ОРГАНИЗАЦИЯ ОБЪЕДИНЕННЫХ НАЦИЙ
ПО ВОПРОСАМ ОБРАЗОВАНИЯ, НАУКИ И КУЛЬТУРЫ
(ЮНЕСКО)

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. М.В. ЛОМОНОСОВА

СТУДЕНЧЕСКИЙ СОЮЗ МГУ
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ МГУ
СТУДЕНЧЕСКИЙ ЦЕНТР “ОРГКОМИТЕТ ДФ”

МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
СТУДЕНТОВ, АСПИРАНТОВ
И МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ
ПО ФУНДАМЕНТАЛЬНЫМ НАУКАМ

“ЛОМОНОСОВ-2009”

СЕКЦИЯ
“ФИЗИКА”

Сборник тезисов

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ МГУ
2009

Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых
по фундаментальным наукам «Ломоносов-2009»
Секция «Физика»
Сборник тезисов

15 апреля 2009 г. Физический факультет
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Оргкомитет секции:

Сысоев Н.Н. — заместитель декана физического факультета МГУ
(председатель);
Аксенов В.Н. — заместитель декана (заместитель председателя);
Бутузов В.Ф. — заместитель декана;
Денисов Е.С. — председатель профкомы студентов;
Якута А.А. — зав. учебной частью;
Орешко А.П.— начальник 3 курса;
Гапочка М.Г. — начальник 4 курса;
Парфенов К.В. — начальник 5 курса;
Петрова Т.А. — ученый секретарь оргкомитета.

© Физический факультет МГУ, 2009

В апреле 2009 года в Московском университете проводилась XVI Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов-2009» .

Эта традиционная конференция очень популярна среди молодых ученых, студентов и аспирантов, делающих свои первые шаги в науке. Заседания секции «Физика» этой конференции были организованы и проведены на физическом факультете МГУ 15 апреля 2009 года. Открыл конференцию декан физического факультета МГУ, профессор Владимир Ильич Трухин. На пленарном заседании в этом году с интересным докладом на тему: «Современные проблемы физической электроники» выступил заведующий кафедрой физической электроники, профессор Александров Андрей Федорович.

На секции были представлены доклады практически по всем разделам современной фундаментальной физической науки. В этом году общее число участников секции «Физика» составило 274 человека, в том числе 86 участников из других регионов России и 19 из стран СНГ. В рамках секции «Физика» была организована работа 16 тематических подсекций, которые возглавляли ведущие ученые- профессора физического факультета.

1. Астрофизика (доц. Корнилов Виктор Геральдович)
2. Атомная и ядерная физика (проф. Гришин Владислав Константинович)
3. Биофизика (проф. Твердислов Всеволод Александрович)
4. Геофизика (проф. Носов Михаил Александрович)
5. Математика и информатика (проф. Ягола Анатолий Григорьевич)
6. Математическое моделирование (проф. Чуличков Алексей Иванович)
7. Молекулярная физика (проф. Уваров Александр Викторович)
8. Нелинейная оптика (проф. Кандидов Валерий Петрович)
9. Оптика (проф. Короленко Павел Васильевич)
10. Медицинская физика (проф. Петрова Галина Петровна)
11. Радиофизика (проф. Логгинов Александр Сергеевич)
12. Сверхпроводящие и электронные свойства твердых тел (проф. Кульбачинский Владимир Анатольевич)
13. Твердотельная наноэлектроника (проф. Тимошенко Виктор Юрьевич)
14. Теоретическая физика (проф. Жуковский Владимир Чеславович)
15. Физика магнитных явлений (проф. Шалыгина Елена Евгеньевна)
16. Физика твердого тела (проф. Бушуев Владимир Алексеевич)

18 участников, доклады которых признаны жюри лучшими на подсекциях, награждены грамотами конференции. В этом году впервые на подсекциях секции «Физика» было выделено дополнительно 16 докладов, имеющих, по мнению жюри, инновационный характер.

Начиная с 1996 года на физическом факультете ежегодно издается сборник тезисов докладов секции «Физика». В настоящем сборнике представлены систематизированные по подсекциям тезисы докладов, представленных на секции «ФИЗИКА» конференции «Ломоносов 2009».

Председатель оргкомитета секции «Физика»
конференции «Ломоносов-2009», профессор Н.Н. Сысоев

АСТРОФИЗИКА

Председатель подсекции
доц. Корнилов Виктор Геральдович

МАССА ЧЕРНОЙ ДЫРЫ В РЕНТГЕНОВСКОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЕ M33 X-7 И ЭВОЛЮЦИОННЫЙ СТАТУС СИСТЕМЫ

Абубекеров М.К., Богомазов А.И.

