГНЕТИЗМ БАЗАЛЬТОВ ХРЕБТА РЕЙКЬЯНЕС

Профессор *Максимочкин В.И.*

С целью решения проблемы палеогеодинамической эволюции океанской литосферы и главного геомагнитного, изучены палеомагнитные свойства базальтов хребта Рейкьянес (Атлантика), отобранных со дна океана в области с координатами 58 град 25 мин - 58 град 35 мин с.ш., 31 град 25 мин – 31град 55 мин з.д.

Получены данные о величине естественной остаточной намагниченности (I_n) образцов и ее стабильности к воздействию температуры, данные о магнитной восприимчивости (k_0) и факторе Кенигсбергера ($Q_n = I_n / (k_0 \cdot H_{гм})$). Путем проведения термомагнитного анализа были выявлены две группы образцов базальтов, различающихся фазовым составом ферритмагнитных минералов (Рис.1). В первой группе ферритмагнитная фракция представлена одной фазой с точкой Кюри, находящейся в интервале $T_c = (100-220) ^\circ\text{C}$, во второй группе двумя фазами с $T_{c1} = (105-240) ^\circ\text{C}$ и $T_{c2} = (370-475) ^\circ\text{C}$.

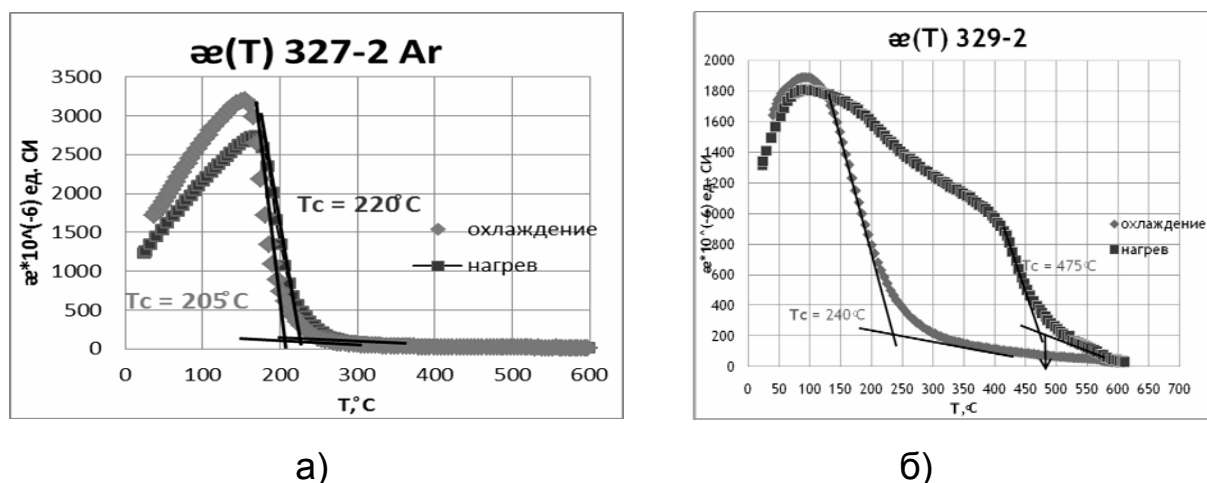


Рис.1. Пример зависимости магнитной восприимчивости от температуры для образцов а) с низкой (а) и высокой (б) степенью окисления титаномagnetитов базальтов.

Оценена степень окисления титаномagnetита базальтов и палеоинформативность их I_n . В образцах первой группы нагрев до $600 ^\circ\text{C}$ в атмосфере аргона приводил к незначительному изменению (уменьшению) точки Кюри (Рис.1а). Это свидетельствует о том, что первичный титаномagnetит этих базальтов достаточно хорошо сохранился, следовательно, палеоинформативность I_n может быть достаточно высокой. Нагрев до $600 ^\circ\text{C}$ образцов 2-й группы в атмосфере аргона показал наличие двух фаз (Рис.1б), причем кривые зависимости магнитной восприимчивости от температуры при охлаждении образцов показали практическое исчезновение фазы с высокой точкой Кюри и рост количества фазы с низкой точкой Кюри. Следовательно, степень окисления титаномagnetита этих базальтов *in situ* достаточно высокая, а нагрев в лаборатории в атмосфере аргона при-

водит к его восстановлению. Отсюда можно заключить, что палеоинформативность этих базальтов низкая.

По образцам с низкой степенью окисления титаномагнетита (образцы 1-ой группы) методом Телье [Thellier E., Thellier O., 1959] определялась палеонапряженность геомагнитного поля эпохи образования базальтов. В методе Телье сравнивается скорость разрушения естественной остаточной намагниченности I_n образцов со скоростью образования парциальной намагниченности PTRM. Парциальная термоостаточная намагниченность создавалась в лабораторном поле напряженностью $H_{лаб}=80\text{ А/м}$. Для выявления химических изменений в ферритмагнитных зернах, которые возможны при лабораторных нагревах образцов в атмосфере воздуха, были выполнены дополнительные возвратные нагревы до более низких температур и проверялась величина образуемой парциальной термоостаточной намагниченности (“check-points”) (Рис.2).

Значение палеонапряженности геомагнитного поля ($H_{др}$) рассчитывалось по формулы: $H_{др} = k \cdot H_{лаб}$, где k – коэффициент линейной аппроксимации разрушения естественной остаточной намагниченности, представленной в виде диаграммы Араи-Нагата (Рис 2)..

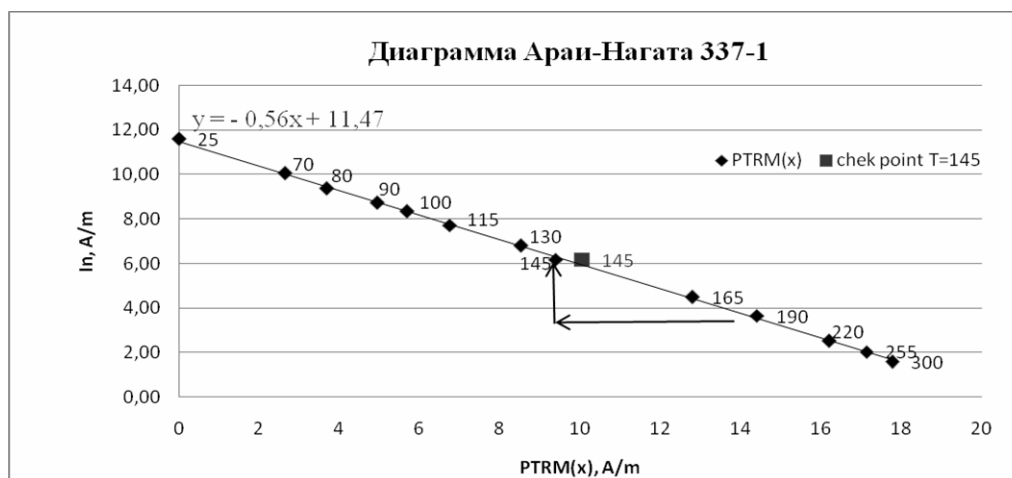


Рис.2. Пример исследования естественной остаточной намагниченности по методу Телье.

Для оценки качества определения $H_{др}$ по диаграмме Араи-Нагата использовался параметр q (quality), объединяющий и учитывающий сразу четыре фактора [Драбкина Е.А., 2011]:

$$q = \frac{|k|fg}{\sigma}$$

Результаты исследований 7-и образцов базальтов представлены в таблице. Удовлетворительные по качеству определения $H_{др}$ удовлетворяющие критериям надежности $q > 5$ получены на 4 образцах (№№321, 327, 336, 337).

Таблица 4

Обра- зец	k	N	g	f	q	Ндр, А\м	Мдр $\cdot 10^{22}$ А	δ Ндр	δ Мдр	Возраст млн.лет
329-1	-1,024	9	0.84	0.90	2.14	76	13			<0.9
301-3	0,560	5	0.21	0.26	0.33	45	8,6			<0.9
323-1	-0.12					10	1,6			<0.9
336-1	-0,272	10	0.81	0.65	6.49	21	3,7	1,4	0,3	<0.9
337-1	-0,561	13	0.90	0.86	24.37	44	7,6	3,1	0,5	<0.9
327-1	-0,440	6	0.99	0.57	11.79	35	6,1	2,8	0,5	<0.9
321-1	-0.411	8	0.96	0.68	19.71	33	5,7	2,6	0,4	<0.9

В результате исследований было установлено, что величина палеонапряженности геомагнитного поля (Ндр) в исследуемом районе хребта Рейкьянес (Атлантика), определенная по естественной остаточной намагниченности базальтов дна, за период 0-0,9 млн. лет, изменялась от 21.4 А/м до 44 А/м. Современная величина поля в этом районе равна 41.24 А/м. (<http://www.ava.fmi.fi/MAGN/igrf/applet.html>)

Среднее значение $VDM = (6,1 \pm 0,5) \cdot 10^{22} \text{ А} \cdot \text{м}^2$, рассчитанное по определенным нами Ндр, с учетом статистического веса (параметра качества $q > 5$) каждого определения палеонапряженности, оказалось примерно на 15% ниже современной величины дипольного магнитного момента Земли. Результаты находятся в хорошее согласии с базой данных VADM за последние 800 тыс лет. [J.E.T Channell, 2009].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант 13-05-00514а.

Литература

1. Драбкина Е.А., Попов В.В., Сергиенко Е.С., Смирнова Р.В.. Исследование возможности определения палеонапряженности методом Телье по импактным породам // Вопросы геофизики. Выпуск 44. СПб., 2011.
2. Thellier O., Thellier E. Sur la direction du champ magnetique terrestre dans le passe historique et geologique. // Annales de Geophysique. 1959. V. 15. P. 285-375.
3. J.E.T. Channell, C. Xuan, D.A. Hodell. Stacking paleointensity and oxygen isotope data for the last 1.5 Myr (PISO-1500). Earth and Planetary Science Letters 283 (2009) .14–23.

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ДИНАМИКИ НЕВУЛКАНИЧЕСКОЙ РОЕВОЙ АКТИВНОСТИ

Ассистент Потанина М.Г., доцент. Смирнов В.Б, д.ф-м.н. Пономарев А.В
(ИФЗ РАН, Москва, Россия).

Лабораторное и натурное моделирование переходных процессов в сейсмичности позволило выявить характерные изменения статистических параметров сейсмического режима по мере развития сейсмической активности, инициированной внешними воздействиями [1]. В частности, в лабораторных экспериментах обнаружено изменение наклона графика повторяемости во времени при инициировании роеподобной активности: на стадии нарастания активности наклон графика повторяемости уменьшается, а на стадии уменьшения активности – увеличивается. Величина эффекта – "глубина" минимума наклона графика повторяемости в момент максимальной активности возрастает по мере увеличения уровня напряжений, при котором производится инициирование. Аналогичные вариации наклона графика повторяемости обнаружены в натурном эксперименте – при инициировании микросейсмичности нагнетанием воды в скважину под давлением.

Обнаруженное в экспериментах изменение наклона графика повторяемости означает, что активность на разных масштабах (в разных энергетических диапазонах) изменяется во времени неодинаково, т.е. во времени происходит перераспределение процесса разрушения по масштабам. Уменьшение наклона графика повторяемости на стадии нарастания активности указывает, что доля сильных событий со временем увеличивается, т.е. процесс разрушения развивается от младших масштабов к старшим. На стадии уменьшения активности ситуация обратная – с течением времени доля сильных событий уменьшается, процесс разрушения развивается от старших масштабов к младшим.

Сценарии развития разрушения с перераспределением по масштабам известны в теории сейсмического режима. Переход с младших масштабов на старшие характерен для процессов подготовки землетрясений, он ассоциируется со слиянием близко расположенных трещин и, соответственно, увеличением доли крупных трещин. Этот сценарий многократно описан в литературе и составляет физическую основу концепции ЛНТ [2]. Переход со старших уровней к младшим обнаружен в афтершоковых последовательностях. В работе [1], было сделано предположение об универсальности этих сценариев применительно к различным переходным режимам сейсмичности. С целью проверки этого предположения проведен анализ вариаций параметров сейсмического режима двух природных сейсмических роев в Коринфском рифте [3,4], а также исследованы данные лабораторного эксперимента [2], моделирующего возбуждение сейсмического режима при поступлении воды в сухой образец.

Литература

1. Смирнов В.Б., Пономарев А.В., Бернар П., Патонин А.В. Закономерности переходных режимов сейсмического процесса по данным лабораторного и натурного моделирования // Физика Земли. 2010. № 10. С. 26–36.
2. Соболев Г.А., Пономарев А.В. Динамика разрушения моделей геологической среды при триггерном влиянии жидкости // Физика Земли. 2011. № 10. С. 48–63.
3. S. Bourouis and F. H. Cornet Microseismic activity and fluid fault interactions: some results from the Corinth Rift Laboratory (CRL), Greece, Geophys. J. Int. (2009) 178, 561–580
4. Смирнов В., Потанина М., Бернар П. Развитие роевой активности в Коринфском рифте в 2000-2005 гг. // Физика Земли. 2011 № 7. С. 54-66.

ВЕТРОВЫЕ ВОЛНЫ — УБИЙЦЫ В ОКЕАНЕ

Гл.науч.сотр. *Шелковников Н.К.*

Под волнами — убийцами (ВУ) многими авторами понимаются неожиданно возникающие «ниоткуда» огромные волны и быстро исчезающие «в никуда». Считается, что в открытом океане волной — убийцей является, так называемый, «девятый вал». Это самая высокая волна в группе волн, возникающих под действием ветра, она может достигать высоты 30м. Именно этой волне приписываются многие аварии и даже гибель судов. Мне удалось наблюдать развитие групп волн в Тихом и Атлантическом океанах. С увеличением скорости ветра высоты волн в группах пропорционально увеличивались, высота этих волн ограничивалась величиной скорости ветра и турбулентным трением, особенно при укручивании волн. Для описания группы волн в океане используется нелинейное уравнение Шредингера (НУШ)[1]. Кроме того считается, что на глубокой воде ($H \gg \lambda$, где H — глубина жидкости, λ — длина волны) волны-убийцы есть нелинейная стадия модуляционной неустойчивости. Для подтверждения этого в [2] численно решалось уравнение Эйлера для случая глубокой идеальной жидкости со свободной поверхностью. При этом предполагалось, что течение было потенциальным, а жидкость — несжимаемой, так что потенциал ϕ удовлетворял уравнению Лапласа $\Delta\phi=0$. Осуществлялось конформное отображение области, занятой жидкостью, на нижнюю полуплоскость. В численных экспериментах начальные условия задавались как совокупность бегущих в одну сторону волн (рис 1а). При этом предполагалось, что возмущение поверхности жидкости задается суммой гармоник со случайными фазами.

В результате счета была получена волнограмма, с наличием на ней максимума, который авторы считают волной-убийцей (рис 1б).

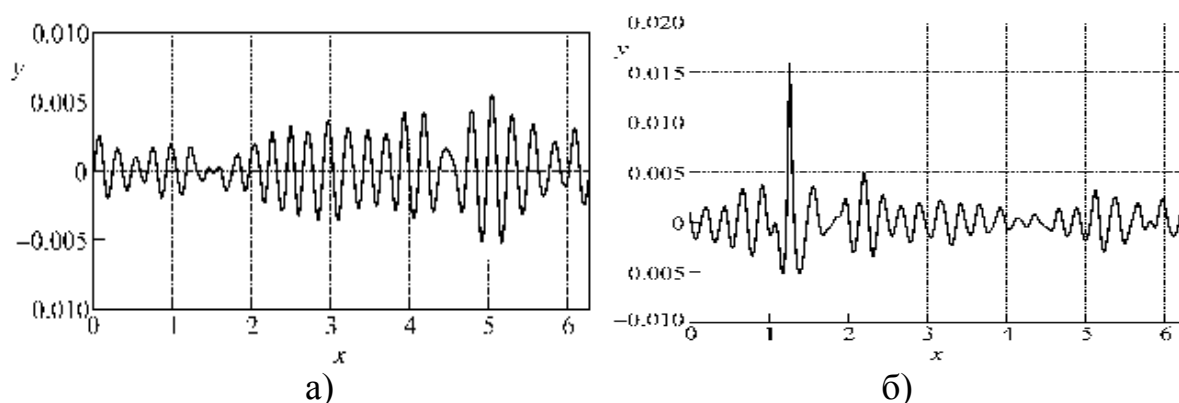


Рис. 1 Профиль начальной волны.(а) и волны-убийцы(б).

Что касается экспериментального исследования механизма формирования волн — убийц, то в научной литературе неоднократно отмечалось, что проведение таких исследований даже в самых длинных прямолинейных каналах, достигающих более 300м, не удастся полностью проследить эволюцию волнового поля и возможность концентрации энергии, в результате которой может возникнуть волна — убийца. При этом в прямолинейных каналах наблюдается заметное гашение волн за счет трения о дно и стенки. Кроме того, не всегда удастся избавиться от краевых эффектов, возникающих в торце каналов.

В связи с выше изложенным, для исследования процессов нелинейного развития внутриволнового взаимодействия и выявления возможности концентрации энергии волнового поля для формирования и развития волн — убийц нами были проведены измерения в кольцевом аэрогидроканале (КК)[3]. Внешний диаметр составлял 202см, внутренний — 165см, а высота — 40см. Во время измерений в КК под действием ветра в начале возникали гравитационно — капиллярные, затем - гравитационные волны, длина и высота которых увеличивались и появлялись уединенные волны, захватывающие всю глубину канала. В отличие от прямолинейных каналов измерения можно было проводить настолько долго, насколько возникала необходимость в этом. Кроме того в КК не было затухания волн так как потери на трение о дно и стенки канала компенсировались воздействием ветра. В этом случае не было необходимости в искусственной модуляции волн, как это делается иногда в прямых каналах. Возникающая в КК поперечная циркуляция, вызванная нагоном жидкости на внешнюю стенку канала не оказывает заметного влияния на исследуемые процессы. Измерения параметров ветровых волн в КК проводились с помощью струнных волнографов и видеокамер.

На рисунке 2а приведена волнограмма, полученная на начальном этапе формирования волнового поля в КК, а на рисунке 2б выделена максимальная высота h в цуге волн, превышающая значение значимой высоты волны $h \geq 8\sigma$, где σ - стандартное отклонение возвышения морской поверхности.

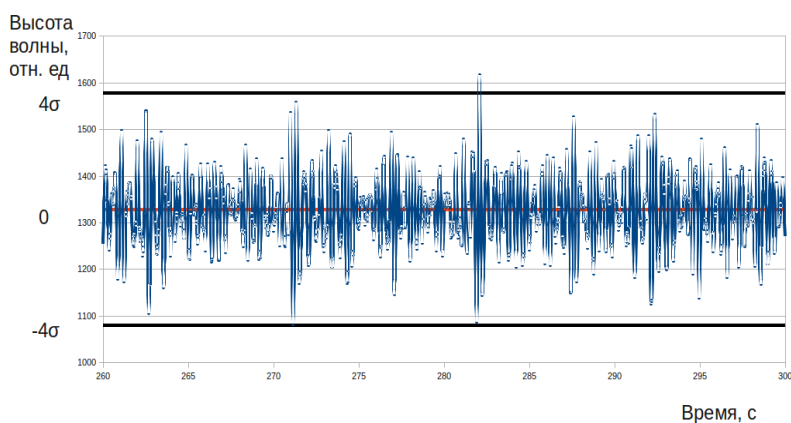


Рис2а

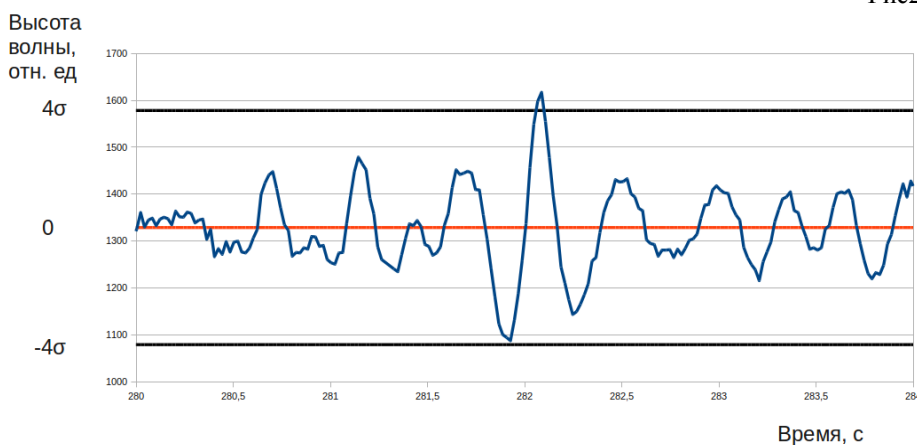


Рис2б

На рисунке 3а приведены две уединенные волны, следующие друг за другом в кольцевом канале. На рисунке 3б показана заключительная фаза, когда уже сформировалась одна уединенная волна, превышающая значимое значение высоты для ВУ. В терминах вычислительных методов это и есть волна — убийца. На рис 3а сплошными линиями обозначены интервалы $h \geq 8\sigma$, так же как на рисунке 2аб, и приведена волнограмма, полученная с помощью волнографа, а на рисунке 3б — видеокادر завершающей стадии волнового процесса в виде волны — убийцы.