ГАИШ, Москва, Россия,
E–mail: *marat@sai.msu.ru*

Выполнен анализ наблюдаемой кривой лучевых скоростей [1] двойной рентгеновской системы M33 X-7 в модели Роша. Исследована зависимость масс компонент от степени заполнения оптической звездой своей полости Роша. Получена связь между массой оптической звезды и массой компактного объекта. При наиболее вероятной массе оптической звезды mv = 70Msun, масса компактного объекта заключена в пределах mx = 15.55±3.20Msun. В работе показана возможность формирования в двойных системах черных дыр с массой mx = 15Msun и выше. Приведены характерные эволюционные треки двойных звездных систем, одной из эволюционных стадий которых является объект типа M33 X-7. Согласно результатам популяционного синтеза двойные системы типа M33 X-7 должны присутствовать в галактиках с массой 10^{11} Msun и более. В настоящий момент количество подобных систем в галактике M33 должно быть порядка единицы. Изучен также эволюционный статус рентгеновской двойной системы 1C 10 X-1 с компонентом Вольфа-Райе, которая, возможно, содержит массивную черную дыру. Показано, что конечные стадии систем M33 X-7 и IC10 X-1 должны сопровождаться излучением потока гравитационных волн.

Литература

1. Orosz J. A., McClintock J. E., Narayan R., et al. (2007) Nature v. 449, p. 872.

ВЛИЯНИЕ ВЫЗВАННОГО ТРОПОСФЕРОЙ ФАЗОВОГО ШУМА НА ТОЧНОСТЬ РСДБ-НАБЛЮДЕНИЙ БЛИЗКОРАСПОЛОЖЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ

[***]Дуев Дмитрий Андреевич

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: dmitry.duev@gmail.com

В практических РСДБ-экспериментах при наблюдении близкорасположенных космических аппаратов (КА) дифференциальная астрометрическая точность ограничивается влиянием тропосферы Земли на распространение сигнала. В работе было прове-

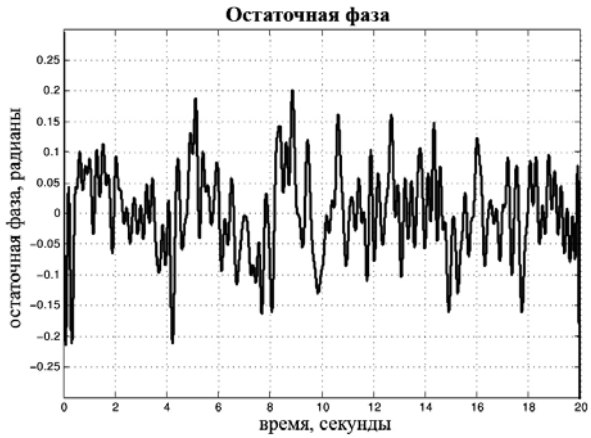
[***] Работа отмечена жюри как имеющая инновационный потенциал.

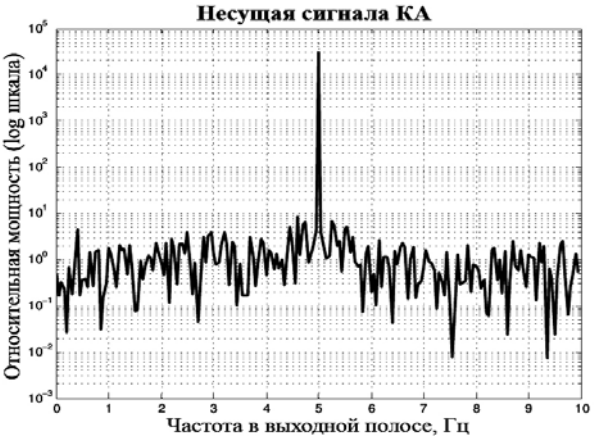
дено прямое моделирование принципа распространения волновых фронтов Гюйгенса-Френеля внутри френелевского канала в тропосфере Земли с колмогоровским распределением флуктуаций плотности с использованием платформы Matlab.

В таблице представлена полученная зависимость среднеквадратического отклонения дифференциальной электрической длины Δl от углового расстояния α между источниками:

α = 10′	α = 1′	α = 10″
Δl = (3.2±0.2)e-05 м	Δl = (3.4±0.1)e-06 м	Δl = (5.7±0.2)e-07 м

Результаты моделирования были сопоставлены с данными реального КА ESA Venus Express. Первичная обработка сигнала произведена на программном спектрометре обсерватории Метсахови (Финляндия) (ПСМ). Для последующей обработки была написана Matlab-программа захватывания частоты, генерирующая полиномы, «останавливающие» фазу сигнала КА. Затем на ПСМ производилась фильтрация сигнала для основного тона, применяя полученные полиномы. Этот сигнал использовался в дальнейшем для детектирования фазы в узкой полосе с помощью составленной на Matlab программы. Остаточная фаза сигнала (в основном обусловленная влиянием тропосферы) и остаточный спектр несущей КА, полученный с разрешением 50 мГц, представлены ниже на графиках:





Результаты моделирования и их сравнение с реальными данными показывают, что достижима суб-пикосекундная точность определения дифференциальной задержки при РСДБ-наблюдениях. Это позволяет определять относительное положение составных космических аппаратов (например, орбитальный + посадочный модули) с точностью до 1 метра на расстояниях порядка нескольких астрономических единиц.

Тезисы доклады основаны на материалах работ, проведенных в рамках программы летних студенческих исследований Объединённого Европейского Института РСДБ (JIVE), г. Двингелоо, Нидерланды

Автор выражает признательность профессору Погребенко С.В. (JIVE) за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. Quirrenbach, A. (2006) The Effects of Atmospheric Turbulence on Astronomical Observations // Adaptive Optics for Vision Science and Astronomy, ASP Conference Series, p. 129-144.

2. http://astro.berkeley.edu/~jrg/SEEING *(prof. J.R. Graham, University of California Berkeley)*.

КОМПЛЕКС ПРОГРАММ ИССЛЕДОВАНИЯ СПЕКТРОВ ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ, ПЛАНЕТ И СОЛНЦА ПО СЕРИЯМ ИЗОБРАЖЕНИЙ НА ОСНОВЕ ФАЗИРОВАННОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ

Егоров Г.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: egorov_g_a@mail.ru

В работе излагается основная концепция, способ реализации и первые результаты создания комплекса программ анализа волновых процессов в атмосфере Солнца и Земли. Волны с периодами большими часа, которые исследуются в данной работе для планет и, в частности для Земли, относятся к разряду планетарных и мезомасштабных волн. Для Солнца волны сравнимые с радиусом Солнца так же имеют периоды от 5 мин. (звуковые моды) и более. Эти факты и частота получения снимков со спутников типа SOHO определяют диапазон частот, в котором проводятся исследования. В качестве данных используются магнитограммы с космической обсерватории SOHO и изображения с геостационарных спутников Земли (GOES, METEOSAT и др.). Сама методика построения спектров реализуется с помощью двух процедур. В первой процедуре на каждом отдельном снимке выбирается набор точек, размером пиксель или некоторый регион, по которому производится усреднение контрастов изображений. Каждая точка рассматривается как узел пространственной фазированной антенной решетки, а последовательность значений контрастов на последовательности снимков, как временной ряд в узле антенной решетки. В этом случае спектры строятся с помощью многомерного метода энтропии [1,2,3]. Перемещая антенную решетку по лимбу Солнца или планет можно построить карту волновых векторов для данного временного диапазона.

Во второй процедуре элементами антенной решетки являются отдельные снимки объектов, а ряды пространственных распределений контрастов на изображении играют роль временных рядов в предыдущем варианте метода. В этом случае задача решается с помощью метода максимальной энтропии, реализуемого с помощью двумерных алгоритмов авторегрессии. Частично такая методика реализовывалась в электронном космофизическом практикуме «Космофизика-2007» [4]. В работе описаны основные элементы комплекса программ и результаты предварительных расчетов волновых процессов для магнитограмм Солнца.

Литература

1. Дворянинов Г.С., Журавлев В.М., Прусов А.В. Метод максимальной энтропии в многомерном спектральном анализе. Часть 1,2, Препринт МГИ АН УССР.-1987

2. Дворянинов Г.С., Журавлев В.М., Прусов А.В. Метод максимальной энтропии в многомерном спектральном анализе временных рядов, Морской гидрофизический журнал.-1987.-N3.-С.41-48

3. Журавлев В.М., Журавлев А.В, Егоров Г.А. Оценивание пространственно-временных спектров волновых процессов на основе последовательности изображений с помощью многомерного метода максимальной энтропии, Изв. вузов, Поволжский регион, 2008, N7

4. Электронный космофизическмй практикум “Космофизика-2007”, под рук. Журавлева В.М. (УлГУ) и Радченко В.В. (МГУ), Ульяновск-Москва, Ульяновский государственный университет, 2007

ОЦЕНКА ПОРОГОВОЙ СКОРОСТИ НАРАСТАНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПРИ БЕТАТРОННОМ МЕХАНИЗМЕ УСКОРЕНИЯ В УСЛОВИЯХ КУЛОНОВСКОГО ТОРМОЖЕНИЯ НА ПРОТОНАХ.