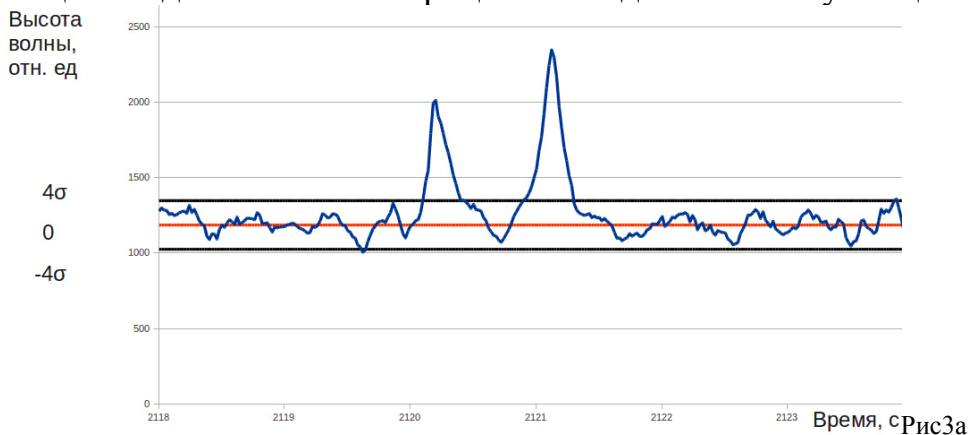


Рис3а

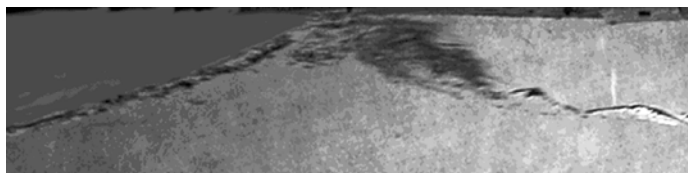


Рис3б

В связи с полученными нами экспериментальными данными о возможности формирования волн с высотой $h \geq 8\sigma$ на разных этапах развития волнения под действием ветра и возможности концентрации волновой энергии на мелкой воде с последующим формированием ВУ представляется важным, чтобы в численных экспериментах, моделирующих ВУ, необходимо увеличить время счета и изменить начальные условия в виде цуга волн в сторону увеличения их энергии.

Литература:

1. Захаров В.Е. Устойчивость периодических волн конечной амплитуды на поверхности глубокой жидкости.-ПМТФ, 1968 №2, с. 86-94.
2. Захаров В.Е. Шамин Р.В. Письма в ЖЭТФ 2010г Т.91 вып.2 68-71с.
3. Шелковников Н.К. Письма в ЖЭТФ 2005г Т.82 вып.10 720-723с.

ИЗГИБНЫЕ ДЕФОРМАЦИИ И АНАЛИЗ СНИМАЕМЫХ НАПРЯЖЕНИЙ В ОБЛАСТЯХ СИЛЬНЫХ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

Доцент Воронина Е.В.

Исследование напряженно-деформированного состояния неоднородной активной среды в области подготовки сильного землетрясения является актуальной задачей современной геофизики. Согласно основным положениям физической мезомеханики, процесс разрушения среды, на любом масштабном уровне, состоит из ряда последовательных этапов [2,3,4]: 1. формирование концентраторов напряжений. Ими могут быть области контакта сред с разной реологией, такие как жесткие включения. 2. релаксационный стесненный сдвиг с поворотом. Благодаря упругому повороту жесткого блока как целого, в области очага будущего землетрясения имеет место изгибная деформация. Изгибная деформация представляет собой локальное осложнение общего поля сдвиговой деформации и формирует трещины отрыва в условиях локального растяжения; 3. взаимодействующие трещины разрыва, при снижении нормального напряжения сжатия, приводят к образованию магистрального разрыва в виде финального релаксационного сдвига.

Необходимым условием процесса формирования магистрального разрыва является наличие в области готовящегося землетрясения изгибной деформации [4]. По наблюдениям, область изгибной деформации соответствует области форшоков, простираение которой ориентировано под некоторым углом к плоскости основного разлома. В этой области происходит развитие пористости материала горной породы в виде трещин нормального отрыва, что и представляет собой начальный этап разрушения среды.

Важнейшей характеристикой изгибаемых объектов является наличие нейтральной поверхности, представляющей собой границу между деформацией сжатия и растяжения. В области деформации сжатия материал горной породы упрочняется, а в области растяжения – ослабляется. Локальное разрушение происходит в направлении действия максимальных растягивающих напряжений [3]. Эта область соответствует области ранних афтершоков. На нейтральной поверхности хотя бы одна из главных компонент тензора напряжений должна быть равна нулю. Напряжения растяжения считаются положительными, а напряжения сжатия – отрицательными. В окрестности нейтральной поверхности главные компоненты тензора напряжений меняют знак и имеют значительный градиент.

Изучение изгибных деформаций земной поверхности представляет собой очень сложную задачу. Во-первых, потому, что трансформация поворота жесткого домена в изгибную деформацию в его окрестности не описывается уравнениями. Во-вторых, изгибная деформация и соответствующие изгибные напряжения представляют собой локальное осложнение на фоне общей деформации сдвига. И, наконец, теория изгиба рассматривает идеальные объекты, ограниченные свободной поверхностью, а в природе мы имеем дело с ограниченной областью неоднородных горных пород. Так что единственное, на что мы можем пока претендовать – обнаружение связи процесса подготовки разрушения с очагами последующих землетрясений.

В настоящей работе исследуются особенности вариаций, снимаемых в процессе разрушения среды напряжений, полученные по данным о механизмах очага предшествующих событий. Для анализа выбраны 3 землетрясения 2011-2012гг. Одно из них произошло в зоне субдукции Тихоокеанской океанической плиты под Евразию, два других – в областях внутриконтинентальной коллизии Ближнего Востока.

Сильнейшее землетрясение современности произошло 11 марта 2011 года в районе Японского желоба, на границе между Тихоокеанской и Евразийской тектоническими плитами. Тихоокеанская плита в этом регионе смещается на запад со средней скоростью 79 мм/год. Начиная с 1973 года, в этом районе произошло семь землетрясений с магнитудой более 7.0. В данном случае активизировался разлом длиной 300 км. и шириной по, почти вертикальному. падению около 150 км. Механизм очага типа взброса по близмеридиональной плоскости подвижки. Глубина гипоцентра 30 км., координаты эпицентра: 38,29°N; 142,37°E. Землетрясение с магнитудой $M=9.0$ сопровождалось одним из сильнейших цунами и унесло более 15700 человеческих жизней. За 2 дня до основного толчка, на расстоянии 40 км от гипоцентра наблюдались два сильных форшока. Афтершоки землетрясения происходят до сих пор.

На Рис.1. представлен район исследования – северная часть острова Хонсю. Эпицентр землетрясения 11 марта 2011 года обозначен звездочкой. Ось японского желоба и границы более мелких плит указаны сплошной линией. Механизмы очага предшествующих землетрясений почти все -

взбросового типа. Гипоцентры землетрясений в прибрежной зоне расположены в пределах земной коры, на глубинах менее 35 км; западнее, под самой территорией острова наблюдаются и более глубокие события, что является наглядной иллюстрацией погружения океанической плиты. В левом нижнем углу приводится механизм очага землетрясения 11 марта 2011 года. Азимут главной оси сжатия (черная точка) 115^0 ; оси растяжения (белая точка) – 306^0 , что почти соответствует осредненным значениям для региона в целом. На Рис. 2 представлено поле напряжений перед землетрясением 11 марта 2011 года. Изолинии положительных значений на северо-западе региона соответствуют напряжениям растяжения, на юго-востоке преобладают изолинии отрицательных значений, что свидетельствует о том, что здесь имеют место напряжения сжатия. Граничная область нулевых значений, выделенная утолщенной кривой, имеет особенности в виде отдельных областей резкой смены характера напряжений. Как видно из рисунка 2, эпицентр землетрясения приурочен к области растяжения и находится на небольшом удалении от линии нулевых снимаемых напряжений. Океаническая плита в проекции на земную поверхность испытывает деформацию сжатия, а континентальная окраина – деформацию растяжения.

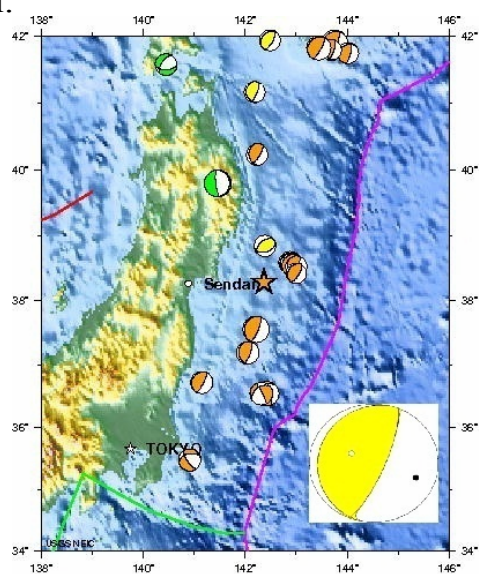


Рис.1.

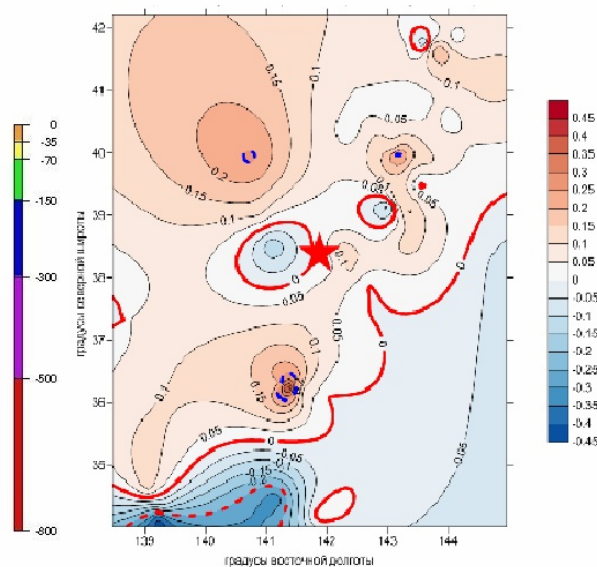


Рис.2.

Поля снимаемых сейсмотектонических напряжений не описывают полного поля региональных напряжений, но они позволяют делать некоторые выводы о динамических процессах в области очага землетрясения и моделях разрушения. Из наблюдений можно сделать следующие выводы: 1. Эпицентры землетрясений, в большинстве случаев, расположены в районе условной границы между положительными и отрицательными значениями снимаемых напряжений или в области контакта напряжений растяжения и напряжений сжатия; 2. Как правило, эпицентры смещены от нулевой нейтральной линии в область напряжений растяжения; 3. Очаги последующих событий наблюдаются вблизи зоны высоких градиентов.

Интерпретация полученных результатов может быть проведена с позиций теории мезомеханики разрушений.

Литература

1. Воронина Е.В. Возможность прогноза сильного землетрясения по данным механизма очагов землетрясений. Сб. «Физические проблемы экологии (экологическая физика)» №16, стр.66-75, 2010г.
2. С.В.Гольдин, О.А.Кучай. Сейсмотектонические деформации в окрестности сильных землетрясений Алтая. «Физическая мезомеханика» том 11, №1, стр. 5-13, 2008г.
3. О.А.Кучай. Особенности проявления сильных землетрясений в поле сейсмотектонической деформации. «Геодинамика и тектонофизика» том1, №3, стр.285-296, 2010г.
4. Панин В.Е. Основы физической мезомеханики. «Физическая мезомеханика» том1, №1, стр.5-22, 1998г.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ НА ОСНОВЕ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ ГИДРОДИНАМИКИ

Науч.сотр. Воронцов А.М., профессор Куницын В.Е.

В верхней атмосфере (ВА), на высотах более 100 км от поверхности Земли, наблюдается широкий спектр атмосферных неоднородностей, связанных как с природными воздействиями – солнечными и магнитными бурями [1], сейсмической и метеорологической активностью [2], так и с антропогенными возмущениями – взрывами, запусками ракет, нагревом мощными источниками радиоволн [3] и т.д. Таким образом, ВА и ионосфера может рассматриваться как индикатор различных воздействий разнообразной природы, при этом к наиболее энергонесущим типам волновых возмущений в ВА следует отнести акустические волны (АВ) и внутренние гравитационные волны (ВГВ) [4]. Указанные атмосферные волны распространяются до больших высот с нарастанием амплитуды и могут приводить в движение плазму ионосферы вследствие столкновительного взаимодействия нейтральных и заряженных частиц. Ионосферные неоднородности, в свою очередь, могут быть зарегистрированы многими радиофизическими методами в том числе эффективными методами спутниковой радиотомографии, позволяющими рассчитывать глобальные трехмерные реконструкции ионосферы Земли.

Обратная задача об исследовании наблюдаемых откликов ионосферы и выделении физических факторов и источников возмущений, сформиро-

вавших полученную томографическую картину, крайне актуальна в свете возможности раннего предупреждения разрушительных природных катаклизмов, таких как землетрясения и порожденные ими волны цунами [5]. Одним из возможных путей решения указанной задачи является моделирование связи нижней и верхней атмосферы, отвечающей за механизм передачи приповерхностных возмущений в ионосферу, и расчет ионосферных откликов для целого ряда типичных источников таких возмущений.

За основу при моделирование атмосферы берется система уравнений геофизической гидродинамики, описывающей распространение акустико-гравитационных волн (АГВ), в состав которой входят уравнение неразрывности, уравнение Навье-Стокса (применимо к атмосфере до высот 450-500 км [6]) и уравнение сохранения энергии. Кроме того, система замыкается уравнением состояния идеального газа. Силу Кориолиса на интересующих нас масштабах можно не учитывать, в результате имеем:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}) &= 0 \\ \rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}, \nabla) \mathbf{v} \right) &= -\nabla p + \rho \mathbf{g} + \mathbf{F}^d \\ \rho \left(\frac{\partial (c_v T)}{\partial t} + (\mathbf{v}, \nabla)(c_v T) \right) &= -p(\nabla, \mathbf{v}) + Q^d \\ p &= \frac{\rho}{m_0} RT\end{aligned}\tag{1}$$

Здесь ρ – плотность, T – температура, p – давление, $\mathbf{v}$ – скорость движения частиц среды в волне, $\mathbf{g}$ – ускорение свободного падения, $\mathbf{F}_d$ – сила вязкости, Q_d – теплота, поглощенная из-за диссипации волны, c_v – удельная теплоемкость газа при постоянном объеме, m_0 – относительная молекулярная масса воздуха, R – универсальная газовая постоянная.

Силы диссипации вводятся как одна общая сила сопротивления в форме Релея $\mathbf{F}_d = -\alpha \mathbf{v}$ [7], в которой учитывается турбулентная вязкость до турбопаузы и ионное торможение. Здесь α – коэффициент сопротивления, значение которого на разных высотах соответствует разным механизмам диссипации. Кроме того, поскольку для затухания энергии таких крупномасштабных волновых движений этим диссипативным механизмам требуется время порядка нескольких дней [8], в уравнении для температуры диссипативный член можно положить равным нулю $Q_d = 0$. В качестве граничных условий на нижней границе будем считать, что скорость движения частиц воздуха в приземном слое атмосферы равна скорости движения поверхности Земли или океана. Такое условие обеспечивает передачу возмущения от движущейся среды в атмосферу. Для остальных переменных будем полагать, что они непрерывны при переходе через поверхность нижней границы. На верхней и боковых границах были применены обычные

граничные условия для обеспечения ухода волн через эти стенки без заметного отражения [9].

В задачах численного расчета распространения АГВ нужно иметь в виду несколько факторов: возмущения очень быстрые, распространения волн на большие высоты требует десятки тысяч итераций; фоновая плотность атмосферы с высотой меняется очень быстро, и большие градиенты могут приводить к нефизическим осцилляциям; необходимо учитывать нелинейные и диссипативные эффекты. Учитывая вышеперечисленные обстоятельства, после сравнения различных разностных методов решения системы (1) был выбран алгоритм расчета переноса с коррекцией потоков (метод FCT) [10]. Отметим, что при решении системы уравнений (1) методом FCT был использован метод расщепления шага по времени для координатных направлений.

Итак, на основе уравнений геофизической гидродинамики и метода FCT была разработана численная модель распространения АГВ в двумерной сжимаемой атмосфере [11]. Модель использовалась для расчетов ионосферных откликов от наземных импульсных источников различной природы (взрывов, землетрясений, запусков ракет [12]) и длиннопериодических источников, таких как цунами или поверхностные волны Рэлея. Были проведены сравнения с данными наблюдений показавшие их хорошую согласованность, кроме того, была отмечена хорошая физическая интерпретируемость полученных численных расчетов. В случае использования модели для расчета отклика ВА на прохождение в Тихом океане цунами Тохoku, являвшимся следствием мощного землетрясения, произошедшего в 2011 году в Японии, численные результаты показали наличие ионосферного предвестника волны Цунами, зафиксированного наблюдателями на Гавайских островах.

Литература

1. H. Kohl, R. Ruster, and K. Schlegel // Modern ionospheric science Lindau. 1996.
2. Г.И. Григорьев // Изв. ВУЗов Радиофизика. Т. XLII. № 1. с. 3 – 25. 1999.
3. Л.С.Альперович, Б.О.Вугмейстер, М.Б. Гохберг и др. // Докл. АН СССР. 269. № 3. с. 573 – 578. 1983.
4. П.М. Нагорский // Изв. ВУЗов. Радиофизика. Т. XLII. №1. с.36-44. 1999.
5. K. Najita, P.Weaver, and P.Yuen // Proc. IEEE. v. 62(5). p. 563 – 577. 1974.
6. Э.С.Казимировский, В.Д. Кокоуров // Движение в ионосфере. Наука. 1979.
7. Э.Госсард, У. Хук // Волны в атмосфере. М. Мир. 532 с. 1975.
8. M.Pitteway, C.Hines // Can. J. Phys.. v. 41. p. 1935 – 1948. 1963.

9. D.Durran // Numerical methods for wave equations in Geophysical Fluid Dynamics. Springer–Verlag. New York. 465 p.. 1999.
10. Э.Оран, Дж. Борис // Численное моделирование реагирующих потоков. М. Мир. 660 с. 1990.
11. Р.Р.Ахмедов, В.Е. Куницын // Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика. Астрономия. № 3. с. 38 – 42. 2003.
12. Р.Р. Ахмедов, В.Е. Куницын // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 44. № 1. с. 1 – 8. 2004.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДВУХЧАСТОТНЫХ КОГЕРЕНТНЫХ СИГНАЛОВ L1/L5 ГЕОСТАЦИОНАРНЫХ СПУТНИКОВ СИСТЕМ SBAS ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛНОГО ЭЛЕКТРОННОГО СОДЕРЖАНИЯ ИОНОСФЕРЫ

Инженер Курбатов Г.А., профессор Куницын В.Е.,
ст.науч.сотр. Падохин А.М.

С развитием приемной аппаратуры и появлением в орбитальных группировках геостационарных систем SBAS (satellite-based augmentation systems) спутников передающих сигналы, аналогичные по структуре сигналам GPS, на двух когерентных частотах L1 и L5, появляется возможность использовать эти сигналы для исследований полного электронного содержания (ТЕС – total electron content) ионосферы аналогично сигналам GPS/ГЛОНАСС[1,2]. В данной работе приводятся результаты оценки вариаций ТЕС по данным приема сигналов геостационарных спутников систем SBAS на среднеширотном приемном пункте в Москве (МГУ). В работе приведены результаты сравнения с данными ионозондов, а также результаты вейвлет-анализа полученных рядов вариаций ТЕС, позволяющие судить о характерных периодах изменчивости ТЕС, показана возможность исследования ионосферных эффектов солнечных вспышек по данным систем SBAS.

На рис. 1 представлена геометрия регистрации сигналов спутника GSAT-8 на приемном пункте в МГУ (55.75 с.ш., 37.62 в.д.), оснащенном геодезическим навигационным приемником JAVAD Sigma-G3T с антенной GrAnt. Стрелкой указано направление на спутник, точкой – положение подионосферной точки. Данная станция обладает самым длительным непрерывным рядом наблюдений сигналов спутника GSAT-8 насчитывающим более полутора лет.

На рис. 2 (слева) представлен пример сопоставления относительного наклонного ТЕС по данным спутника GSAT-8 и приемного пункта МГУ с данными о критической частоте f_oF2 московского ионозонда МА 155. На рис 2 (справа) представлен вейвлет-спектр представленной на рис. 2 (сле-

ва) записи ТЕС, на котором ясно выделяются 24 и 12 часовые периодики. Отметим разницу в поведении геостационарного ТЕС и f_oF_2 в основном в вечерних условиях, что можно объяснить суточными вариациями высоты и толщины слоя F2. Также на это могут влиять пространственные градиенты распределения электронной концентрации из-за значительного ~500 км. расстояния между ионозондом и подионосферной точкой (см рис. 1).