Летуновский С.В

Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия
E-mail:grayser@bk.ru

В процессе исследования бетатронного механизма ускорения ионов в плазме солнечной вспышки, возникает задача оценить минимальное значение скорости нарастания поля, при котором темпы ускорения превышают кулоновские потери. Это одно из главных условий ускорения.

Рассмотрим плазму в изменяющемся однородном магнитном поле. В начальный момент времени индукция магнитного поля равна B_0. В течении некоторого времени Δt поле нарастает до уровня B_m по закону $B = B(t)$. Пусть закон нарастания будет линейным. Согласно закону электромагнитной индукции $\int_s Eds = -\frac{d\Phi}{dt}$, если учесть, что $\frac{\partial\Phi}{\partial t} = \frac{\partial B}{\partial t}\cdot\pi r^2$, и при условии, что $\frac{\partial B}{\partial t} = \frac{dB}{dt}$ (поле зависит только от времени), то получим $E = \frac{dB}{dt}$, подставив выражение для силы $F = qE$, в итоге получаем ускоряющую силу, действующую на ион со стороны поля:

$$F_{acc} = Ze\frac{dB}{dt}, \tag{1}$$

где Z –заряд иона.

Коэффициент торможения (на единицу массы) определяется выражением [1], модифицированным в [2] для ионов с произвольными A и Z

$$F_{dec}(X) = -(Z/A)^2\,\frac{2\pi e^2\ln\Lambda}{m_p^2 k v_{T_e}^2}\sum_\sigma \frac{n_\sigma q_\sigma^2}{(T_\sigma/m_\sigma)}\left(1 + A\frac{m_p}{m_e}\right)G(\mu_p X) \tag{2}$$

где $X = v/v_{T_e}$ - относительна скорость частицы, $\ln\Lambda$ - кулоновский логарифм плазмы, $n_\sigma, q_\sigma, m_\sigma, T_\sigma$ -плотность, заряд, масса и температура σ - й компоненты. $\mu_p = \frac{v_{Te}}{v_{T\sigma}}$, где $v_{T\sigma} = \sqrt{2kT_\sigma/m_\sigma}$, $\sigma = e, p, ...$ Условие процесса ускорения – преобладание ускоряющей силы над диссипативной $F_{acc} > F_{dec}$. Приводя неравенство и выражения (1),(2) в систему

$$\begin{cases} F_{acc} > F_{dec} \\ X = v/v_{T_e} \\ Z_i e\frac{dB}{dt} = \frac{dv}{dt}m_i \end{cases} \tag{3}$$

Получаем оценку критической скорости нарастания магнитного поля.

В работе делается оценка пороговых скоростей нарастания магнитного поля для ионов гелия, кислорода и железа в плазме, с параметрами, аналогичными плазме солнечной короны.

Автор выражает признательность доценту к.ф-м.н. Орищенко А.В, за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. Ишимару С. Основные принципы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1975.
2. Орищенко А.В. Обогащение солнечных космических лучей тяжелыми элементами. Диссертация на соискание к. ф-м. н. Ленинград 1984.

ЧЕМУ РАВНЫ ПЛАНКОВСКИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ И МАГНИТНЫЙ ЗАРЯДЫ

Младченков А.А.

Смоленский государственный университет, Смоленск, Россия
ChiPmld@yandex.ru

Выражения и численные значения планковских параметров массы, длины, времени хорошо известны.

Они получаются переходом от основных механических единиц измерения: массы, длины, времени, к трем другим величинам – постоянной Планка $\hbar$, скорости света c и гравитационной постоянной G_N. Отображение одного трехмерного многообразия ($\ln m$, $\ln l$, $\ln t$) в другое ($\ln \hbar$, $\ln c$, $\ln G_N$) в данном случае обратимо, поскольку определитель матрицы преобразования отличен от нуля.

В данной работе мы рассматриваем более общую задачу: взаимное отображение расширенного четырехмерного многообразия ($\ln q$, $\ln m$, $\ln l$, $\ln t$), где q – электрический заряд, в другое четырехмерное многообразие ($\ln \varepsilon_0$, $\ln \hbar$, $\ln \mu_0$, $\ln \rho_E$), где ε_0 и μ_0 - известные электромагнитные постоянные, а ρ_E - плотность темной энергии.