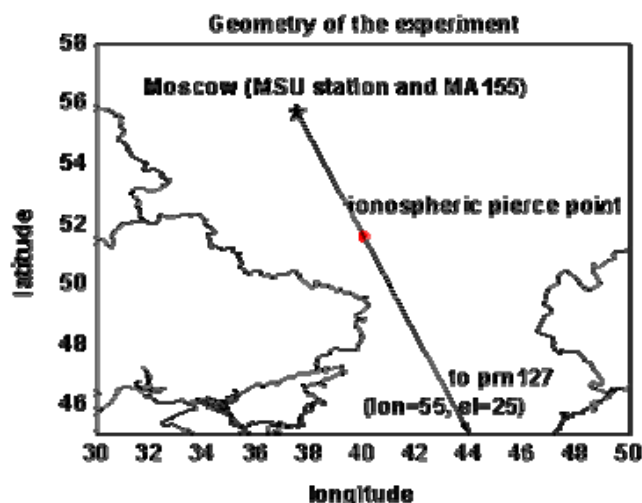


Рис. 1. Геометрия регистрации сигналов спутника GSAT-8 (prn127) системы GAGAN на приемном пункте в МГУ.

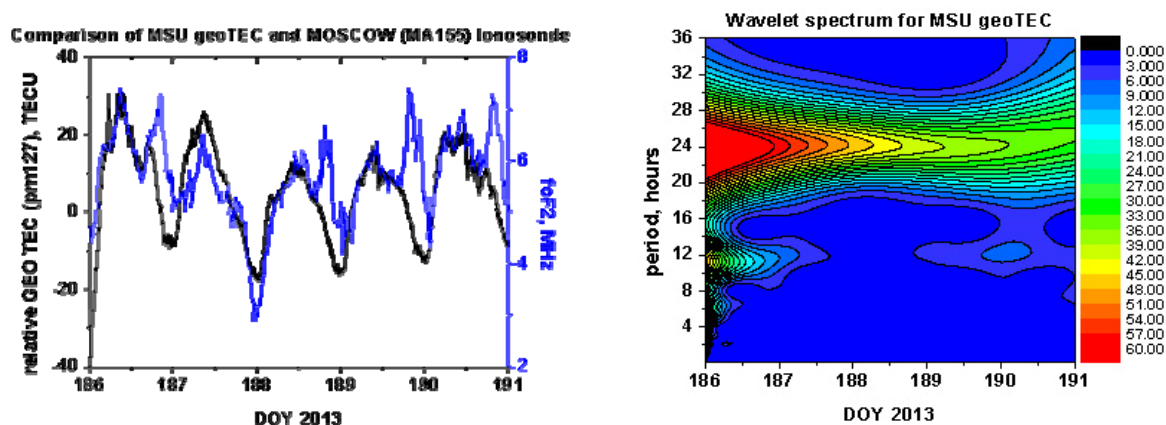


Рис. 2. Относительный наклонный ТЕС по данным спутника GSAT-8 и приемного пункта МГУ в сравнении с данными ионозонда MA 155 (слева) и вейвлет-спектр вариаций ТЕС (справа).

В завершении продемонстрируем возможности использования наблюдений ТЕС по данным приема сигналов L1/L5 спутников SBAS для исследования ионосферных эффектов солнечных вспышек. На рис. 3 представлен пример обработки данных приема сигналов спутника GSAT-8 на приемном пункте МГУ во время вспышки класса X1.7 25 октября 2013 г. На записи хорошо видно внезапное увеличение ТЕС на ~4TECU, вызванное увеличением потоков солнечного ионизирующего рентгеновского и жесткого ультрафиолетового излучения во время вспышки.

Отметим, что вариации ТЕС во время вспышки хорошо коррелируют с изменчивостью потока жесткого ультрафиолетового излучения эффективно ионизирующего F область ионосферы.

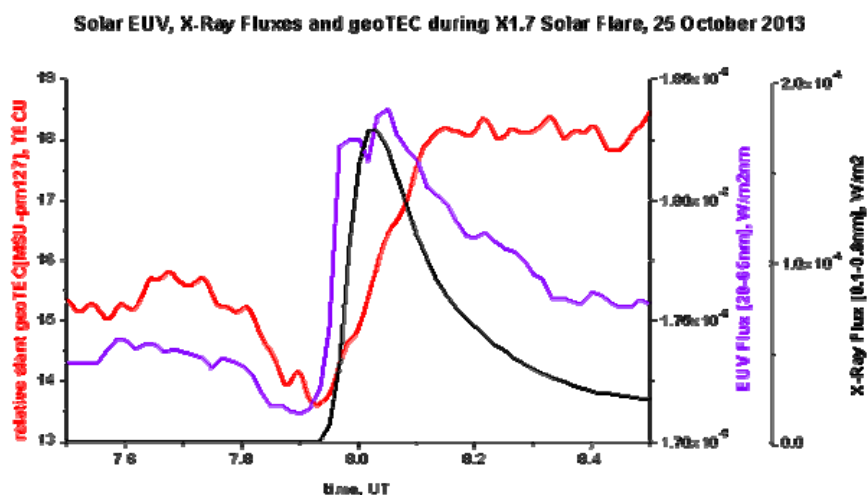


Рис. 3. Относительный наклонный ТЕС по данным спутника GSAT-8 и пункта МГУ в сравнении с потоками рентгеновского и жесткого ультрафиолетового излучения Солнца во время вспышки 25 октября 2013 г.

Приведенные результаты показывают возможность использования двухчастотных когерентных сигналов L1/L5 спутников SBAS для непрерывного мониторинга ТЕС в ионосфере. Основным преимуществом данных измерений является практически неподвижная подионосферная точка геостационарных спутников, что позволяет анализировать длительные записи ТЕС в отличие от коротких 2-6 часовых записей, как в случае с GPS/ГЛОНАСС. Вместе с тем при анализе геостационарных измерений ТЕС необходимо учитывать больший по сравнению с GPS/ГЛОНАСС вклад плазмосферы, а также пространственные градиенты распределения электронной концентрации из-за низких углов возвышения геостационарных спутников уже в средних широтах.

Растущее число приемников сигналов, а также двухчастотных спутников в созвездии SBAS дает возможность в будущем включить данный тип данных в процедуры ионосферной радиотомографии и интерферометрии.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (гранты 13-05-01122, 14-05-31445, 14-05-00855, 14-05-10069), гранта Президента РФ для молодых кандидатов наук МК-2670.2014.5 и Программы развития Московского Государственного Университета.

Литература

1. В. Е. Куницын, Г. А. Курбатов, А. М. Падохин, Использование двухчастотных когерентных сигналов L1/L5 геостационарных спутников систем SBAS для исследования полного электронного содержания ионосферы // Журнал радиоэлектроники: электронный журнал. 2014. N2, <http://jre.cplire.ru/jre/feb14/3/text.html>

2. Kunitsyn V.E., Kurbatov G.A., Yasyukevich Yu.V. and Padokhin A.M. Investigation of SBAS L1/L5 signals and their application to the ionospheric TEC studies // IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters. 2014 (направлено в печать)

АФТЕРШОКОВЫЙ ПРОЦЕСС ВАНЧСКОГО ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ НА ПАМИРЕ (В ТАДЖИКИСТАНЕ)

Аспирант Шозиёев Ш.П., ст.науч.сотр. Шозиёев Г.П. (ФИАН)

Рассматривается анализ афтершокового процесса Ванчского землетрясений произошедших в Памира-Алайской складчатой области в период 07.04.2008 г. с $K=11,8$; 03.03.2009 г. с $K=13$ и 02.01.2010 г. с $K=13,5$. Эти землетрясения инициировали афтершоковый процесс после главного толчка, очаги которого располагались в районе $37,8-39^0$ шир. и $70,5-72$ вос. долг. мигрировав по разлому.

Афтершоковый процесс тектонических землетрясений – одно из важных свойств сейсмотектонических процессов. Изучение миграции очагов даёт возможность проследить динамику тектонических процессов. В настоящей работе рассматривается миграция землетрясений в районе Ванч-Акбайтальского разлома, одного из крупнейших на Центральном Памире. Линия Ванчского глубинного разлома и зона Акбайтальских чешуйчатых надвигов, по мнению многих исследователей, представляет собой тектоническую границу первого порядка и известна под названием «Главной линии Памира», отделяющей структуры Кунь-Луня от структур Каракурум. Киммерийская и Альпийская эпохи складчатости проявились весьма интенсивно на всей территории Памира. Однако главную роль тектонических движения сыграли к югу от описываемого глубинного разлома, то есть на территории сейсмогенных зон Центрального Памира. Шов сопровождался участками чешуйчатого строения, которые образовались в условиях двухстороннего давления с юга и с севера, но давление с юга, по всей видимости, из-за движения Индостанской плиты преобладает. В соответствии с действующей картой общего сейсмического районирования территории Таджикистана Ванч-Акбайтальская зона землетрясений относится к 8-ми балльной с повторяемостью 100 лет. Начиная с октября 2007 г., в Ванчском районе произошла значительная активизация землетрясений [3]. К настоящему моменту здесь зарегистрировано более 200 ощутимых землетрясений на площади около 400 км^2 . За это время отмечено три главных землетрясения: 7-8 апреля 2008 г. с интенсивностью в эпицентре 4-5 баллов, 3 марта 2009 г. – 5-6 баллов и 2 января 2010 г. – 6 баллов (по шкале МСК).

В 1985 г. А.А. Никонов выдвинул гипотезу об активации восточных участков Дарваз-Каракульского и Гиссаро-Кокшаалского разломов [8]. Согласно идеи С.А. Федотова о заполнении промежутка между очагами про-

изошедших сильных землетрясений другими землетрясениями, западная часть этих разломов также была признана потенциально опасной [2]. Это подтверждается в частности временным отсутствием сильных землетрясений в западной зоне Дарваз-Каракульском разломе. По комплексу геолого-геофизических данных в исследуемом районе выделены несколько сейсмогенных зон [1, 2,5].

Сейсмичность рассматриваемого района исследований представлена с помощью «Каталога сильных и ощутимых землетрясений с магнитудой M около $4,5 \pm 0,3$ и выше за период с 1990 г. по 2010 г.» В каталоге жирным шрифтом выделены основные землетрясения с афтершоками и сериями роя (таблица 1).

Из каталога следует, что с 1999 по 2004 гг. в зоне разлома было сейсмическое затишье, далее идет освобождение напряжений с глубины 30 км к поверхности и количество толчков от нижних к верхним разрезам геосреды возрастает. Можно заметить, что землетрясения под № 2, 3, 4, 5, 6, 9 происходили близко к полнолуниям и новолуниям, т.е. в периоды экстремальных приливных сил, с периодичностью около 14 суток. Можно предположить, что некоторые из них вызваны особенностями влияния орбитального движения Солнца-Земли-Луны. По-видимому, остальные землетрясения вызваны сезонными атмосферными вариациями, например, обусловленными высокой контрастностью рельефа.

Таблица 1

№	Лунный день	Год	ч.м.с.	С.ш.	В.д.	Н, км	К	М	$E=10^K$
1	4	10.12.1999	2:11:55	38,1	71,2	10	12,2	4,6	1,58E+12
2	12	30.04.2004	14:11:24	38	70,8	30	12,1	4,5	1,26E+12
3	14	02.02.2007	22:02:41	38,8	71,6	20,00	12,8	4,9	6,31E+12
4	2	07.04.2008	22:00:11	38,4	71,7	20	11,8	4,3	6,31E+11
5	2	07.04.2008	22:02:32	38,4	71,6	20	11,6	4,2	3,98E+11
6	15	17.06.2008	22:05:18	38,2	71,6	20	10,9	3,8	7,94E+10
7	17	19.07.2008	23:08:29	38,3	71,65	10-20	11,9	4,4	7,94E+11
8	7	03.03.2009	14:22:12	38,2	71,4	10-20	13	5	1,00E+13
9	16	03.10.2009	22:46:20	38,25	71,45	10	10,2	3,4	1,58E+10
10	18	02.01.2010	2:15:05	38,3	71,5	5-10	13,5	5,3	3,16E+13
11	7	20.04.2010	10:58:28	38,25	71,5	5-10	11,9	4,4	7,94E+11
12	4	15.06.2010	23:39:12	38,47	71,8	10	12	4,4	1,00E+12

В рамках представлений о реструктуризации гетерогенной геосреды каждая серия роя, по-видимому, может быть рассмотрена как результат передачи и перехода тектонических напряжений от одной части разрывной зоны в окрестности разлома к другой – соседней [4].

В связи с продолжавшейся фазовой активности афтершокового процесса Ванского землетрясения с продолжительностью трех лет, его ареал

заслуживает дальнейшего исследования. Новые результаты позволяют пролить свет на характер современных деформационных процессов, деструкция коры над глубокофокусными землетрясениями Памира-Гиндукуша. На основании вышесказанного есть основания полагать, Ванчское землетрясение является новый этап значительных изменений сейсмического режима на территории Памира.

Литература

1. Бабаев А.М. Важнейшие разломы Таджикистана и их систематика / А. М. Бабаев // Геология и геофизика Таджикистана. – Душанбе: Дониш, 1989. – С. 33-52.
2. Губин И.Е. Закономерности сейсмических проявлений на территории Таджикистана / И.Е. Губин. – М.: АН СССР, – 1960. – 464 с.
3. Джураев Р.У. Некоторые особенности Ванчского землетрясения 3 марта 2009 года / Р.У. Джураев, Д.Н. Низомов // Труды Международной конференции по снижению сейсмического риска, посвящённой 60-летию со дня Хаитского землетрясения 1949 года в Таджикистане. – Душанбе: Дониш, 2009. – С. 5-13.
4. Каримов Ф.Х. Динамика афтершоков землетрясений и иерархические стадии реорганизации гетерогенных сред / Каримов Ф.Х., Шозиёев Ш.П. // Тезисы VIII Международной школы-семинара «Физические основы прогнозирования разрушения горных пород». – Санкт-Петербург: 2010. – С.44-45.
5. Никонов А.А. Миграция сильных землетрясений вдоль основных зон разломов Средней Азии / А.А. Никонов. – ДАН СССР, 1975. – т. 225, №2. – С. 306-309.
6. Burtman V.S. Geological and geophysical evidence for deep subduction of continental crust beneath the Pamir / Burtman V.S., Molnar P. – Geol. Soc. Amer Spec., 1993. – V. 281. – 76 p.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МЕТЕОРИТА ЧЕЛЯБИНСК

Докторант Безаева Н.С., профессор Трухин В.И., ст.науч.сотр. Д.Д. Бадюков Д.Д. (ГЕОХИ РАН), вед.науч.сотр. Назаров М.А. (ГЕОХИ РАН), профессор P. Rochette (CEREGE CNRS/ Aix-Marseille Université, Франция), доцент J.M. Feinberg (IRM Univ. of Minnesota; DES Univ. of Minnesota, США), ст.науч.сотр. Марков Г.П. (ИФЗ РАН), ст.науч.сотр. Борисовский С.Е. (ИГЕМ РАН)

Магнитные свойства метеоритов эффективно используются для их классификации [1] и имеют принципиальное значение для понимания природы магнитных полей на ранних этапах эволюции Солнечной системы. На сегодняшний день собрана и опубликована расширенная систематиче-

ская база данных по магнитной восприимчивости χ_0 каменных метеоритов, в которую вошли тысячи образцов разных типов, хранящихся в основных метеоритных коллекциях мира [1]. Созданная база уже многократно успешно использовалась как инструмент для быстрой классификации метеоритов, а также оперативного обнаружения ошибок в их классификации. Магнитная классификация метеоритов по χ_0 удобна и информативна в связи с тем, что, во-первых, измерения χ_0 являются быстрыми и неразрушающими; во-вторых, измерители магнитной восприимчивости являются широко распространёнными, а существование их портативных версий делает возможным их применение непосредственно в полевых условиях; в-третьих, величина $\lg\chi_0$ имеет минимальную дисперсию для метеоритов одного и того же типа. Проведение полного спектра магнитных измерений также позволяет получить независимые оценки содержания ферритмагнитных минералов в веществе и выяснить их детальные магнитные свойства.

15 февраля 2013 г. Над Челябинской областью пролетел крупный болид, а сразу после этого события был найден и изучен новый метеорит – обыкновенный хондрит Челябинск (LL5, S4, W0). Челябинское событие представляет собой самое масштабное катастрофическое явление со времен Тунгусского события 1908 г. Метеорит Челябинск – это 134^{ый} метеорит России и 51^{ое} падение.

В результате работ по сбору выпавшего метеоритного вещества, проведенных сотрудниками лаборатории метеоритики ГЕОХИ РАН в районе поселков Депутатский, Первомайский и Еманжелинка примерно в 40 км к юго-западу от Челябинска, в метеоритную коллекцию РАН поступило 464 метеоритных фрагментов общей массой более 3.5 кг. Среди собранных фрагментов установлены две компоненты: светлая, доминирующая (2/3 образцов) и представляющая собой обыкновенный хондрит LL5 с тонкими прожилками ударного расплава, и темная – ударно-расплавная брекчия. По химическому составу светлая и темная компоненты (далее СК и ТК, соответственно) почти не отличаются. Результаты вещественного анализа метеорита Челябинск представлены в работе [2].

Мы изучили распределения магнитной восприимчивости χ_0 фрагментов хондрита Челябинск из коллекции ГЕОХИ РАН, а также провели полную магнитную характеристику метеоритного вещества в температурном диапазоне от 10К до 800°С. Результаты магнитных исследований подробно изложены в работах [3-4].

Для СК и ТК метеоритного вещества средние значения $\lg\chi_0$ по коллекции составляют 4.57 ± 0.09 ($n=135$) и 4.65 ± 0.09 ($n=39$) (здесь и далее $\lg\chi_0$ представлен в единицах $\times 10^{-9}$ м³/кг), соответственно. Таким образом, ТК несколько богаче металлом. На Рис. представлена диаграмма распределения значений $\lg\chi_0$ для обыкновенных хондритов H, L, LL и L/LL разных петрологических типов, а также соответствующие значения для СК и ТК

хондрита Челябинск (данные из обновленной по отношению к работе [1] базы данных проф. P. Rochette).

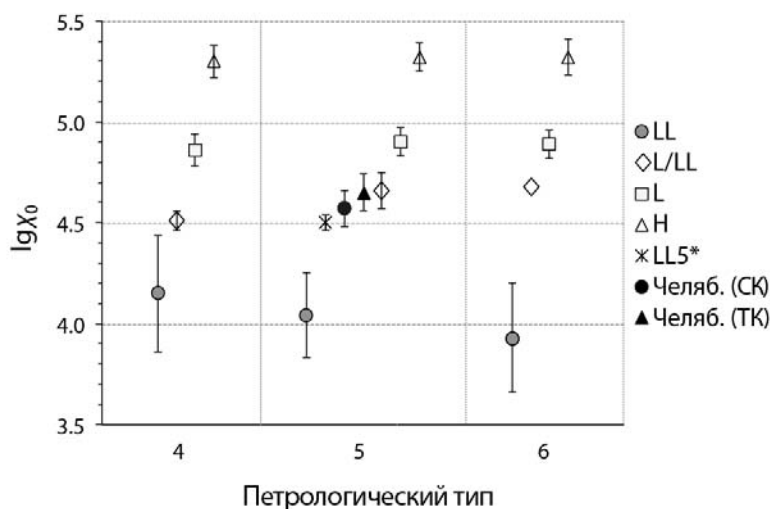


Рисунок. Диаграмма распределения значений десятичного логарифма магнитной восприимчивости χ_0 для обыкновенных хондритов Н, L, LL и L/LL разных петрологических типов. На диаграмме также представлена подгруппа богатых металлом LL5 хондритов (*Paragould, Aldsworth, Bawku, Richmond) и данные для светлой и темной компонент Челябинского хондрита (СК и ТК, соответственно). Каждый петрологический тип отделен от следующего вертикальной линией. Точки смещены друг от друга по горизонтали для удобства восприятия.

Метеорит Челябинск (СК) в три раза более магнитный, чем типичные метеориты класса LL5, но сходен с подгруппами других богатых металлом метеоритов классов LL5 (например, *Paragould*, *Aldsworth*, *Bawku*, *Richmond*) и L/LL5 (*Glanerbrug*, *Knyahinya*, *Qidong*). Изучение 174 образцов Челябинского метеорита из коллекции ГЕОХИ РАН выявило два необычных образца с аномально высокими значениями $\lg\chi_0$ (5.24 и 5.47), соответствующими хондритам Н типа (см. Рис.). Оба образца состоят из темной компоненты. Проведенные на настоящих образцах микротомографический и микрозондовый анализы показали, что образцы обогащены металлом (в одном из образцов обнаружено крупное металлическое включение в несколько мм), но относятся к типу LL.

Оценки среднего содержания металла по намагниченности насыщения M_s в СК и ТК составляют 3.7 мас.% и 4.1 мас.%, соответственно. Эти значения соответствуют хондритам класса LL, среднее содержание металла в которых составляет 2.94 ± 1.51 вес.% ($n=14$). При комнатной температуре металлические зерна являются многодоменными и характеризуются низкими значениями коэрцитивной силы B_c (< 2 мТл) и остаточной коэрцитивной силы B_{cr} (15-23 мТл), что указывает на отсутствие тетратэнита, характерного для хондритов LL.

В докладе будут также обсуждаться данные термоманитного анализа образцов Челябинска, низкотемпературные магнитные свойства, природа

палеомагнитного сигнала и особенности анизотропии магнитной восприимчивости образцов.

Работа выполнена при поддержке Программы 22 Президиума РАН и U.S. National Science Foundation IRM Visiting Fellowship.

Литература

1. Rochette P., Sagnotti L., Bourot-Denise M. et al. (2003), Magnetic classification of stony meteorites: 1. Ordinary chondrites, *Meteorit. Planet. Sci.* **38** (2), 251-268.
2. Галимов Э.М., Колотов В.П., Назаров М.А., Костицын Ю.А. и др. (2013), Результаты вещественного анализа метеорита Челябинск, *Геохимия* **51** (7), 580-598.
3. Безаева Н.С., Бадюков Д.Д., Назаров М.А., Рошетт П., Фейнберг Дж. (2013), Магнитные свойства метеорита Челябинск: предварительные результаты, *Геохимия* **51** (7), 629-635.
4. Bezaeva N.S., Badyukov D.D., Nazarov M.A., Rochette P., Feinberg J.M., Markov G.P., Borschneck D., Demory F., Gattacceca J., Borisovskiy S.E. (2014), Magnetic properties of the LL5 ordinary chondrite Chelyabinsk (fall of February 15, 2013), *Meteorit. Planet. Sci.* (принята к печати).

ОБЩИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ВИХРЕЙ

Ст.науч.сотр. Юсупалиев У., ст.науч.сотр. Шутеев С.А., ст.науч.сотр. Еленский В.Г., физик Юсупалиев П.У.

Известно, что внутри закрученных потоков жидкости (плазмы/газа/воды) действуют **одни и те же силы**: центробежная сила, сила Кориолиса, сила плавучести, сила вязкости. Отсюда можно предположить, что вихри различной природы, такие как тороидальные вихри (ТВ) (плазменный ТВ в воздухе, кольцевые вихри в воздухе/воде) и атмосферные вихри (тропические циклоны (ТЦ), циклоны и др.) должны иметь **общие** закономерности в поле центробежных сил (в плоскости, перпендикулярной к оси вращения). В атмосферных вихрях к указанным силам добавляются ещё сила Архимеда и сила Кориолиса в поле тяготения вращающейся Земли. Именно такие вихри обладают **большей устойчивостью**: характерное время жизни ТЦ составляет несколько суток; тороидальные вихри (ТВ) различной природы с начальным радиусом R_{TB0} до своего распада проходят расстояние $z \sim (100 \div 800) R_{TB0}$, тогда как плазменное облако или газовое облако в воздухе такого же размера до своего распада проходит расстояние **всего лишь** $z \sim (10 \div 20) R_{TB0}$. Из энергетиче-

ских соображений ясно, что **устойчивость** указанных вихрей обеспечивается пополнением их энергии вращения. А это происходит посредством механизма преобразования части энергии источников вихрей в энергию их вращательного движения. В этом смысле устойчивый вихрь является генератором вихревого движения, представляющим собой сложную распределенную систему. Однако механизм такого преобразования энергии в настоящее время неизвестен, что связано с недостаточной изученностью общих закономерностей указанных вихрей. Поэтому данное сообщение посвящено изучению и установлению некоторых общих закономерностей вихрей с целью определения природы такого механизма.

В результате проведенных исследований ТВ различной природы (плазменного ТВ в воздухе, кольцевых вихрей в воздухе/воде) и анализа данных других вихрей установлены следующие их общие закономерности.

1. Процесс образования вихрей. Все вышеприведенные вихри образуются из **спиральных структур**: тороидальные вихри формируются из импульсной спиральной струи тороидальной формы [1,2], а атмосферные вихри (ТЦ, циклоны, смерчи) – из спиральных структур. Спиральные структуры, взаимодействуя с окружающей средой, вследствие вязкости вовлекают её в свое вращательное движение. Результатом этого взаимодействия является установление в вихрях радиального распределения вращательной скорости жидкости (плазмы/газа/воды) $V_\varphi(r)$ с центральным **твёрдотельным ядром вращения и вязким внешним слоем** в плоскости, проходящей через ось вращения вихрей. Такое распределение скорости $V_\varphi(r)$ установлено в ТВ [3,4], в ураганах Атлантического океана «Анита» (1977 г.), «Давид» (1979 г.) и «Фредерик» (1979 г.) [5,6], водяных смерчах [7], при лабораторном моделировании ТЦ [8].

2. Результат действия источников энергий в вихрях. Несмотря на различие (физических, химических) процессов, происходящих в ТВ и конвективных атмосферных вихрях, и их топологических структур, они имеют **схожий** источник **тепловой** энергии, выделяющейся в результате вязкого трения между слоями **в вязком внешнем слое** этих вихрей. Указанные различия этих вихрей обуславливают специфику других **источников энергии**. Так, в плазменном ТВ имеются дополнительные источники энергии, выделяющейся при рекомбинации ионов и электронов, при химических реакциях между атомами и молекулами, а в конвективных атмосферных вихрях – при **конденсации паров воды** во влажном воздухе.

Результатом работы источников энергий этих вихрей является выделение **тепловой энергии**. Зная этот результат, можно рассмотреть **механизм преобразования этой энергии** во вращательную энергию вихрей.

3. Механизм преобразования тепловой энергии в энергию вращательного движения вихрей. При выделении тепловой энергии в вихрях температура жидкости повышается на величину $+\Delta T$, что приводит к уменьшению плотности этой жидкости $-\Delta\rho = -(\rho - \rho_k)$, где ρ и ρ_k – плотность вне и в кольцевой области. В результате в поле центробежных сил возникает сила плавучести ($-F_{\text{плав.}}$), направленная к оси вращения, под действием которой легкая жидкость за время Δt приобретает скорость V_r , направленную к центру вихря. Во вращающейся системе отсчета на движущуюся к оси вращения такую жидкость действует сила Кориолиса ($\vec{F}_{\text{кор.}}$), направленная по касательной в сторону вращения. Под действием этой силы за то же время Δt у движущейся к центру жидкости увеличивается скорость вращательного движения на величину $+\Delta V_\varphi$. Причинно-следственная связь описанного механизма усиления вращения может быть отображена на следующей схеме:

$$\uparrow +\Delta T \Rightarrow \downarrow -\Delta\rho \Rightarrow -\vec{F}_{\text{плав.}} \Rightarrow -V_r \Rightarrow \vec{F}_{\text{кор.}} = 2\rho V_r \Omega \Rightarrow \uparrow +\Delta V_\varphi.$$

Математическая модель такого механизма для вихрей (с центральным твердотельным ядром вращения и вязким внешним слоем) рассмотрена в нашей работе [9].

5. Процессы переноса (диффузии, теплопроводности) в закрученных потоках плазмы/газа/жидкости. Экспериментально нами показано, что вращательное движение плазмы/газа/жидкости приводит к особенностям таких процессов. Эти особенности заключаются в том, что коэффициенты теплопроводности (диффузии) в перпендикулярном к оси вращения направлении $\chi_\perp$ ($D_\perp$) намного меньше, чем в параллельном этой оси направлении $\chi_\parallel$ ($D_\parallel$) ($\chi_\perp \ll \chi_\parallel$, $D_\perp \ll D_\parallel$). То есть в закрученных потоках плазмы/газа/жидкости наблюдается **эффект анизотропии процессов переноса**, что является следствием действия силы Кориолиса. Это же утверждение относится и к **тепловой энергии** вещества в вихрях, так как плазма/горячий газ в поле центробежных сил локализуется вокруг оси вращения вихрей: плазма в плазменном ТВ имеет форму тора – кольца (она светится вследствие высокой её температуры $T_{\text{ПТВ}} \sim 2000 \div 10000$ К)); теплый воздух в атмосферных вихрях локализуется вокруг их оси вращения (тропические циклоны классифицируются как циклоны с теплым ядром). При движении указанных вихрей их вещества с **тепловой энергией** переносятся вместе с ними, хотя изменение температуры веществ в ТВ и атмосферных вихрях происходит по разным причинам.

Литература

1. Юсупалиев У., Юсупалиев П.У., Шутеев С.А. // Физика плазмы. 2007. Т.33. № 3. С. 226.
2. Юсупалиев У., Юсупалиев П.У., Шутеев С.А. // ЖТФ. 2007. Т. 77. № 7. С. 50-62.

3. Юсупалиев У // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 6. С. 543-559.
4. Akhmetov D.G. Vortex rings. Springer-Verlag . Berlin-Heidelberg. 2009. 151 p.
5. Jorgenson D.P. // J. Atm. Sci. 1984. Vol. 41. No. 8. P. 1268-1285.
6. Шит Р.С. О структуре ураганов по данным исследовательских самолетов-лабораторий. В сб.: Интенсивные атмосферные вихри. М.: Мир, 1985. С. 48-65.
7. Golden J.H. // J. Appl. Meteorology. 1974. Vol. 13. P. 676-709.
8. Анисимова Е.П. Конвективный тепло- и влагообмен в системе вода-воздух. Диссер. на соис. уч. степ. д.ф.-м.н. М.: МГУ. 1990. 365 с.
9. Юсупалиев У., Савенкова Н.П., Складчиков С.А., Шутеев С.А., Маслов А.К., Юсупалиев П.У., Еленский В.Г. Численное моделирование самоподдержания и усиления вихрей // Вестник МГУ. Секция 3. Физика. Астрономия. 2013. № 4 С. 51-54.

СИНХРОННЫЕ СКАЧКИ В ПРОЦЕССАХ И ЯВЛЕНИЯХ НА ЗЕМЛЕ, ЛУНЕ И СОЛНЦЕ В 1997 -1998 гг. И ИХ ЕДИНЫЙ МЕХАНИЗМ

Вед. науч. сотр. *Баркин Ю.В.* (ГАИШ МГУ)

Подобные скачкообразные изменения природных процессов и явлений в 1997 - 1998 гг. были нами обнаружены в первую очередь на Земле (широкий перечень явлений и процессов в атмосфере, океане, сейсмике и вулканизме, в изменениях физических полей, во вращении Земли и ее ядра и т.д.), в смещениях центров масс Земли и Луны (относительно внешних оболочек), а также в процессах на Солнце (изменение интенсивности корональных выбросов, изменение среднего радиуса Солнца и др.). Все указанные скачки происходили в один и тот же интервал времени 1997.5 – 1998.5 гг. Согласно развиваемой геодинамической концепции указанные синхронные вариации природных процессов на различных телах солнечной системы тесно связаны со скачкообразными относительными смещениями эксцентричных и несферичных оболочек этих тел (ядра относительно мантии) и с ускоренным движением системы эксцентричных оболочек планеты (или спутника) относительно барицентра солнечной системы. Динамические аспекты проблемы еще предстоит исследовать. В данной работе явления синхронных скачкообразных изменений в солнечной системе рассматриваются с эмпирической точки зрения.

Введение. В соответствии с основными положениями геодинамической модели возбуждения оболочек планет и спутников внешними небесными телами [1]. Ранее нами было предсказано и изучено на основе современных данных космической геодезии скачкообразное

смещение центра масс Земли в 1997- 1998 гг. [2]. Мы ожидали и ожидаем аналогичные смещения центов масс для других тел солнечной системы (для Меркурия, Луны, Солнца, Титана, Марса и др.). Причем по нашей гипотезе указанные скачкообразные геодинамические явления для тел солнечной системы являются синхронными [3] и, в частности, должны были проявиться именно в 1997 -1998 гг. На Земле подобные скачки наблюдались практически во всех планетарных процессах [4], [5]. В случае Луны выявленный скачок центра масс получает подтверждение в данных светолокационных наблюдений и также приходится на указанный период времени [6]. Подобные скачкообразные изменения природных процессов и явлений в 1997-1998 гг. были нами обнаружены на Солнце (вариации скоростей корональных выбросов масс) [7], вариации излучения Солнца, изменение среднего радиуса Солнца [8] и др.). Аналогичные скачкообразные явления удастся выявить не только для периода 1997.5 – 1998.5 гг., но и для других интервалов времени, например, в 1986 – 1987 гг., 2001.5 – 2002.5 гг. Подобные скачки наблюдаются на Земле (широкий перечень явлений и процессов в атмосфере, океане, сейсмике и вулканизме, в изменениях физических полей, во вращении Земли и ее ядра и т.д.) и обнаруживаются на Марсе (вариации масс атмосферы в северном и южном полушариях). Здесь условимся рассматривать выборочные процессы на трех небесных телах: Земле, Луне и Солнце.

1. Гипотеза о единых ритмах тел Солнечной системы.

Современные данные подтверждают гипотезу о единых ритмах и цикличностях природных процессов и синхронности скачкообразных изменениях на планетах и спутниках, изложенную в тезисах доклада на Генеральной ассамблее EGU в 2000 г. [3]: “General rhythms of the solar system bodies. The big bodies of the planetary systems in the Galaxy (including the central star) define a system of the eccentric and non-homogeneous envelopes. These envelopes are also some celestial bodies, executing definite relative translatory-rotary motions due to mutual gravitational interactions and to gravitational interactions with other bodies of the planetary system and Galaxy. The studies of the problem about relative translational motion of the spherical envelopes in the gravitational field of other planets and of the Galaxy allow us to describe very important regularities of the dynamics and evolution of the planetary system bodies. Here I formulate them for the Solar system. 1. Frequency basis of the relative oscillations of the planet envelopes are common to all the bodies of the Solar system (including the Sun) and coincide with the basis of frequencies of the planetary orbital theory. 2. Envelopes of all the bodies of the Solar system execute synchronous relative oscillations under the gravitational action of the Galaxy with characteristic periods 800, 400, 250 My and some others. These general regularities in particular describe: (1) synchronism of the global geological events and catastrophes on the Sun, Earth

and Moon (variations of the Sun activity, cyclicity of the biology life, geological chronology table, cyclicity and inversion of the supercontinents formation and their break-up); (2) synchronism of the seismic phenomena on the Earth, Moon and Sun; (3) geological variations of the geopotential, of the Earth axial rotation, of the pole paleomigration; episodic upsets of the Earth.”

2. О возможном механизме синхронных скачков природных процессов на телах солнечной системы. По нашей геодинамической модели, природа скачков в активности природных процессов данной планеты тесно связана со скачкообразными изменениями в положении центра масс ядра и в значениях скорости его тренда относительно мантии, и, соответственно, с аналогичными изменениями в положении и тренде центра масс всей планеты, и с ускоренным движением системы эксцентричных оболочек планеты (или спутника) относительно барицентра солнечной системы. Действительно, скачкообразные изменения в направлении и скорости смещения центра масс планеты (Земли, Луны и др.) неизбежно приведут к скачкообразным изменениям упругой энергии и мощности диссипации энергии в слоях мантии и, соответственно, к резким скачкообразным изменениям во всех планетарных природных процессах (тектонических, сейсмических и др.).

В данной работе мы обсуждаем более общее наблюдаемое явление - синхронных скачкообразных изменений природных процессов и явлений, происходящих на разных телах солнечной системы (в данной работе на Земле, Луне и Солнце). Обсуждается скачкообразное изменение значения динамического коэффициента упругости Земли k_2^d [7] и скачок в относительном положении лазерных рефлекторов и центра масс Луны Земли в 1997 – 1998 гг. [6] Дается интерпретация изменений разности наблюдаемого радиуса Солнца и его эфемеридного (расчетного) значения также в 1997 – 1998 гг. [8].

По нашей геодинамической модели, природа этих вариаций Земли тесно связана со скачкообразными изменениями в положении центра масс ядра и скорости его тренда относительно мантии, и, соответственно, с аналогичными изменениями в положении и тренде центра масс всей Земли и с ускоренным движением системы эксцентричных оболочек планеты (или спутника) относительно барицентра солнечной системы [3]. Действительно, скачкообразные изменения в направлении и скорости смещения центра масс Земли неизбежно приведут к скачкообразным изменениям упругой энергии и мощности диссипации энергии в слоях мантии и, соответственно, к резким скачкообразным изменениям во всех планетарных природных процессах [1], [2]. В данной работе мы обсуждаем более общее наблюдаемое явление - синхронных скачкообразных изменений природных процессов и явлений, происходящих на разных телах солнечной системы (в данной работе на Земле, Луне и Солнце),

предсказанное автором [4]. Обсуждается скачкообразное изменение значения динамического коэффициента упругости k_2^d Земли [7]. Скачок периода свободной нутации Земли в 1997 - 1998 годы [9]. Выявлен скачок в относительном положении лазерных рефлекторов и центра масс Луны в 1997 – 1998 гг. [6]. Рассматривается явление скачка в 1997 -1998 гг. в значениях скоростей корональных выбросов массы [10]. Дается интерпретация изменений разности наблюдаемого радиуса Солнца и его эфемеридного (расчетного) значения также в 1997 – 1998 гг. [8].

3. Некоторые явления синхронных скачков природных процессов на Земле, Луне и на Солнце.

3.1. Возможные вековые тренды значений динамического коэффициента упругости Земли k_2^d и скачок этих значений в 1997-1998 г. На рис. 1 приведены ежегодные значения коэффициента k_2^d , полученные в результате обработки данных лазерных наблюдений в период 1988-2003 (16 определений по наблюдениям LAGEOS 1) и в период 1992-2003 (12 определений по наблюдениям LAGEOS 2) [7]. Здесь черные точки соответствуют определениям по данным LAGEOS 1, а полые кружки - LAGEOS 2. Довольно явно выделяются тренды и скачок в значениях коэффициента k_2^d .

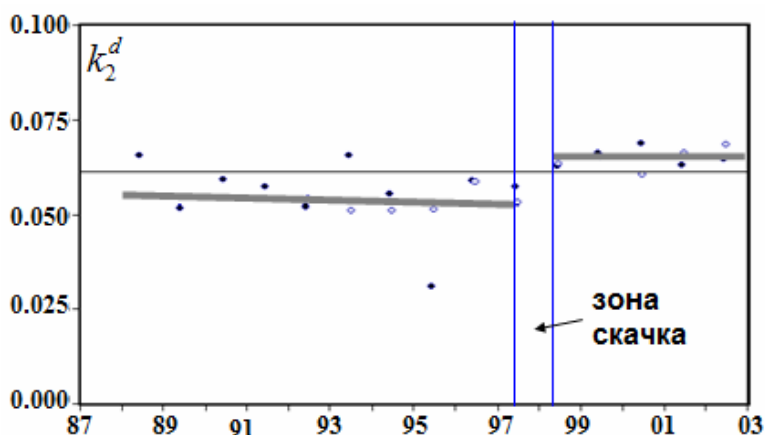


Рис. 1. Ежегодные определения коэффициента упругости Земли k_2^d и возможная интерпретация его временного тренда (тенденция убывания значений) и скачка этого коэффициента в период 1997.5 – 1998.5 гг. [7].

3.2. Скачкообразное изменение периода свободной нутации жидкого ядра (FCN) в 1997-1998 г. $\Delta T_{FCN} = 45$ сут. Естественно, в результате указанных преобразований будет меняться динамическое сжатие ядра и как следствие будет меняться значение периода свободной нутации ядра.

Рис. 2 как раз является подтверждением сказанному. Резкое скачкообразное изменение периода нутации свидетельствует об изменениях моментов инерции жидкого ядра и, соответственно, его динамического сжатия, от которого в первую очередь зависит период свободной нутации [9]. Период свободной нутации ядра имел ступенчатое

изменение в 1997 - 1998 годы. Период за короткий промежуток времени увеличился на 45 дней. В предыдущие годы период убывал со скоростью примерно -1.67 день / год. Можно предположить, что причиной таких резких и больших изменений периода нутации жидкого ядра Земли являются грандиозные обрушения подошвы мантии на границе с жидким ядром, которые приводят к значительным вариациям сжатия полости жидкого ядра.

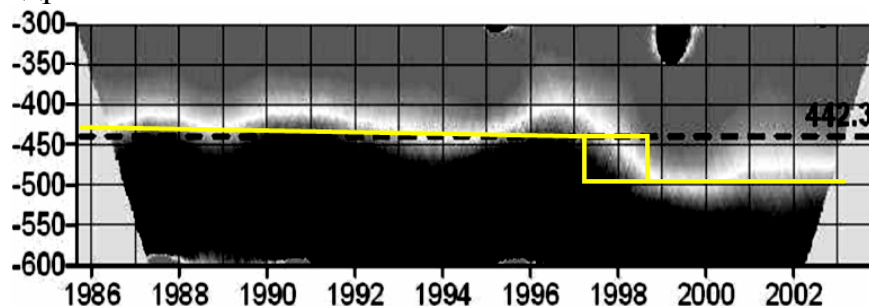


Рис. 2. Скачок периода свободной нутации Земли в 1997 - 1998 годы. По данным работы Каларус и др. [9] (Kalarus M., Luzum B.J., Lambert S., Kosek W., 2006).