Теперь для планковских параметров получаются следующие выражения и численные значения:

$$q_{Pl} = \sqrt[4]{\frac{\varepsilon_0 \hbar^2}{\mu_0}} = 5{,}29 \cdot 10^{-19}\ Кл \tag{1}$$

$$l_{Pl} = \sqrt[8]{\frac{\hbar^2}{\rho_E{}^2 \mu_0 \varepsilon_0}} = \sqrt[4]{\frac{\tilde{n}\hbar}{\rho_E}} = \ 83{,}3\ мкм \tag{2}$$

$$m_{Pl} = \sqrt[8]{\varepsilon_0{}^5 \hbar^6 \mu_0{}^5 \rho_E{}^2} = \sqrt[4]{\frac{\hbar^3 \rho_E}{c^5}} \ = 0{,}421 \cdot 10^{-38}\ кг \tag{3}$$

$$t_{Pl} = \sqrt[8]{\frac{\varepsilon_0{}^3 \hbar^2 \mu_0{}^3}{\rho_E{}^2}} = \sqrt[4]{\frac{\hbar}{c^3 \rho_E}} \ = 2{,}7 \cdot 10^{-13}\ c \tag{4}$$

Для ρ_E мы использовали значение

$$6{,}554 \cdot 10^{-10} \frac{Äæ}{ì^3}. \tag{5}$$

Если предположить существование магнитного заряда g (монополия Дирака) и использовать известное соотношение Дирака

$$q_{Pl} \cdot g_p = \hbar\ n \tag{6}$$

то можно получить и планковское значение магнитного заряда (для $n = 1$)

$$g_{Pl} = \frac{\mathrm{h}}{q_{Pl}} = 1{,}89\cdot 10^{-16}\,\frac{\hat{e}\tilde{a}\cdot \grave{\imath}^{\,2}}{\tilde{n}\cdot \hat{E}\ddot{e}} \qquad (7)$$

С использованием расширенного варианта размерного анализа получены выражения для планковских параметров длины l_{Pl}, массы m_{Pl}, времени t_{Pl}, а также электрического заряда q_{Pl} и магнитного заряда g_p через известные величины ε_0, h, μ_0 и плотность темной энергии ρ_E.

Литература

1. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М.: ГРФМЛ. Наука. 1972. – 440 с.
2. Девис П. Случайная Вселенная. Пер. с англ. М.: Мир. 1985. – 160 с.
3. Мальцев А. И. Основы линейной алгебры. М.: Наука, ГРФМЛ. 1970. – 400 с.
4. Review Particle Physies. Phys. Letters. И 667,1 (2008) ceived.

БЛОК РЕГИСТРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ КОМПЛЕКСА НАУЧНОЙ АППАРАТУРЫ "РАЗРЕЗ" ДЛЯ КОСМИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА "РАДИОСКАФ"

[*]Рудницкий А.Г., Петров В.Л., Веденькин Н.Н.,

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: almax6@bk.ru

В течение последних 30 лет на различных космических аппаратах регистрируются потоки электронов с энергиями от десятков кэВ до нескольких МэВ на малых высотах вблизи геомагнитного экватора вне радиационного пояса Земли. Тем не менее, особенности поведения потоков этих электронов, их высотная зависимость и механизмы появления в этой области до сих пор не ясны [1, 2]. Для решения этой задачи был создан блок Р-ДБ2 комплекса научной аппаратуры «Разрез» (в рамках эксперимента «Радиоскаф»).

В состав блока входит детектор электронов – сцинтилляционный кристалл CsI(Tl), просматриваемый ФЭУ, датчик температуры, закрепленный на медной пластине на поверхности блока, а также система световодов, заведенная на фотодетектор. В блоке также располагается микроконтроллер, управляющий сбором данных с датчиков.

Основной задачей прибора является измерение энергетического спектра электронов на высотах от 180 до 350 км в диапазоне энергий сотни кэВ – несколько МэВ. На данный момент указанная область высот является мало изученной – запускать спутники на такие низкие орбиты крайне невыгодно. Эти данные необходимы для исследования причин появления потоков электронов на малых высотах вне радиационного пояса.

Для регистрации электронов используется сцинтилляционный детектор на базе кристалла CsI и чувствительного ФЭУ. Кристалл коллимирован корпусом блока и закрыт металлической фольгой для выделения электронов с энергиями больше 200 кэВ.

Другой задачей блока Р-ДБ2 является исследование изменения температуры поверхности скафандра вдали от базовой станции, особенно в моменты прохождения границы свет-тень (терминатора). На приборе располагаются фото- и термодатчик. Верхняя часть блока имеет форму полусферы с расположенными на ее поверхности 16 световодами, соединенными непосредственно с фотодатчиком. Термодатчик размещен на медном основании на внешней стороне прибора. Внутри скафандра будут размещены

[*] Доклад отмечен дипломом конференции как лучший на подсекции

еще четыре термодатчика в разных местах скафандра. Такая конструкция позволит определять момент пересечения спутником терминатора и измерять изменение температурного поля внутри и температуры поверхности скафандра.