3.3. Обнаружение скачка центра масс Луны в 1997- 1998 г. по измерениям лазерных дальностей до светотражателей на поверхности Луны. Явления постоянных и циклических смещений центров масс тел солнечной системы (включая Луну) обсуждались автором в ряде работ ([1], [11] и др.).

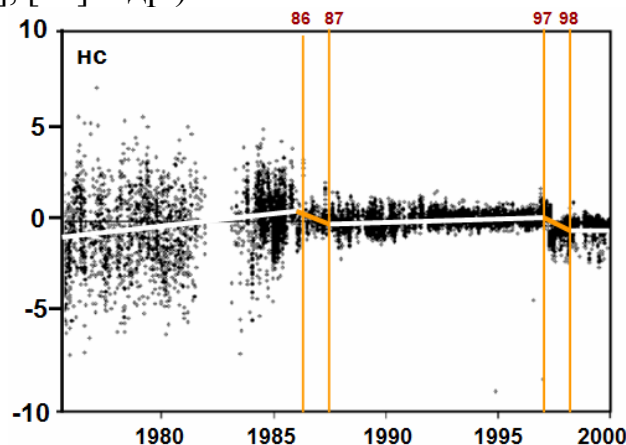


Рис. 3. Остаточные разности лазерных дальностей до Луны в период 1976 – 2000 гг. (в наносекундах) [6]. Скачки дальностей в 1986 – 1987 гг. и в 1997 – 1998 гг. Тренд в период 1987 -1997 гг. составляет около 0.036 нс/год.

В работе Г.А. Красинского [6] в результате анализа лунных лазерных измерений было выявлено скачкообразное изменение координат светотражателей (в 1997 - 1998 гг.) на весьма существенные расстояния около 15 - 25 см по координатным осям селенографической системы координат данной эпохи (до скачка). Поскольку скачки координат для всех

четырёх наблюдаемых отражателей на Луне оказались довольно близкими, то естественно предположить, что скачок произошел в положении центра масс Луны по отношению к лунной коре на те же примерно 15-25 см. Приведем средние значения смещений для всех четырех отражателей в см. По оси x , направленной к Земле, смещение составляет -15 ± 4 см, по оси y (смещение к востоку) 23 ± 7 см и по оси z (смещение к югу) составляет 23 ± 7 см. Т.е. центр масс Луны скачком сместился к географической точке на поверхности Луны с координатами 40° с.ш., 32° з.д. Само смещение весьма значительно и составляет около 36 ± 11 см.

На рис. 3 наблюдаются также слабые вековые тренды в период 1985 – 1997 гг. со скоростью около 0.036 нс/год и после скачка со скоростью 0.128 нс/год. Им соответствуют тренды остаточных дальностей в 2.34 см/год – до 1998 и в 3.52 см/год - после 1998 г. Если рассмотреть лишь дрейф относительно оси x , то оценки для скоростей дрейфа уменьшатся: 0.98 см/год – до 1998 г. и в 1.47 см/год - после 1998 г.

Таким образом, все тело Луны (ее мантия) в 1997 - 1998 г. испытало трансляционное смещение относительно собственного центра масс на 25 – 35 см. Естественно, что мы ожидали и ожидаем аналогичные смещения для других тел солнечной системы (для Меркурия, Луны, Солнца, Титана, Марса и др.). Причем указанные скачкообразные геодинамические явления для тел солнечной системы являются синхронными и, соответственно, должны были проявиться именно в 1997 - 1998 гг. В случае Луны указанный скачок центра масс получает подтверждение в данных светолокационных наблюдений [6]. Ранее нами был подтвержден и изучен аналогичный эффект скачкообразного смещения центра масс Земли [1]. По данным системы спутниковых наблюдений ДОРИС в 1997 - 1999 гг. резкое смещение центра масс Земли к северу составило 22.4 мм в направлении географической точки 79.4 с.ш., 104.0° з.д.

3.4. Скачки природных процессов Солнца в 1997 – 1998 гг. Следующий рисунок хорошо иллюстрирует значительные скачки в значениях скоростей корональных выбросов массы (CMEs) в 1997.5 – 1998.5 гг., а также для низких и высоких широт. Были проанализированы 4607 данных CMEs для низких широт и 1159 данных CMEs для высоких широт (кроме CME из диапазона широт $40^\circ \div 60^\circ$). Все значения являются усредненными по периодам Карингтоновского вращения CR (они указаны вверху рисунка). Разрывы графиков соответствуют двум SOHO пробелам в данных в 1998 году (июнь – октябрь) и в 1999 (январь) [10].

На рис. 5 дается возможная интерпретация скачка и смены знака тренда в изменении радиуса Солнца. Здесь приведены данные об изменении радиуса Солнца, сосредоточенных вблизи летнего

солнцестояния. Каждая точка представляет данные приблизительно за 2 недели. Ошибка представляет бары стандартных отклонений [7].

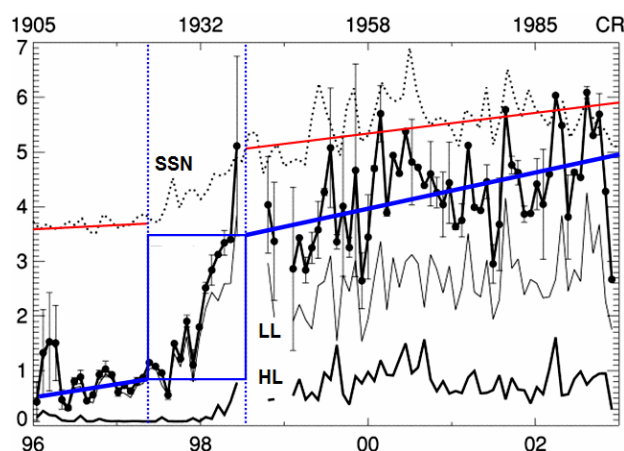


Рис. 4. Скорости корональных выбросов массы (CMEs), полученные с помощью коронографов SOHO / LASCO (сплошная линия с темными кружками) по сравнению с ежедневными значениями SSNs. CME скорости, соответствующие низким ($\leq 40^\circ$) и высоким ($\geq 60^\circ$) широтам также показаны на рисунке и обозначены как LL и HL, соответственно.

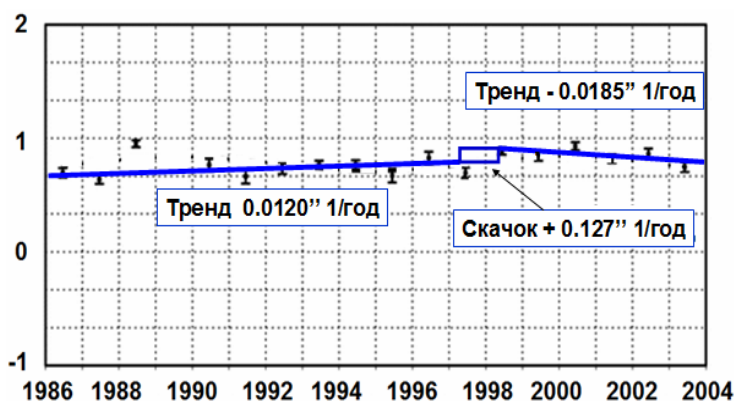


Рис. 5. Линейные тренды радиуса Солнца до и после скачкообразного изменения радиуса в 1997 -1998 гг. на $+0''187$. Оценки линейных трендов составляют $-0.0083''/\text{год}$ (до скачка) и $-0.0124''/\text{год}$ (после скачка).

Приведенные выше результаты подтверждают нашу гипотезу о единых ритмах и цикличностях природных процессов на планетах и спутниках Солнечной системы, изложенную в тезисах доклада на Генеральной ассамблее EGU в 2000 г. [3]. Изучение синхронных скачков в природных процессах и явлениях на различных телах солнечной системы следует продолжить.

Литература

1. Баркин Ю.В. Объяснение эндогенной активности планет и спутников и ее цикличности. Известия секции наук о Земле Российской академии естественных наук. Вып. 9, М., ВИНТИ, с. 45-97.

2. Zotov L.V., Barkin Yu.V., Lubushin A.A. (2009) Geocenter motion and its geodynamical content // Space Geodynamics and Modeling of the Global Geodynamic Processes, Novosibirsk, Russian Federation, 22-26 September, 2008; Russian Academy of Sciences, Trofimuk Inst. of Petrol. Geol. And Geophys., SB RAS. Novosibirsk: Acad. Publ. House “Geo”, 2009. P. 98–101.
3. Barkin Yu.V. General rhythms of the solar system bodies. XXV General Assembly of EGS (Nice, France 25-29 April 2000) PS 6. News Letter European Geophysical Society, N 74, March 2000. Scient. Programme, p. 257.
4. Barkin Yu.V. Step-by-step synchronous variations of geodynamical and geophysical processes and their uniform mechanism: events of 1997-1998 years. EGU General Assembly (Vienna, Austria, 19-24 April 2009). Geophys. Res. Abstr., Vol. 11, 2009, abstract # EGU2009-1618.
5. Баркин Ю.В. Синхронные скачки активности природных планетарных процессов в 1997-1998 гг. и их единый механизм // Геология морей и океанов: Материалы XIX Международной научной конференции (Школы) по морской геологии. Т. V. - М.: ГЕОС. 2011. с. 28-32.
6. Красинский Г.А. Определение селенодинамических параметров из анализа лунных лазерных измерений дальности Луны 1970 – 2001 гг. Сообщение Института прикладной астрономии РАН. N 148. St. Peterburg. 2003. 27 с.
7. Krasinsky G.A. Variations of the coefficient J_2 of geopotential, and the dynamical Love number k_2^d from the analysis of laser ranging to LAGEOS 1 and LAGEOS 2. arXiv:1107.0205v1 [astro-ph.EP] 1 Jul 2011. 21 pp.
8. Chapman G.A., Dobias J.J., and S. R. Walton. On the Variability of the Apparent Solar Radius. The Astrophysical Journal, 681 (2008) 1698. doi:10.1086/588512.
9. Kalarus M., Luzum B.J., Lambert S. and Kosek W. (2006) Modelling and Prediction of the FCN. Proc. Journées 2005, Systèmes de Référence Spatio-Temporels, 181-184.
10. Gopalswamy N., Lara A., Yashiro S. , Howard R.A. (2003) Coronal mass ejections and solar polarity reversal. The Astrophysical Journal, 598: L63-L66. 2003 November 20.
11. Barkin Yu.V. (2011) Modern problems of selenodynamics // Astronomical and Astrophysical Transactions (AApTr), 2010/2011, Vol. 27, Issue 1, pp. 101-104.

Подсекция:

**ГАЗОДИНАМИКА, ТЕРМОДИНАМИКА
И УДАРНЫЕ ВОЛНЫ**

Сопредседатели
профессор Н.Н. Сысоев, профессор А.В. Уварова,
профессор В.М. Шибков

МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ СВЕРХЗВУКОВОГО ГОРЕНИЯ
УГЛЕВОДОРОДНОГО ТОПЛИВА

Аспирант *Бауров А.Ю.*, мл.науч.сотр. *Копыл П.В.*,
мл.науч.сотр. Сурконт О.С.,
профессор *Шибков В.М.*, профессор *Шибкова Л.В.*

В работе реализована стабилизация горения газообразного (пропан) и жидкого (спирт) углеводородного топлива в сверхзвуковом воздушном потоке внутри аэродинамического канала и над поверхностью диэлектрической пластины. Экспериментальная установка включает в себя вакуумную камеру, систему для создания сверхзвукового потока, ресивер высокого давления воздуха, ресивер высокого давления пропана, систему для инжекции жидкого углеводорода в высокоскоростной воздушный поток, магнетронный генератор, систему для ввода СВЧ-энергии в камеру, высоковольтный источник питания для создания разряда постоянного тока, прямоугольный расширяющийся аэродинамический канал, систему синхронизации и диагностическую аппаратуру.

Параметры СВЧ генератора: длина волны $\lambda = 2.4$ см, длительность импульса $\tau = 1 - 100$ мкс, импульсная СВЧ мощность $W = 10 - 100$ кВт, скважность в частотном режиме равна 1000, средняя СВЧ мощность меньше 100 Вт. Параметры источника постоянного тока: вкладываемая в разряд импульсная мощность изменяется в диапазоне 1 - 10 кВт, разрядный ток может изменяться от 1 до 12 А, напряжение на разрядном промежутке может изменяться в диапазоне 1 - 4.5 кВ, длительность импульса тока регулируется в пределах от 0.1 до 2.0 с.

Экспериментальные условия: высокоскоростные воздушные потоки с числом Маха $M = 0.1 - 2$, секундный массовый расход воздуха может изменяться от 25 до 150 г/с, пропана – от 1 до 9 г/с, спирта – от 0.5 до 3.5 г/с. Давление в барокамере изменяется в диапазоне $p = 40 - 760$ Тор.

Диагностический комплекс состоит из следующего оборудования: электрические зонды, термопары, датчики давления, датчики концентрации пропана, датчики абсолютной и относительной влажности, тензорные весы, фотоэлектронные умножители, система для измерения проводимости пламени, двухпроводная линия, цифровые монохроматоры и спектрографы, цифровые осциллографы, цифровые фото и видеокамеры, компьютеры.

Температуры пламени определялась спектральным методом по полосам излучения CN (0;0) и (1;1) с длинами волн кантов 388.3 нм и 387.1 нм; спектральным методом по полосам излучения CH Q(0;0), Q(1;1) и Q(2;2); методом накаливаемого зонда; с помощью регистрации сплошного спектра,

излучаемого нагретым вольфрамовым стержнем, помещенным в поток пламени.

Концентрация электронов определялась зондовым методом; по поглощению зондирующего 8-мм излучения; по проводимости пламени.

Тепловые потоки из области горения определялись с помощью термомпары.

Полнота сгорания воздушно-углеводородного топлива определялась с помощью датчика пропана; датчиков измерения абсолютной и относительной влажности; электронных термометров; датчиков давления; термопар; тензорных весов.

Для характеристики абсолютной яркости излучения нечерных тел вводится понятие яркостной температуры $T_{\text{я}}$. Спектральная яркость излучения эталонной ленточной лампы с истинной температурой вольфрама T для любой длины волны меньше яркости излучения абсолютно черного тела с той же температурой T . Однако для заданной длины волны λ существует такая температура абсолютно черного тела $T_{\text{я}}$ (причем $T_{\text{я}} < T$), при которой его спектральная яркость $b_{\lambda, T_{\text{я}}}$ равна яркости излучения ленточной лампы $B_{\lambda, T}$. Эта температура абсолютно черного тела $T_{\text{я}}$ называется яркостной температурой вольфрама.

В эксперименте сравниваются сплошной спектр, испускаемый накалившимся вольфрамовым стержнем, со сплошным спектром эталонной вольфрамовой лампы. Зная яркостную температуру лампы можно определить яркостную температуру вольфрамового стержня, а затем рассчитать его истинную температуру по формуле $\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{\text{я}}} = 1.041 \cdot 10^{-4} \lg[\tau_{\lambda} \varepsilon_{\lambda_0, T}]$, где $\tau_{\lambda} \approx 0.92$, $\varepsilon_{\lambda_0, T}$ - коэффициент излучения вольфрама при $\lambda_0 = 0.65$ мкм и температуре T .

Регистрируя спектр испускания вольфрамового стержня, помещенного на различных расстояниях от выходного сечения аэродинамического канала, и используя коэффициент спектральной чувствительности спектрографа, была измерена температура пламени. На рис. 1 приведено сравнение измеренной зависимости яркости излучения вольфрамового стержня (серое тело), помещенного на расстоянии 10 см от выходного сечения аэродинамического канала, с рассчитанной яркостью излучения абсолютно черного тела для различных яркостных температур. На рис. 1 экспериментально измеренная яркостная температура $T_{\text{я}} = 1720$ К, рассчитанная истинная температура поверхности вольфрамового стержня, нагретого высокоскоростным потоком пламени, равна $T = 1850$ К, что хорошо согласуется с температурой пламени на выходе из аэродинамического канала, измеренной другими методами. На рис. 2 представлена временная зависимость яркостной температуры поверхности вольфрамового стержня, определенная

по распределению по длинам волн интенсивности свечения сплошного спектра, испускаемого нагретым в потоке пламени вольфрамовым стержнем.

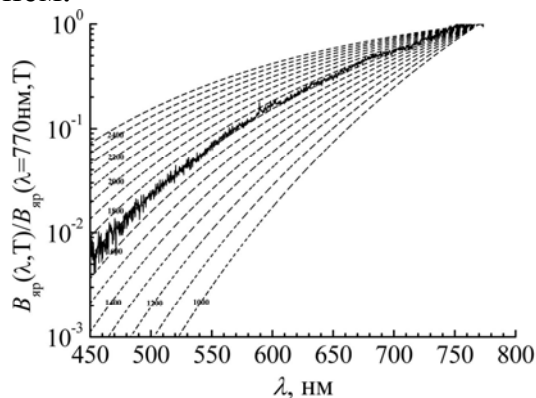


Рис. 1. Сравнение измеренной зависимости яркости излучения вольфрамового стержня (серое тело) с рассчитанной яркостью излучения абсолютно черного тела для различных яркостных температур.

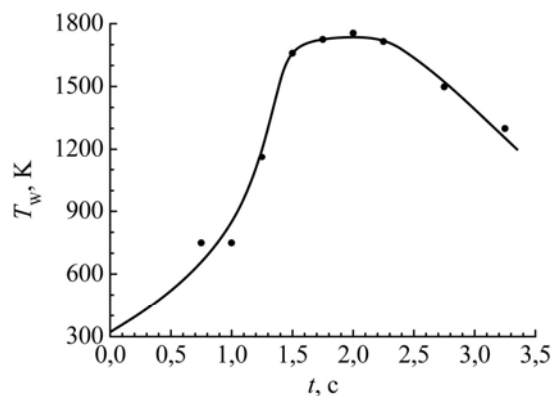


Рис. 2. Зависимость яркостной температуры вольфрамового стержня, определенная по распределению по длинам волн интенсивности свечения сплошного спектра, испускаемого нагретым вольфрамовым стержнем.

Температура пламени внутри аэродинамического канала измерялась по относительным интенсивностям полос циана. На рис. 3 представлен временной ход температуры пламени, зарегистрированный на расстоянии $z = 22$ см от электродов, а на рис. 4 на расстоянии $z = 42$ см.

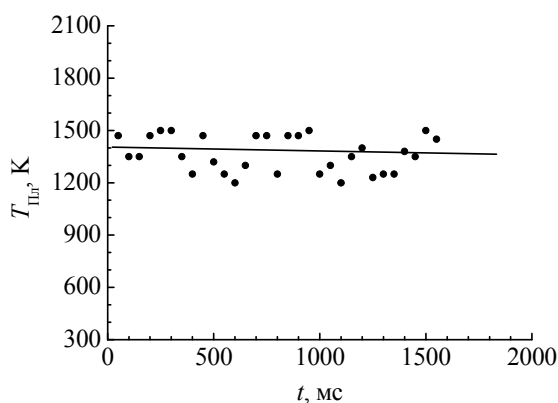


Рис. 3. Временной ход температуры пламени, зарегистрированный на расстоянии $z = 22$ см от электродов. Температура измерялась по полосам циана в течение пуска длительностью 1.6 с. Разрядный ток $i = 10$ А.

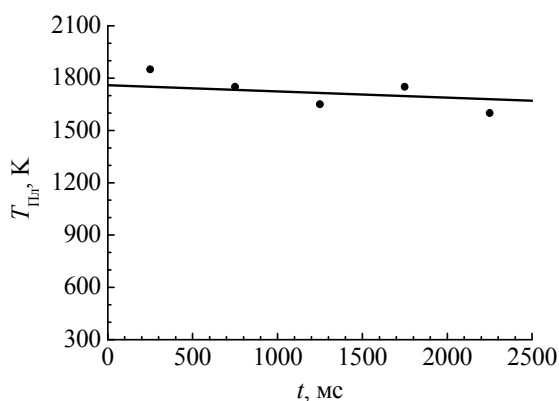


Рис. 4. Временной ход температуры пламени, зарегистрированный на расстоянии $z = 42$ см от электродов. Температура измерялась по полосам циана в течение пуска длительностью 2.5 с. Разрядный ток $i = 10$ А.

Из представленных результатов видно, что, во-первых, температура горения в течение пуска в любом сечении аэродинамического канала остается практически постоянной во времени, а, во-вторых, температура нарастает при движении пламени по аэродинамическому каналу вниз по потоку.