Процессом сбора данных с детекторов управляет микроконтроллер, расположенный в блоке. Эта информация периодически отправляется на блок управления сбором данных комплекса аппаратуры в виде телеметрического кадра.

В эксперименте приборы, в том числе и блок Р-ДБ2, будут установлены на отработавший свой ресурс скафандр, который затем будет запущен с Международной Космической станции в сторону Земли. Прибор Р-ДБ2 будет располагаться снаружи на ступне скафандра для снижения экранировки детекторов.

Проведение эксперимента в рамках проекта «Радиоскаф» позволит получить новые данные об энергетическом спектре электронов на низких высотах под радиационным поясом, а также впервые измерить температуру внутри и снаружи скафандра в условиях полета с выключенной системой жизнеобеспечения, что представляет большой практический интерес для исследователей космического пространства.

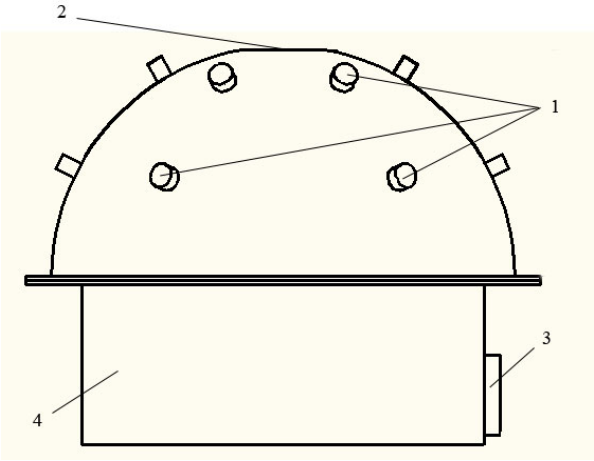


Рис. 1. Общий вид блока РДБ-2. 1 – световоды, 2 – кристалл CsI, 3 – термодатчик, 4 – управляющая электроника.

Литература

1. Bratolyubova-Tsulukidze L.S., Grachev E.A., Grigoryan O.R., and Nechaev O.Yu. // Near-equatorial electrons as measured onboard the MIR orbital station. – Cosmic Research. – V. 39. – 6. – 2001. – P. 564-573.

2. Grigoryan O.R., Panasyuk M.I., Petrov V.L., Sheveleva V.N., Petrov A.N. // Spectral characteristics of electron fluxes at L<2 under the Radiation Belts. – Adv. Space Res. – Vol. 42. – 2008. – P. 1523-1526.

ПРИБЛИЖЕНИЕ LEAKY-BOX К ДИФФУЗИОННОЙ МОДЕЛИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ, РЕАЛИЗОВАННОЙ В GALPROP

Стрельникова О.Н.

Научно-Исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва, Россия, E-mail: olgov@mail.ru

Распространение космических лучей в Галактике обычно описывается в диффузионном приближении. Наиболее адекватной считается галактическая модель с распределением источников (остатков сверхновых) в галактическом диске и с плоским протяженным гало космических лучей [1]. Самой полной численной реализацией этой модели является код GALPROP [2], с помощью которого рассчитывается перенос и взаимодействия релятивистских протонов, ядер, электронов и позитронов, а также производимое или галактическое нетепловое радио-, рентгеновское и гамма-излучение. Код

включает детальное описание распределений межзвездного газа, магнитного поля и фонового излучения, необходимое в подобных расчетах.

Одной из важнейших задач, возникающих при исследовании распространения галактических космических лучей, является исследование их ядерной фрагментации, сопровождающейся производством вторичных релятивистских ядер. В полных расчетах рассматриваются до сотни различных изотопов в широком интервале энергий примерно от 10^8 до 10^{15} эВ/нуклон. При этом часто используются модели, более простые, чем диффузионная. Наиболее известной из них является однородная (в иностранной литературе leaky-box) модель[1], в которой перенос космических лучей приближенно описывается с помощью введения характерного времени выхода релятивистских частиц из Галактики T_e и соответствующей проходимой толщи вещества X_e, которые зависят от энергии частиц. Эта простая модель удовлетворительно описывает совокупность данных о составе стабильных первичных и вторичных ядер в космических лучах. Ее адекватность подкрепляется аналитическими решениями диффузионных уравнений для простых моделей с плоским гало.