Для измерения полноты сгорания углеводородного топлива использовались несколько методик. Во-первых, в эксперименте измерялась температура пламени в условиях высокоскоростного горения. Зная секундные

массовые расходы воздуха и пропана, а также скорость пламени внутри канала и на его выходе можно определить сколько углеводородного топлива должно сгореть, чтобы нагреть струю пламени до измеренной температуры. Во-вторых, измерялась температура газа в закрытой камере сразу же после пуска. Зная массу воздуха в камере можно определить, какое количество теплоты должно выделяться, чтобы нагреть всю газообразную среду до измеренной температуры, и, соответственно, сколько топлива должно при этом сгореть. В-третьих, проводилось измерение давления в закрытой камере в процессе пуска воздуха без разряда, а также с разрядом без горения и в результате горения углеводородного топлива. Отсюда можно определить долю сгоревшего пропана. В-четвертых, проводилась регистрация концентрации паров воды в камере после сгорания пропана. Зная количество пропана, вводимого в поток, можно рассчитать концентрацию паров воды, которая должна образоваться при полном сгорании пропана. Сравнивая эту величину с измеренной концентрацией паров воды, образовавшейся в эксперименте, можно рассчитать полноту сгорания пропана. Полнота сгорания определялась также с помощью датчика пропана, расположенного внутри закрыто камеры.

Полученные всеми рассмотренными выше методами результаты подтверждают, что в условиях низкотемпературной газоразрядной плазмы в дозвуковом потоке происходит полное сгорание углеводородного топлива, а в сверхзвуковых потоках полнота сгорания достигает 90-95 %, что подтверждает эффективность использования низкотемпературной плазмы для увеличения эффективности горения высокоскоростных воздушно-углеводородных потоков.

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

ВОСПЛАМЕНЕНИЕ И СТАБИЛИЗАЦИЯ ГОРЕНИЯ УГЛЕВОДОРОДНОГО ТОПЛИВА В ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ВОЗДУШНЫХ ПОТОКАХ В УСЛОВИЯХ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЫ

Мл.науч.сотр. Копыл П.В., мл.науч.сотр. Сурконт О.С.,
профессор Шибков В.М., профессор Шибкова Л.В.

При высоких скоростях полета летательного аппарата, оснащенного прямоточным воздушно-реактивным двигателем, воспламенение и сжигание топлива в камере сгорания должно осуществляться в условиях заторможенного, сильно сжатого и нагретого до высоких температур воздуха. Например, при полете со скоростью $M=6$ температура поступающего в камеру сгорания воздуха порядка 2500 К. В этом случае дальнейшее повы-

шение температуры внутри камеры сгорания при сжигании в ней топлива неизбежно ведет к повышению до недопустимого уровня тепловых нагрузок на элементы конструкции двигателя, что приводит к его разрушению. С другой стороны при сверхзвуковых течениях и низких температурах поступающего в камеру сгорания воздуха топливо не успевает полностью сгореть внутри двигателя, к тому же в этих условиях становится проблематичной стабилизация горения топлива.

Для оптимизации режима сжигания в условиях высокоскоростных газовых потоков необходим поиск новых методов инициации и поддержания стабильного горения топлива в условиях сверхзвукового потока. Во всех типах реактивных двигателей стабилизация горения осуществляется с помощью застойных зон, служащих для предотвращения срыва пламени высокоскоростным потоком. Однако застойные зоны вносят дополнительное сопротивление потоку, к тому же в этих областях резко возрастают тепловые нагрузки на элементы конструкции двигателя. Методы управления горением, основанные на использовании низкотемпературной плазмы, позволяют решить проблему воспламенения холодного сверхзвукового потока воздушно-углеводородного топлива и проблему стабилизации его горения без использования застойных зон.

В нашей лаборатории разработана уникальная плазменная технология, основанная на инновационном подходе управления процессом сверхзвукового горения с помощью низкотемпературной плазмы комбинированного разряда. Данная технология использует принцип быстрого плазменно-стимулированного воспламенения воздушно-углеводородного топлива, когда его температура недостаточна для самовоспламенения и полного сжигания внутри аэродинамического канала, моделирующего камеру сгорания прямоточного двигателя. Разрабатываемая технология использует также принцип стабилизации горения холодных сверхзвуковых воздушно-углеводородных потоков с помощью программированного разряда, мощность которого изменяется по наперед заданной программе при изменении внешних условий.

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 при использовании нестационарной низкотемпературной плазмы необходимо оптимизировать режим инициации импульсного разряда, т.е. величину вкладываемой в плазму энергии, длительность и частоту следования импульсов. Это может быть осуществлено при создании разряда в режиме программированного импульса. В этом случае пробой газа, поддержание плазмы и вклад энергии в заданную область пространства осуществляются с помощью сверхвысокочастотного разряда с изменяющейся во времени мощностью.

Экспериментальная установка включает в себя вакуумную камеру, систему для создания сверхзвукового потока, ресивер высокого давления воздуха, ресивер высокого давления пропана, систему для инъекции жидкого углеводорода в высокоскоростной воздушный поток, магнетронный генератор, систему для ввода СВЧ-энергии в камеру, высоковольтный источник питания для создания разряда постоянного тока, прямоугольный расширяющийся аэродинамический канал, систему синхронизации и диагностическую аппаратуру. Секундный массовый расход воздуха может изменяться от 25 до 150 г/с, пропана – от 1 до 9 г/с, а спирта – от 0.5 до 3.5 г/с.

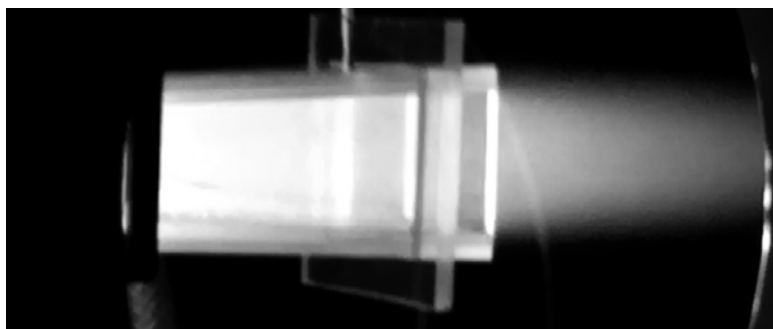


Рис. 1. Общий вид выходной области аэродинамического канала при плазменно-стимулированном горении пропан-воздушного топлива.

Экспериментально реализована стабилизация горения высокоскоростных воздушно-углеводородных потоков внутри расширяющегося аэродинамического канала (смотри рис. 1). Для измерения пространственно-временных параметров пламени, возникающего в условиях плазменно-стимулированного горения высокоскоростных потоков воздушно-углеводородных топлив в свободном пространстве (на поверхности диэлектрической пластины) и внутри различной конфигурации аэродинамических каналов, разработан и апробирован диагностический комплекс. Экспериментально показано, что параметры пламени, измеренные различными контактными и бесконтактными методами, хорошо согласуются друг с другом.

Измерено пространственно-временное распределение температуры пламени внутри и на выходе из аэродинамического канала (рис. 2). Показано, что температура внутри канала нарастает вниз по потоку от 1400 К на расстоянии $z = 10$ см от разрядной области до 1900 К на выходе из канала. Температура пламени остается постоянной и равной приблизительно 1900 К еще на расстоянии 15 см после выхода потока пламени из канала, а затем резко падает.

Показано, что при использовании в качестве системы стабилизации низкотемпературной газоразрядной плазмы сверхзвуковое горение холодного пропан-воздушного потока происходит при низкой температуре, что

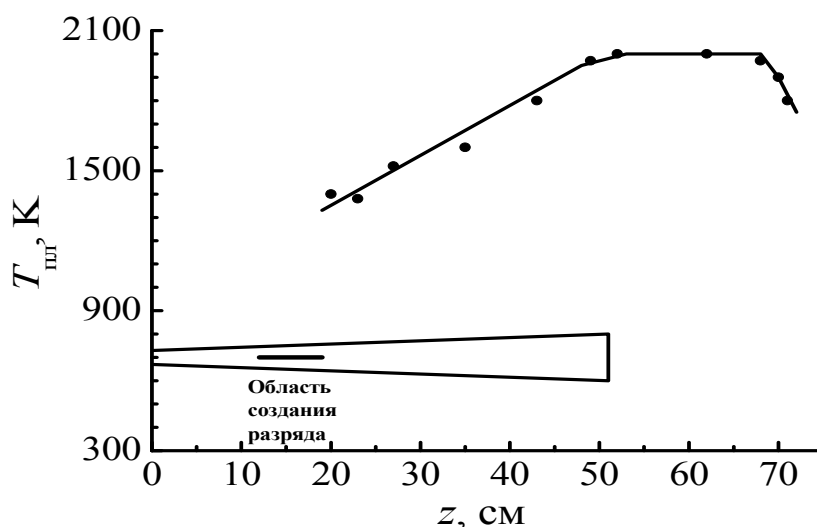


Рис. 2. Аксиальное распределение температуры пламени при горении пропан-воздушного потока внутри канала, моделирующего камеру сгорания прямоточного воздушно-реактивного двигателя.

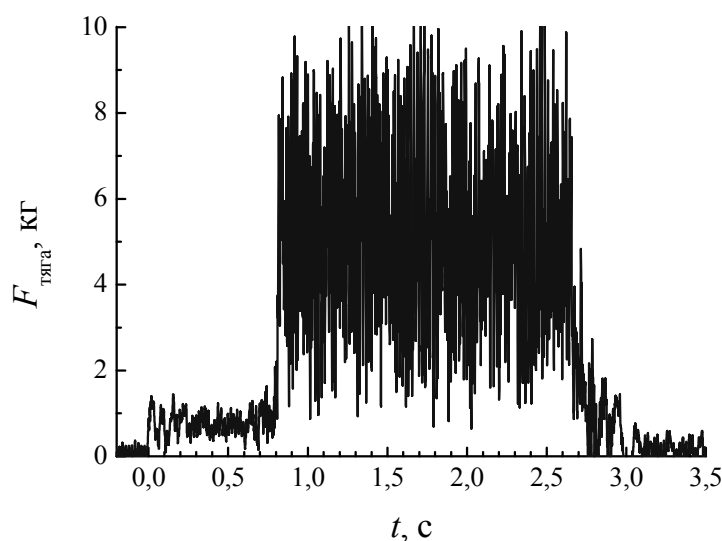


Рис. 3. Временной ход силы тяги, возникающей при плазменно-стимулированном горении сверхзвукового холодного пропан-воздушного потока.

важно с экологической точки зрения и с точки зрения увеличения эффективности сжигания топлива в аэродинамическом канале, моделирующем камеру сгорания прямоточного воздушно-реактивного двигателя.

Измеренное при секундном расходе воздуха 105 г/с и секундном массовом расходе пропана 4.9 г/с значение тяги (смотри рис. 3), равное 55 Н, близко к теоретически возможной в этих условиях величине 60 Н, что свидетельствует об эффективности предложенного плазменного метода для реали-

зации сжигания холодных воздушно-углеводородных потоков внутри аэродинамического канала, моделирующего условия в камере сгорания прямо-точного воздушно-реактивного двигателя.

Результаты выполненных экспериментальных исследований позволяют сделать вывод о том, что низкотемпературная неравновесная газоразрядная плазма является перспективным средством для инициирования воспламенения и поддержания стационарного горения сверхзвуковых потоков газообразного и жидкого углеводородного топлива.

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

ЭФФЕКТ МПЕМБЫ: МОДЕЛИРОВАНИЕ И ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ

ст. науч. сотр. *Винниченко Н.А.*, профессор *Уваров А.В.*,
ассистент *Плаксына Ю.Ю.*, студент *Викулин В.А.*

В конце 1960-х танзанийский школьник Эрасто Мпемба, пытаясь приготовить мороженое, обнаружил [1], что при остывании в одинаковых открытых сосудах горячая жидкость может замерзнуть быстрее, чем холодная. С тех пор его опыт был многократно повторен в лабораторных условиях, причем большинству групп удавалось воспроизвести эффект при определенных условиях. Были выделены основные факторы, которые могут приводить к быстрому замерзанию горячей жидкости: испарение, уменьшающее массу жидкости в сосуде с более высокой начальной температурой, и образование конвективных вихрей, способствующих передаче тепла из объема жидкости к поверхности, с которой оно отводится за счет контактной теплопередачи или испарения. Испарение легло в основу упрощенного инженерного моделирования [2], в котором был воспроизведен эффект Мпембы. Однако эта модель предсказала испарение 16% воды при остывании от 100°C до 0°C — значительно больше, чем наблюдалось в экспериментах. В некоторых экспериментах [3] было отмечено влияние растворенных в воде газов на наличие эффекта Мпембы. Концентрация растворенного газа может влиять на кинетику замерзания и должна учитываться, если в качестве критерия эффекта Мпембы принято появление льда, как в оригинальных опытах Мпембы. Если критерием выступает достижение температуры 0°C в какой-либо точке жидкости, как в большинстве последующих экспериментов и в настоящей работе, физический механизм влияния растворенных газов неясен. Наличие большого числа влияющих факторов, в том числе плохо контролируемых в эксперименте, привело к плохой воспроизводимости экспериментов, регистрации эффекта Мпембы в экспериментах одних групп и отсутствию в экспериментах других. Таким образом, в настоящий момент

не существует единого объяснения эффекта Мпембы, несмотря на недавние попытки численного моделирования [4], отсутствует количественная модель, имеющиеся экспериментальные данные во многом противоречивы. Целью настоящей работы было получить дополнительную информацию о пространственном распределении температуры при остывании жидкости со свободной поверхностью, измеряя поля температуры Теневым Фоновым Методом (ТФМ), а также построить более подробную, чем в [2], численную модель явления, учитывающую пространственные изменения температуры в объеме жидкости и наличие теплоотвода через стенки сосуда.

Эксперименты проводились в закрытом неотапливаемом помещении при температуре окружающего воздуха от -10°C до 0°C . Два одинаковых стеклянных прямоугольных сосуда с площадью дна 57×57 мм и высотой 60 или 30 мм (использовались две пары сосудов) были установлены на слое теплоизолирующего материала. Начальная масса воды в сосудах измерялась при наливании и была одинаковой с точностью 1 г. Начальная температура воды не фиксировалась в точности, т.к. за время наливания воды в сосуды, взвешивания и установки сосудов на окончательную позицию для съемки температура воды успевает значительно измениться. В ходе съемки опорные значения температуры в каждом сосуде, необходимые для ТФМ, непрерывно измерялись термопарами, установленными на дне вблизи боковой стенки. Съемка ТФМ-изображений производилась автоматически с частотой 1 кадр/мин на протяжении 1.5-2.5 ч, которые занимал процесс охлаждения. При обработке полученных изображений кросс-корреляционным методом в качестве опорного изображения использовалось последнее полученное до появления льда. Использование ТФМ позволило получить двумерные поля температуры, усредненные вдоль оптической оси, — в отличие от всех предыдущих работ по эффекту Мпембы, в которых температура фиксировалась одной или несколькими термопарами, установленными в различных точках.

Сравнительно небольшое число экспериментов, проведенных до сих пор, не позволило обнаружить сам эффект Мпембы. Однако во всех экспериментах кривые, соответствующие минимальной и максимальной температуре (Рис. 1б), для воды с большей начальной температурой при достижении одинаковой средней температуры имели больший наклон, что подтверждает наличие эффекта памяти в рассматриваемом течении. Во всех проведенных экспериментах регистрируемые поля температуры были близки к одномерным: зависимость температуры от глубины оказалась намного более сильной, чем от горизонтальной координаты. Проведенное численное гидродинамическое моделирование позволяет объяснить этот эффект: при температуре выше 4°C вода, охлаждающаяся от стенок, быстро стекает вниз в тонком пограничном слое, который не виден в эксперименте из-за эффекта перспективы. Дополнительные эксперименты, проведенные с частичным

закрытием свободной поверхности, показали, что при различном соотношении площади свободной поверхности и площади боковых стенок охлаждение может происходить как сверху, в условиях неустойчивой стратификации, так и снизу, с устойчивой стратификацией и отсутствием конвекции в объеме. Переход между этими двумя режимами, связанный с уменьшением интенсивности испарения при понижении температуры жидкости, может оказаться ключом к окончательному объяснению эффекта Мпембы.

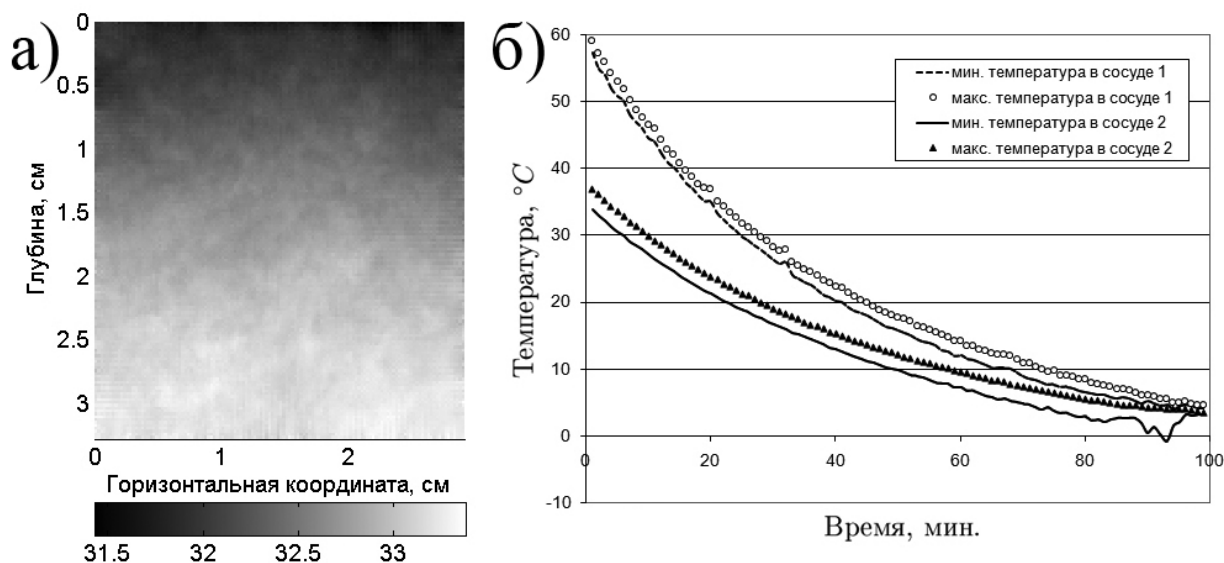


Рис. 1. а) Мгновенное поле температуры (°C), б) зависимость минимальной и максимальной температуры в обоих сосудах от времени

Были построены две упрощенные численные модели остывания воды. Первая модель подобна предложенной в [2], но включает также теплоотвод через боковые стенки, потерю тепла за счет излучения и может учитывать отличие температуры в тонком верхнем поверхностном слое от температуры в основном объеме жидкости. Вторая модель учитывает распределение температуры вдоль вертикальной оси. Она основана на уравнении теплопроводности с эффективным коэффициентом теплопроводности, который, как и величины тепловых потоков на верхней и нижней границах, определяется по эмпирическим формулам для коэффициентов теплопередачи. Такая модель дает достаточно информации для прямого сравнения с результатами эксперимента. Точность совпадения, однако, определяется точностью формул для эффективной теплопроводности в случае, когда распределение температуры немонотонно и присутствует проникающая конвекция.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант 14-08-31739).

Литература

1. E.B. Mpemba, D.G. Osborne. Cool? // Phys. Educ., 1969, v.4, №3, pp.172-175.
2. G.S. Kell. The freezing of hot and cold water // Am. J. Phys., 1969, v.37, №5, pp.564-565.
3. M. Freeman. Cooler still – an answer? // Phys. Educ., 1979, v.14, №7, pp.417-421.
4. M. Vynnycky, N. Maeno. Axisymmetric natural convection-driven evaporation of hot water and the Mpemba effect // Int. J. Heat Mass Transfer, 2012, v.55, №23-24, pp.7297-7311.

МОДЕЛЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СИЛЬНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В ГАЗЕ С ОДНОРОДНОЙ ПЛОТНОСТЬЮ

Ст. науч. сотр. *Юсупалиев У.*

Задача о схождении сильных цилиндрических и сферических ударных волн (УВ) в газе с однородной плотностью рассмотрена Гудерлеем Г. [1] и независимо Л.Д. Ландау – К.П. Станюковичем [2,3]. Ими в качестве масштаба длины был принят радиус фронта УВ $R(t)=A_{sw}(-t)^\alpha$, момент $t=0$ считался моментом её кумуляции (α – показатель автомодельности, A_{sw} – размерная постоянная). При $t < 0$ волна сходится к центру сферы (оси цилиндра), а при $t > 0$ отражается от него (неё). Для нахождения значения величины α система уравнений такой задачи в работах [1-3] решалась численным методом, но только для некоторых значений показателя адиабаты невозмущенного газа γ , а именно: 1; 1,4; 1,67; 3 и $\gamma \rightarrow \infty$ (см. табл.).

Определение показателя автомодельности α является одной из основных задач исследований закономерностей распространения сильных УВ в газе [1-6].

Экспериментальное определение этой величины для сходящейся сильной цилиндрической УВ проведено в работах [4-6]. В них было показано, что для такой УВ значение величины α в пределах ошибки измерений совпадает с предсказываемой авторами работ [1-3] величиной. Однако такая проверка проводилась только для $\gamma=1,67$ и $\gamma=1,4$. Что касается других значений величины γ , например $1,0 < \gamma < 1,4$ (для газа с возбужденными степенями свободы, ионизованного газа) для сходящихся цилиндрических и сферических УВ, то для них значения показателя автомодельности α остались неизвестными.

Данная работа посвящена определению аналитического выражения для показателя автомодельности α для сильных сходящихся цилиндрических и сферических УВ в газе с однородной плотностью.

Для описания одномерного движения газа за фронтом УВ используем уравнения непрерывности и Эйлера[1–3]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \frac{\partial v}{\partial r} + v \frac{\rho v}{r} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} = - \frac{\partial p}{\rho \partial r}, \quad (2)$$

где p и ρ – давление и плотность газа, v – скорость газа относительно системы координат, связанной с неподвижным газом, r и t – координата и текущее время, число v равно $v=0, 1$ и 2 для плоского, цилиндрического и сферического случаев соответственно. Поскольку распространение УВ представляет собой адиабатический процесс, то в этом случае между величинами p и ρ выполняются следующие соотношения [3]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial p}{\partial t}, \quad \frac{\partial \rho}{\partial r} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial p}{\partial r}, \quad c^2 = \gamma_{\text{eff}} \frac{p}{\rho}, \quad (3)$$

c и γ_{eff} – скорость звука в газе и его эффективный показатель адиабаты. С учетом (3) уравнение (1) имеет вид:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + v \frac{\partial p}{\partial r} + \rho c^2 \frac{\partial v}{\partial r} + \rho c^2 \frac{v v}{r} = 0. \quad (4)$$

С целью сокращения количества неизвестных функций воспользуемся основным свойством сильных УВ – равенством внутренней энергии и кинетической энергии единицы массы газа за их фронтами [7]. Из этого свойства для давления получим

$$p = \frac{(\gamma_{\text{eff}} - 1) \rho v^2}{2} \quad (5)$$

С помощью соотношения (5) уравнения (2) и (4) приведем к виду:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \gamma_{\text{eff}} v \frac{\partial v}{\partial r} = - \left(\frac{\gamma_{\text{eff}} - 1}{2} \right) \frac{v^2}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial r}, \quad (6)$$

$$v^2 \frac{\partial \rho}{\partial t} + 2 \rho v \frac{\partial v}{\partial t} + v^3 \frac{\partial \rho}{\partial r} + (2 + \gamma_{\text{eff}}) \rho v^2 \frac{\partial v}{\partial r} + \gamma_{\text{eff}} \rho \frac{v v^3}{r} = 0, \quad (7)$$

зависимые только от ρ и v . Представим теперь эти функции в виде:

$$v = \dot{R}(t) u(\xi), \quad \rho = \rho_0 g(\xi), \quad (8)$$

где в качестве масштаба плотности выбрана плотность газа перед фронтом УВ ρ_0 , а масштаба скорости – скорость УВ $\dot{R}(t) = dR(t)/dt$, $\xi = r/R(t)$ – автомодельная переменная. Подставив (8) в уравнения (1), (6) и (7) и проведя преобразования, получим безразмерные уравнения, допускающие разделение переменных, и тогда имеем две пары уравнений:

$$\begin{cases} \frac{R\ddot{R}}{\dot{R}^2} = C & (9) \\ \text{и } \frac{R\ddot{R}}{\dot{R}^2} = C, \end{cases} \quad \begin{cases} \xi \frac{u'(\xi)}{u(\xi)} - \gamma_{eff} u'(\xi) + \frac{(\gamma_{eff} - 1)}{2} u(\xi) \frac{u'(\xi) + v \frac{u(\xi)}{\xi}}{u(\xi) - \xi} = C & (10) \\ \xi \frac{u'(\xi)}{u(\xi)} - \frac{1}{2} (\gamma_{eff} + 1) u'(\xi) - v (\gamma_{eff} - 1) \frac{u(\xi)}{2\xi} = C, & (11) \end{cases}$$

где штрих означает дифференцирование по координате ξ , а точка – по времени t , C – константа разделения. Граничные условия для уравнений (10) и (11) определяются значениями параметров газа за скачком уплотнения сильной УВ, и при $\xi=1$ для функций $g(\xi)$ и $u(\xi)$ они формулируются следующим образом:

$$g(1) = (\gamma + 1) / (\gamma - 1), \quad u(1) = 2 / (\gamma + 1). \quad (12)$$

Решением уравнения (9) при $C \neq 1$ с начальными условиями $R(0)=0$ и $(dR/dt)_{t=0}=0$ является функция:

$$R(t) = A_{sw} \cdot t^\alpha = A_{sw} \cdot t^{\frac{1}{1-C}}, \quad (13)$$

представляющая собой закон распространения УВ: сходящихся и расходящихся цилиндрических и сферических УВ; плоских УВ и тороидальных УВ. Заметим, что при начальных условиях $R(0)=R_{in}$ и $(dR/dt)_{t=0}=V_{in}$ это же уравнение имеет другое решение, которое описывает зависимости от времени радиуса расширяющегося канала импульсных сильнооточных электрических разрядов в газах и радиуса тороидальных вихрей (ТВ) – плазменного ТВ в воздухе и кольцевых вихрей в воздухе/воде, где R_{in} и V_{in} – начальные радиус и скорость расширения разрядного канала разрядов и ТВ.

Для нахождения константы C необходимо определить величину $u'(1)$. Сравнивая (10) и (11) при $\xi=1$, найдем $u'(1)$. При известной $u'(1)$ с учетом (12) из (10) найдем искомую константу C , а следовательно, и величину показателя автомодельности α :

$$\alpha = \frac{1}{1-C} = \frac{1}{1 - \left(\frac{-v}{(\gamma+1)^2} \right) \left[(3-\gamma)(\gamma+1-2\gamma_{eff}) + 4(\gamma_{eff}-1) \right]}. \quad (14)$$

В таблице приведены значения показателя автомодельности α , вычисленные по формуле (17) для тех же значений γ , что и в работах [1–3] – для сходящихся цилиндрических и сферических УВ. Вычисленные дан-

ные по этой формуле удовлетворительно совпадают с результатами численных расчетов работ [1–3].

γ	$\rightarrow 1,0$		1,4		1,67		3,0		$\rightarrow \infty$	
γ_{eff}	$\rightarrow 1,0$		1,2÷1,4		1,2÷1,67		1,9÷3,0		$\gamma_{ef} = (0,85 \div 1,0)\gamma$	
Форма УВ	α	[Лит.] (форм.)	α	[Лит.] (форм.)	α	[Лит.] (форм.)	α	[Лит.] (форм.)	α	[Лит.] (форм.)
Плоск. ($\nu=0$)	1	[2]							1,0	[2]
	1	(14)							1,0	(14)
Ци- лин. ($\nu=1$)	1	[2]	0,83	[1,2]			0,81	[2]	0,50	[2]
	1	(14)	0,87÷ 0,85	(14)	0,86÷ 0,80		0,82÷ 0,67	(14)	0,58÷ 0,50	(14)
Сфер. ($\nu=2$)	1	[2]	0,72	[1–3]	0,68	[2,3]	0,62	[2]	0,37	[2]
	1	(14)	0,78÷ 0,75	(14)	0,75÷ 0,67	(14)	0,68÷ 0,50	(14)	0,42÷ 0,33	(14)

Таким образом, путем сокращения количества неизвестных функций и выбора их в виде (8) дифференциальные уравнения в частных производных (1), (6) и (7) удалось свести к обыкновенным дифференциальным уравнениям (9) – (11), из которых определена искомая зависимость $\alpha = f(\gamma, \gamma_{eff})$.

Литература

- [1]. Guderley G. // Luftfahrtforschung. 1942. В.19. Н. 9. S. 302–312.
- [2]. Станюкович К.П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971. 854 с.
- [3]. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1988. 733 с.
- [4]. Denner R.S., Wilson L.N. Electrical generation of imploding shock waves. Exploding wires. New York. 1962. Vol. 2. P. 145–157.
- [5]. Matsuo H., Nakamura Y. // J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52. 7. P. 4503–4509.
- [6]. Баронец П.Н. // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 3. С.182–187.
- [7]. Цикулин М.А., Попов Е.Г. Излучательные свойства ударных волн в газах. М.: Наука, 1977. 176 с.

ДИНАМИЧЕСКИЕ И СТАТИСТИЧЕСКИЕ СТРУКТУРНЫЕ ФУНКЦИИ ОТКРЫТОГО ОПТИЧЕСКОГО КАНАЛА В ПЕРЕХОДНЫХ РЕЖИМАХ И РЕЖИМЕ КОГЕРЕНТНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Вед. научн.сотр. *Арсеньян Т.И.*, *доцент Сухарева Н.А.*,
профессор *Сухоруков А.П.*

Оптические характеристики нестационарной неравновесной среды распространения, типичной для открытых оптических каналов передачи данных, принято описывать через структурную функцию, характеризующую интенсивность флуктуаций фазы на трассе. Современные модели фазовых возмущений используют приближения сильной и слабой турбулентности, структурные функции для которых различаются характером нарастания фазового рассогласования разнесенных в пространстве компонент оптического пучка и не учитывают низкочастотные вариации значений и динамическую неоднородность трассы.

Создание систем оперативного контроля и прогнозирования состояния оптической трассы – актуальная задача для адаптивных режимов работы оборудования. Высокоскоростные эксплуатационные режимы открытых оптических каналов передачи данных (более 10 Гб/с на расстояния в несколько километров) требуют оценки состояния канала на интервале времени в несколько миллисекунд. В работе на основе экспериментальных данных выполнен отбор контрольных параметров, характеризующих нелинейно-динамические и неравновесно-статистические свойства ансамбля распределения интенсивности в плоскости регистрации. Серия экспериментов проводилась на модельной горизонтальной трассе, оснащенной снизу нагревательным элементом и линейкой горизонтальных сопел, имитирующих ветровую нагрузку. Длина трассы регулируется углами наклона "гоняющих" плоских зеркал и составляет 7 метров. Создаваемые на модельной трассе условия обеспечивают режим сильных флуктуаций. Для исключения неконтролируемых температурных и аэродинамических воздействий рабочая зона заключена в цилиндрическую трубу диаметром 0.2 метра со щелевыми окнами по торцам. Источником излучения служит твердотельный лазер, работающий на второй гармонике и создающий гауссовский пучок на длине волны 0.48 мкм с радиусом 0.5 см.

Динамика распределения интенсивности на выходе трассы регистрировалась высокоскоростной камерой PULNiX-1300, позволяющей при разрешении рабочего поля 320x240 точек и 10-ти битном кодировании интенсивности выполнять видеофиксацию с частотой кадров 400 Гц и выше без дополнительного сжатия и фильтрации. Длительность отдельной выборки составляла не менее 20 секунд, шаг дискретизации -- 2.5 мс, рабочий размер кадра -- 320x240 пиксел при 8-битной оцифровке локальной интенсив-

ности, что соответствует 8000 кадров для одной выборки. Последовательность кадров распределения интенсивности рассматривалась как статистический ансамбль, для каждого из пикселей которого вычислялись первый и второй моменты функции распределения интенсивности.

После программной обработки серии изображений определялись следующие временные и пространственные характеристики поля на выходе трассы:

- временной ряд для первого и второго моментов пространственного распределения интенсивности,
- временной ряд мощности излучения, регистрируемого в заданной апертуре,
- нелинейно-динамические характеристики профилей распределения интенсивности (лакунарность, энтропия Реньи, размерность пространства вложения, профили фазовых траекторий).

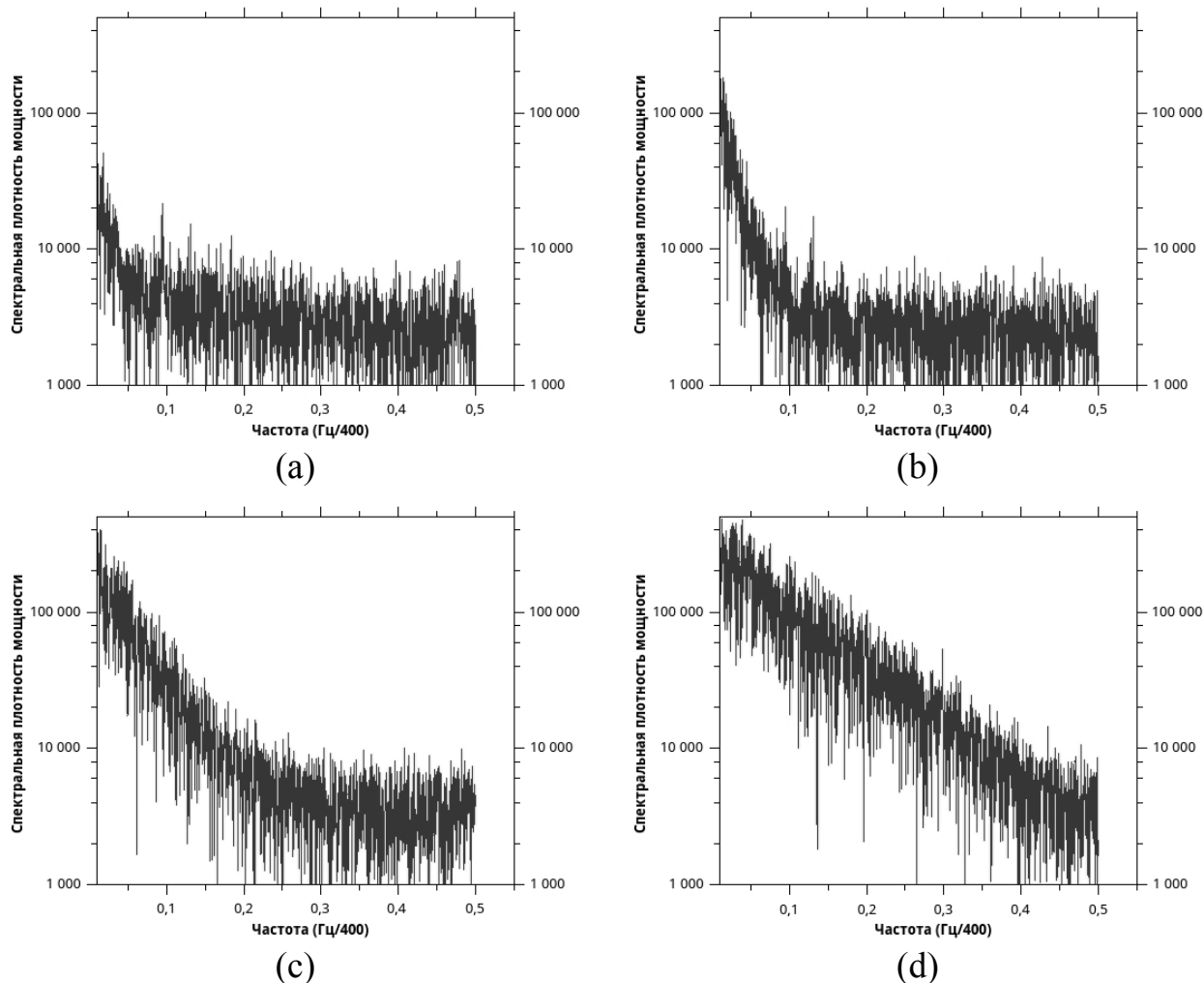


Рис.1. Профили частотных спектров флуктуаций интенсивности в отсутствии градиента температур (a) и при градиентах 500град/м (b), 750град/м (c) и 1500град/м (d)

На Рис.1 представлены типичные профили спектров локальных флуктуаций в узкоапертурной апертуре. Наблюдаемое изменение статистики флуктуаций с возрастанием притока тепла может быть грубо описано как последовательный переход от статистики Больцмана (в отсутствии градиента) к статистике Шеннона-Гиббса при малых градиентах и формированию «двухфазной» системы, одна из фаз которой подчиняется статистике Реньи [1]. В частотном спектре флуктуаций локальной интенсивности исследуемых экспериментальных серий, регистрируемой для апертуры 10x10 пиксел, можно выделить три характерных компонента:

- "белый шум" с постоянной спектральной плотностью во всём регистрируемом диапазоне частот и не зависящий от создаваемого градиента температур (равновероятное распределение Больцмана — левый фрагмент),
- экспоненциальная спектральная компонента, наклон которой монотонно возрастает при увеличении градиента температур (статистика Гиббса — средний фрагмент),
- степенная спектральная компонента, примешиваемая к экспоненциальной начиная с градиента температур от 750 град/м и выше (статистика Реньи — правый фрагмент).

Переходный процесс от статистики Гиббса к статистике Реньи эквивалентен фазовому переходу второго рода, сопровождающемуся повышением значения параметра порядка. Физически происходит регуляризация пространственных конвективных потоков и формирование режима так называемой когерентной турбулентности.

Тип фазового состояния среды распространения, среднее значение энергии флуктуации, пространственная неоднородность модуляции показателя преломления контролируются профилем спектра размерностей Реньи как функции информационной энтропии Реньи. Такой спектр, регистрируемый по кадру распределения интенсивности и не требующий процедуры накопления, может быть альтернативным параметром для оценки и прогнозирования качества работы открытого оптического канала передачи данных. На Рис.2 приведены типичные для мультифрактальных неравновесных структур спектры зависимости энтропии Реньи (иногда в рассматриваемом контексте называемые размерностью Реньи) от внутренней энергии (или параметра α) при различных значениях градиентов температур, создаваемых на тестовых трассах. При достижении градиентом температур значений более 750 град/м спектр неэкстенсивной энтропии Реньи существенно уширяется, возникает неустойчивость профиля. При последующем увеличении градиента наблюдаем двукратное уширение спектра энтропии.

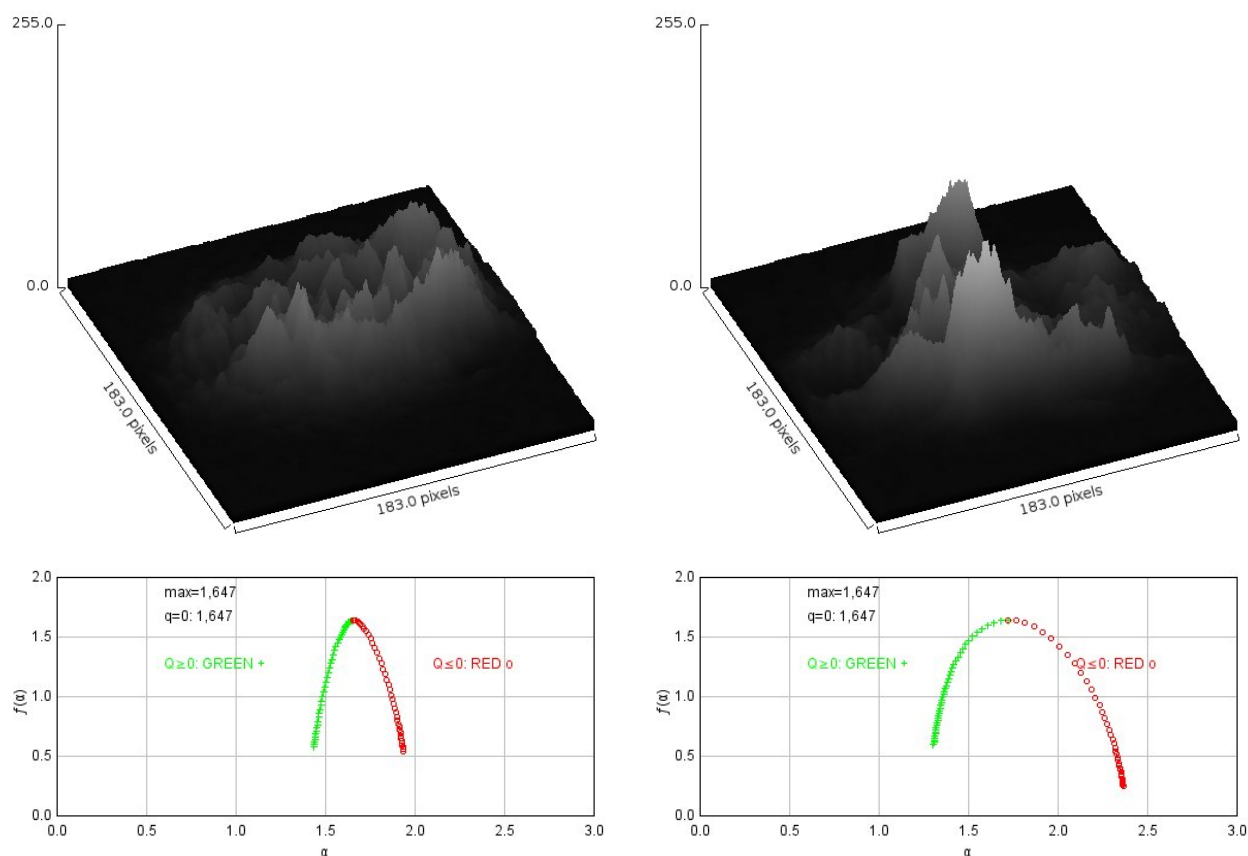


Рис.2. Профиль интенсивности и «спектры сингулярности» при градиентах 500град/м (левый столбец) и 1500град/м (правый столбец)

Сильная "перестройка" профиля спектра свидетельствует о возникновении двухфазных состояний и развитии фазового перехода второго рода, связанного с образованием регулярных аэродинамических структур в исходно стохастизованных турбулентных течениях. Контроль динамики первых моментов выполнялся методом фазовых траекторий с предварительной оценкой размерности пространства вложения [2]. На Рис.3 представлены типичные фазовые портреты «дыхания» пучка в стохастизованном режиме и режиме когерентной турбулентности. Характерные частоты осцилляций профиля при больших градиентах зарегистрированы в диапазоне от 4Гц до 60Гц. Для определения частот использовался метод сечения Пуанкаре.