В настоящей работе мы находим leaky-box модель, которая является наилучшим приближением к диффузионной модели, заложенной в GALPROP, при расчетах первичных и вторичных стабильных ядер. Также определяется расхождение между этими моделями, которое зависит от величины сечений взаимодействия включенных в расчеты ядер – применимость leaky-box приближения ухудшается с увеличением сечения. Это заключение подтверждается проведенными в работе аналитическими расчетами в рамках простых диффузионных моделей.

Литература

1. V.L. Ginzburg, V.S. Ptuskin, Rev. Mod. Phys. 48, 161, (1976)
2. A.W. Strong, I.V. Moskalenko, Propagation of cosmic ray nuclei in the Galaxy. Astrophys. J. 509, 212 (1998)

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Председатель подсекции
проф. Гришин Владислав Константинович

АЗИМУТАЛЬНАЯ АСИММЕТРИЯ В СОБЫТИЯХ С РОЖДЕНИЕМ B+-МЕЗОНА В ПРОТОННЫХ СОУДАРЕНИЯХ В РАМКАХ ЭКСПЕРИМЕНТА ATLAS НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ

**Болдырев Алексей Сергеевич

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: alexey.boldyrev@gmail.com

Экспериментальная установка ATLAS [1] на Большом Адроном Коллайдере (LHC) предназначена для изучений pp-взаимодействий при энергиях до 14 ТэВ. Одной из задач эксперимента является изучение рождения B-мезонов. На первых экспериментальных данных предполагается зарегистрировать большое количество событий с рождением B^+-мезонов, распадающихся по каналу $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$. Регистрация B^+-мезонов основана на триггере [2], выделяющем мюоны от распада $J/\psi \rightarrow \mu\mu$. На основе математического моделирования эксперимента и программ физического анализа определяются эффективность восстановления B^+-мезонов, точность измерения массы и времени жизни частицы [3]. Особый интерес для проверки предсказаний КХД представляют азимутальные распределения вторичных частиц, сопровождающих рождение B^+-мезона. В работе представлены модельные предсказания для азимутальных распределений вторичных заряженных частиц относительно направления вылета B^+-мезона. Проведено сравнение таких распределений для разных механизмов рождения пар b-кварков.

В результате анализа моделированных событий с рождением B^+-мезонов показано, что наблюдается резкая анизотропия вылета частиц в азимутальной плоскости. Обнаружены частицы, принадлежащие струе b-кварка, сопровождающие рождение B^+-мезона. Эффект регистрации сопровождающих струй может быть использован для уточнения функций фрагментации b-кварков при малых поперечных импульсах b-струй (10 – 40 ГэВ/с).

Литература

1. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. By ATLAS Collaboration (S.Bentvelsen *et al.*) JINST 3:S08003, 2008.
2. ATLAS High-Level Trigger, Data Acquisition and Controls. CERN/LHCC/2003-022, ATLAS TDR 016, 30 June 2003.
3. Expected Performance of the ATLAS Experiment. Detector, Trigger and Physics. The ATLAS Collaboration. CERN-OPEN-2008-020, Geneva, December 2008.

РАЗРАБОТКА УСТАНОВКИ ДЛЯ РАВНОМЕРНОГО ОБЛУЧЕНИЯ АНШЛИФОВ БОЛЬШОГО РАЗМЕРА ДЛЯ ГАММА-АКТИВАЦИОННОЙ АВТОРАДИОГРАФИИ

Гроздов Д.С.

Институт геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского, РАН, Москва, Россия, E–mail: umkadimon@rambler.ru

Известно, что активирующее поле тормозного излучения ускорителя весьма неоднородно и отличается резким спадом интенсивности как в продольном (по оси пучка), так и в поперечном направлении. Относительно равномерная активация доступна

** Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции

для образцов диаметром до 1 см. В случае авторадиографического анализа распределения микроэлементов в аншлифах большого размера (до 5 см в диаметре) имеет место недопустимо большая неравномерность дозового поля, что не позволяет использовать этот метод для скринингового анализа геологических образцов (например, для экспрессного выявления микровключений благородных элементов). Решением проблемы является разработка устройства, которое обеспечивало бы перемещение образца в плоскости, перпендикулярной оси пучка. При этом устройство, работающее в высокоинтенсивном поле активирующего излучения, должно быть достаточно простым с тем, чтобы обеспечить надежность его функционирования. Разработана кинематическая модель установки для равномерного облучения образцов большого размера. Устройство состоит из платформы, приводимой в возвратно-поступательное движение двигателем переменного тока через кривошипно-шатунный механизм; на платформе расположены держатель образца и второй двигатель, вращающий образец.