Представленная обработка распределения интенсивности в плоскости регистрации оперирует макроскопическими характеристиками изображения и при детектировании тонких эффектов не обеспечит необходимого разделения состояний открытых нестационарных систем. Однако не следует забывать о практически мгновенном определении предложенных структурных характеристик и возможности с произвольным периодом сле-

дования проводить уточняющие измерения неравновесных термодинамических параметров изображения.

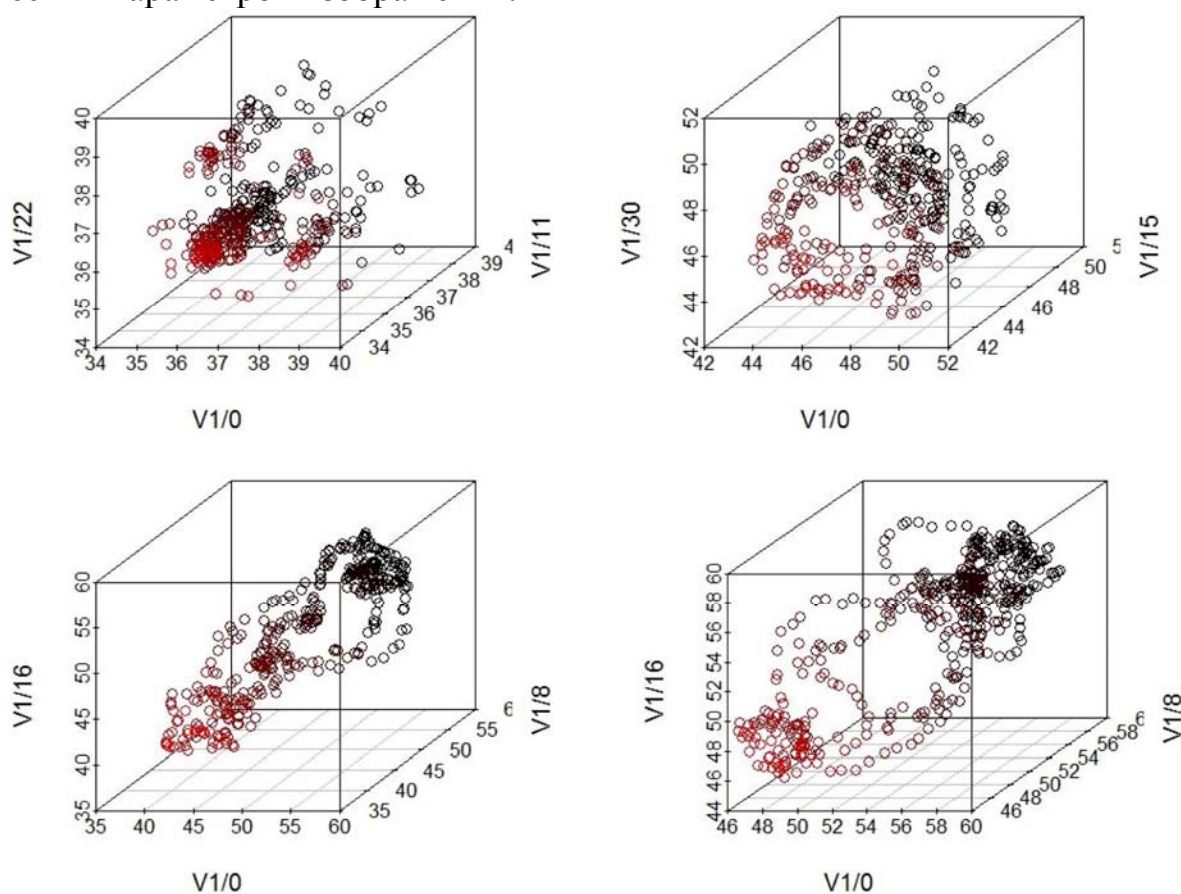


Рис.3. Фазовые портреты X и Y компонент центрального момента второго порядка при градиентах 500град/м (верхний ряд) и 1500град/м (нижний ряд)

Традиционные статистические характеристики пространственных искажений сигнальных пучков в открытых оптических каналах передачи данных должны быть дополнены нелинейно-динамическими и неравновесно-статистическими параметрами профиля распределения интенсивности, такими как размерность пространства вложения, характерные частоты для фазовых траекторий, энтропия Реньи, лакуарность распределения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 14-02-00461).

Литература

1. Башкиров А.Г. Энтропия Реньи как статистическая энтропия для сложных систем // ТМФ, 149:2 2006, с.299–317
2. Арсеньян Т.И., Гребенников Д.Ю., Сухарева Н.А., Сухоруков А.П. Реконструкция фазовых траекторий лазерного пучка, прошедшего турбулентную среду. // Оптика атмосферы и океана. 2014. Т. 27. № 01. С. 5–10

СОДЕРЖАНИЕ

Подсекция «Оптика и лазерная физика»

НОВЫЕ АЛГОРИТМЫ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ В ЛАЗЕРНОЙ ДИФРАКТОМЕТРИИ ЭРИТРОЦИТОВ Никитин С.Ю., Приезжев А.В., Луговцов А.Е., Устинов В.Д.	5
ПАТТЕРННЫЙ АНАЛИЗ УСТОЙЧИВОСТИ ФРАКТАЛЬНЫХ ПРИЗНАКОВ В ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР С МЕТАМАТЕРИАЛАМИ Короленко П.В., Рыжикова Ю.В.	12
СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА БИЯДЕРНЫХ КАРБОКСИЛАТОВ SM И ТВ Герасимова В.И., Заворотный Ю.С., Антошков А.А., Фомина И.Г.	14
УПРАВЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНО-ВРЕМЕННЫМ ПРОФИЛЕМ СВЕРХКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМ- ПУЛЬСОВ ДЛЯ ЗАДАЧ МИКРО-СПЕКТРОСКОПИИ КОГЕРЕНТНОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА Ланин А.А., Федотов А.Б., Желтиков А.М.	17

Подсекция «Радиофизика, физическая электроника и акустика»

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В КОСМИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ Шахпаронов В. М.	21
ОСОБЕННОСТИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ НА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОДЛОЖКАХ Алешин Ю.К., Карабутов А.А.(мл), Чоба М.А.	23
ГИСТЕРЕЗИС АМПЛИТУДЫ И ФАЗЫ В НЕАВТОНОМНОМ ГЕНЕРАТОРЕ ВАН ДЕР ПОЛЯ НА ОС- НОВНОМ ТОНЕ И ОБЕРТОНАХ Павлов Ю.В., Пивкин А. Н., Умарходжаев Р.М., Федоров Г.М.	26
НЕОДНОРОДНОЕ АКУСТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ В АКУСТООПТИЧЕСКИХ ПРИБОРАХ Трушин А.С.	27

Подсекция «Физика конденсированного состояния и физика полупроводников»

ВЛИЯНИЕ СОСТАВА АКТИВНОЙ АТМОСФЕРЫ ПРИ МАГНЕТРОННОМ РАСПЫЛЕНИИ НА СТРУКТУРНЫЕ И ТРИБОЛОГИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЛЕГИРОВАННЫХ ХРОМОМ АЛМАЗОПОДОБНЫХ ПОКРЫТИЙ Левин И.С., Хрущов М.М., Авдюхина В.М.	31
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВИДА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ АТОМОВ ПРИМЕСИ ПО ГЛУБИНЕ В СПЛАВАХ НА ОСНОВЕ ПАЛЛАДИЯ ПОСЛЕ ГИДРИРОВАНИЯ И ДЛИТЕЛЬНОЙ РЕЛАКСАЦИИ Акимова О.В., Авдюхина В.М., Левин И.С., Ревкевич Г.П.	34
ОБ АНТИСЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ФАЗЕ В МОНОКРИСТАЛЛАХ $BaTiO_3$ Новик В.К., Гаврилова Н.Д., Лотонов А.М.	37
СИММЕТРИЯ КРИСТАЛЛОВ МАРТЕНСИТА И СТРУКТУРА САМОАККОМОДАЦИОННЫХ КОМПЛЕКСОВ Птицын А.Г., Бровкина Е.А., Хунджуа А.Г.	42

МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СОЕДИНЕНИЯ $GdNiH_{3,2}$ В ОБЛАСТИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР Смаржевская А.И., Никитин С.А., Вербецкий В.Н.	45
БЛИЖНИЙ ПОРЯДОК И ЭНЕРГИИ УПОРЯДОЧЕНИЯ В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВАХ ЗОЛОТО-МЕДЬ, БОГАТЫХ ЗОЛОТОМ Лхамсурэн Э., Силонов В.М., Сафронов П.П.	48
ИССЛЕДОВАНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ КАК МЕТОД ПОЛУЧЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ЯВЛЕНИЙ ПЕРЕНОСА В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ Ормонт М.А., Звягин И.П.	51

Подсекция «Биохимическая и медицинская физика»

МЕХАНИЗМЫ И ОСОБЕННОСТИ АГРЕГАЦИИ СИГМА-СУБЪЕДИНИЦЫ РНК-ПОЛИМЕРАЗЫ E. COLI. Кузьмина Н.В., Дубровин Е.В.	57
КОЭФФИЦИЕНТ ОСЛАБЛЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ^{60}Co РАДИАЦИОННОЙ ЗАЩИТОЙ ИЗ ТЯЖЕЛЫХ МЕТАЛЛОВ РАЗЛИЧНОЙ ПЛОТНОСТИ Белоусов А.В., Осипов А.С., Близнюк У.А., Борщеговская П.Ю.	58
ОЦЕНКА РАДИАЦИОННОГО ВЗВЕШИВАЮЩЕГО ФАКТОРА ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ТОНКИХ СЛОЕВ МОНОХРОМАТИЧЕСКИМ ФОТОННЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ Крусанов Г.А., Калачев А.А., Белоусов А.В.	61
МОНТЕ-КАРЛО ВЫЧИСЛЕНИЕ ДОЗИМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ИСТОЧНИКА ДЛЯ БРАХИ-ТЕРАПИИ НА ОСНОВЕ ^{169}Yb Белоусов А.В., Осипов А.С., Калачев А.А., Крусанов Г.А.	63
КОНФОРМАЦИОННАЯ ДИНАМИКА ФОТОАКТИВНОГО БЕЛКА ОСР Ширшин Е.А., Максимов Е.Г., Пащенко В.З., Фадеев В.В.	66

Подсекция «Теоретическая и математическая физика»

ПАРАМЕТРЫ ПОТЕНЦИАЛА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И ПОЛОЖЕНИЕ ОСОБЫХ ТОЧЕК В СВЕРХКРИТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ ФАЗОВОЙ ДИАГРАММЫ ВЕЩЕСТВ Николаев П.Н.	71
ПСЕВДОПОТЕНЦИАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ ДИРАКОВСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В МОДЕЛИ ГРАФЕНА С ЛИНЕЙНЫМИ ДЕФЕКТАМИ Жуковский В.Ч., Степанов Е.А.	73
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАДИОПОГЛОЩАЮЩЕГО МАТЕРИАЛА: ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНЫХ ПАРАМЕТРОВ СРЕДЫ ДЛЯ РПМ КЛИНОВИДНОЙ И ПИРАМИДАЛЬНОЙ ФОРМЫ Никитенко А.В., Шапкина Н.Е., Зубов А.С.	76
СИСТЕМА ТИХОНОВСКОГО ТИПА С КРАТНЫМ КОРНЕМ ВЫРОЖДЕННОГО УРАВНЕНИЯ Бутузова М.В.	79
ПЕРИОДИЧЕСКИЕ КОНТРАСТНЫЕ СТРУКТУРЫ В ЗАДАЧЕ РЕАКЦИЯ-ДИФфуЗИЯ-АДВЕКЦИЯ Нефедов Н.Н., Ягремцев А.В.	80
МЕТОДЫ АНАЛИЗА СВЧ УСТРОЙСТВ С ПРОДОЛЬНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ Пикунов В.М.	80
УПРОЩЕННАЯ МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕР-ПЛАЗМА Бородачев Л.В.	83

УРАВНЕНИЕ ГАМИЛЬТОНА-ЯКОБИ ДЛЯ МОДЕЛИ ДВУХМЕРНОГО ДИНАМО С МЕРИДИОНАЛЬНОЙ ЦИРКУЛЯЦИЕЙ Попова Е.П., Юхина Н.А.	86
МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СИСТЕМ, ОПИСЫВАЕМЫХ ТРЕХМЕРНОЙ МОДЕЛЬЮ ГРОССА–НЕВЁ С КОМПАКТИФИКАЦИЕЙ Жуковский В.Ч., Жохов Р.Н., Колмаков П.Б.	88
СПЕКТРАЛЬНАЯ ЗАДАЧА ДЛЯ ВОЛНОВОДА С ОДНОРОДНЫМ БИ-ИЗОТРОПНЫМ ЗАПОЛНЕНИЕМ Мухартова Ю.В., Боголюбов А.Н., Боголюбов Н.А.	91

Подсекция «Методика преподавания»

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В ИССЛЕДОВАНИЯХ СТРУКТУРНЫХ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В ТВЕРДОМ СОСТОЯНИИ Бровкина Е.А., Мельников М.М., Хунджуа А.Г.	97
АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ КОМПЬЮТЕРНЫХ ТЕСТОВ ПО МЕХАНИКЕ: НОВЫЕ ДАННЫЕ Иванов В.Ю., Полякова И.Б.	100
ПРЕДСТАВЛЕНИЕ НАУЧНО-ОБРАЗОВАТЕЛЬНОГО КОНТЕНТА В ИНТЕРНЕТЕ Кэбин Э.И.	103
ТЕСТ ПЕРЕД ЭКЗАМЕНОМ ПО ОПТИКЕ Митин И.В., Полякова И.Б., Иванов В.Ю.	105
ПРАКТИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ МЕХАНИКИ В КУРСЕ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ Никанорова Е.А.	108
ОПЫТ ОРГАНИЗАЦИИ И ПРОВЕДЕНИЯ ВЫЕЗДНОЙ ОЛИМПИАДНОЙ ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ШКОЛЫ ДЛЯ ОДАРЕННЫХ ШКОЛЬНИКОВ Аксенов В.Н., Парфёнов К.В., Шведов О.Ю., Якута А.А., Старокуров Ю.В., Александров Д.А., Бороников Б.А., Бычков А.И., Варламов С.Д., Варламова М.В., Кимберг Я.С., Лукьянов И.В., Черников Ю.А., Юлдашева М.Р.	116
ИТОГИ ТЕСТА ПЕРЕД ЭКЗАМЕНОМ ПО МЕХАНИКЕ В 2014 ГОДУ Полякова И.Б., Иванов В.Ю.	119
ОТ ПРОЕКТОВ – К ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ ДЕЯТЕЛЬНОСТИ. ИЗ ОПЫТА РАБОТЫ ВЕЧЕРНЕЙ ФИЗИЧЕСКОЙ ШКОЛЫ ПРИ ФИЗИЧЕСКОМ ФАКУЛЬТЕТЕ МГУ Рыжиков С.Б.	120
ИТОГИ СЕССИИ И РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕСТИРОВАНИЯ Терентьев М.А.	122
ОПЫТ СОЗДАНИЯ УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКОГО ПОСОБИЯ «ОСНОВЫ ФИЗИКИ ПОЛИМЕРОВ» ДЛЯ СТУДЕНТОВ, СПЕЦИАЛИЗИРУЮЩИХСЯ В ОБЛАСТИ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА Якута Е.В., Илюшин А.С.	124
НОВОЕ УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКОЕ ПОСОБИЕ «МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА. ЛЕКЦИОННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ» Семенов М.В., Якута А.А., Старокуров Ю.В.	125
ИСТОРИЯ ОБЩЕГО ФИЗИЧЕСКОГО ПРАКТИКУМА. АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА. Козлов В. И.	126

Подсекция « Науки о Земле»

ПАЛЕОМАГНЕТИЗМ БАЗАЛЬТОВ ХРЕБТА РЕЙКЬЯНЕС Максимочкин В.И.	131
ЗАКОНОМЕРНОСТИ ДИНАМИКИ НЕВУЛКАНИЧЕСКОЙ РОЕВОЙ АКТИВНОСТИ Потанина М.Г., Смирнов В.Б., Пономарев А.В.	134
ВЕТРОВЫЕ ВОЛНЫ -БИЙЦЫ В ОКЕАНЕ Шелковников Н.К.	135
ИЗГИБНЫЕ ДЕФОРМАЦИИ И АНАЛИЗ СНИМАЕМЫХ НАПРЯЖЕНИЙ В ОБЛАСТЯХ СИЛЬНЫХ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ Воронина Е.В.	138
МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ НА ОСНОВЕ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ ГИДРОДИНАМИКИ Воронцов А.М., Куницын В.Е.	141
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДВУХЧАСТОТНЫХ КОГЕРЕНТНЫХ СИГНАЛОВ L1/L5 ГЕОСТАЦИОНАРНЫХ СПУТНИКОВ СИСТЕМ SVAS ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛНОГО ЭЛЕКТРОННОГО СОДЕРЖАНИЯ ИОНОСФЕРЫ Курбатов Г.А., Куницын В.Е., Падохин А.М.	144
АФТЕРШОКОВЫЙ ПРОЦЕСС ВАНЧСКОГО ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ НА ПАМИРЕ (В ТАДЖИКИСТАНЕ) Шозиёев Ш.П., Шозиёев Г.П.	147
МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МЕТЕОРИТА ЧЕЛЯБИНСК Безаева Н.С., Трухин В.И., Бадюков Д.Д., Назаров М.А., Р. Rochette, J.M. Feinberg, Марков Г.П., Борисовский С.Е.	149
ОБЩИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ВИХРЕЙ Юсупалиев У., Шутеев С.А., Еленский В.Г., Юсупалиев П.У.	152
СИНХРОННЫЕ СКАЧКИ В ПРОЦЕССАХ И ЯВЛЕНИЯХ НА ЗЕМЛЕ, ЛУНЕ И СОЛНЦЕ В 1997-1998 гг. И ИХ ЕДИНЫЙ МЕХАНИЗМ Баркин Ю.В.	155

Подсекция «Газодинамика, термодинамика и ударные волны»

МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ СВЕРХЗВУКОВОГО ГОРЕНИЯ УГЛЕВОДОРОДНОГО ТОПЛИВА Бауров А.Ю., Копыл П.В., Сурконт О.С., Шибков В.М., Шибкова Л.В.	165
ВОСПЛАМЕНЕНИЕ И СТАБИЛИЗАЦИЯ ГОРЕНИЯ УГЛЕВОДОРОДНОГО ТОПЛИВА В ВЫСОКО- СКОРОСТНЫХ ВОЗДУШНЫХ ПОТОКАХ В УСЛОВИЯХ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ГАЗОРАЗРЯД- НОЙ ПЛАЗМЫ Копыл П.В., Сурконт О.С., Шибков В.М., Шибкова Л.В.	168
ЭФФЕКТ МПЕМБЫ: МОДЕЛИРОВАНИЕ И ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ Винниченко Н.А., Уваров А.В., Плаксина Ю.Ю., Викулин В.А.	172
МОДЕЛЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СИЛЬНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В ГАЗЕ С ОДНОРОДНОЙ ПЛОТНОСТЬЮ Юсупалиев У.	175
ДИНАМИЧЕСКИЕ И СТАТИСТИЧЕСКИЕ СТРУКТУРНЫЕ ФУНКЦИИ ОТКРЫТОГО ОПТИЧЕСКОГО КАНАЛА В ПЕРЕХОДНЫХ РЕЖИМАХ И РЕЖИМЕ КОГЕРЕНТНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ Арсеньян Т.И., Сухарева Н.А., Сухоруков А.П.	179

Оригинал-макет: издательский отдел физического факультета МГУ

Подписано к печати 31.03.2014 г.
Объем 11,25 п.л. Тираж 100 экз. Заказ № 31

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