Сборке и испытанию пилотной установки для равномерного облучения геологических образцов большого размера предшествовало компьютерное моделирование процесса набора дозы активирующего излучения. Это необходимо для оценки равномерности дозы при различных параметрах движения установки. Была разработана программа DoseModelling на языке C#. Показано, что предложенная схема движения образца обеспечивает значительное выравнивание дозы, включая периферийные области образца, в которых в случае неподвижного образца набираемая доза практически нулевая. При варьировании различных входных параметров модели показано, что для минимизации относительного стандартного отклонения распределения интегральной дозы, необходимо выполнение следующих условий: отношение частоты вращения образца к частоте возвратно-поступательного движения должно быть не меньше 5,5; время облучения должно составлять не менее 300 секунд.

Результаты компьютерного моделирования находятся в хорошем соответствии с данными экспериментов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 07-03-00966

ИССЛЕДОВАНИЕ НАДПОРОГОВЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДРА 12C НА ОСНОВЕ НЕУПРУГОГО ДИФРАКЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ

Данилов А.Н.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: danilov1987@mail.ru

Размеры ядер представляют одну из важнейших характеристик, определяющую их основные свойства и являющуюся следствием фундаментальных особенностей сильных взаимодействий. В настоящее время разработан ряд надежных методов измерения радиусов ядер в основных состояниях, из которых наиболее точным и распространенным является упругое рассеяние электронов на стабильных или долгоживущих мишенях. Для измерения размеров ядер в возбужденных состояниях с временами жизни более 10-8 – 10-9 сек, которые могут быть получены в виде атомарных пучков, также имеются достаточно развитые методы, например, лазерная спектроскопия. Однако до настоящего времени практически не было предложено способов измерения радиусов ядерных состояний, расположенных выше порогов вылета нуклонов и кластеров и имеющих времена жизни менее 10-10 - 10-12 сек. К числу таких надпороговых состояний относятся, например, гигантские резонансы, большинство уровней экзотических ядер вблизи границ стабильности, многие квазимолекулярные и кластерные состояния. Свойства этих состояний, в том числе и их размеры, часто являются определяющими для обнаружения новых явлений и развития теории.

Нами был предложен новый метод определения размеров надпороговых состояний, основанный на применении неупругого дифракционного рассеяния. Предвари-

тельные результаты его использования на примере $^{12}C + \alpha$ описаны в [1]. Метод принес неожиданный успех и продемонстрировал потенциальные возможности его широкого применения.

На примере ядра ^{12}C рассмотрено применение дифракционной модели рассеяния для определения радиусов возбужденных состояний ядер, лежащих выше порогов развала. Использовались имеющиеся данные по неупругому рассеянию ^{3}He, ^{4}He, ^{6}Li, ^{12}C в широком диапазоне энергий. Было показано, что дифракционные радиусы основного и первого возбужденного (4.44 МэВ) состояний ^{12}C практически совпадают, а состояний 7.65 и 9.64 МэВ, лежащих выше порога развала ядра ^{12}C на альфа-частицы, превышают их примерно на 0.5 фм. Эта разность не зависит от энергии и сорта налетающих частиц, что делает обоснованным использование дифракционной модели для определения среднеквадратичных радиусов этих уровней. Сделаны оценки радиусов уровней ядра ^{12}C с более высокими энергиями возбуждения 9.9, 10.3 и 10.84 МэВ. Оказалось, что эти состояния также имеют увеличенные размеры.

Литература

1. A.S.Demyanova et al., Kurchatov Institute preprint IAE-6470/2, Moscow (2007).
2. A.S.Demyanova et al., Nucl. Phys. A 805 (2008) 489.
3. A.S.Demyanova, A.A.Ogloblin, S. Goncharov and T. Belyaeva, Journal of Modern Physics E vol. 17, No 10, 2118 (2008).

ИЗУЧЕНИЕ БИНАРНЫХ И ТРОЙНЫХ КЛАСТЕРНЫХ РАСПАДОВ ЯДЕРНЫХ СИСТЕМ СРЕДНЕЙ ГРУППЫ МАСС

Жеребчевский В.И

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия, E–mail: vozhereb@mail.ru

Изучение механизмов образования и распада ядер, образованных в реакциях с тяжелыми ионами является одной из важнейших областей современной ядерной физики. Это обусловлено не только научными интересами фундаментального характера, но и значительной ролью, которую такие реакции играют в прикладных ядерно-физических задачах.

В данной работе были изучены процессы формирования и распада составных систем средней группы масс, получающихся в следующих реакциях: $^{36}Ar+^{24}Mg$ и $^{32}S+^{24}Mg$. В первом случае исследовался процесс образования и распада составного ядра ^{60}Zn, а во втором ^{56}Ni. Анализировались данные, полученные с установки Спектрометр Бинарных Реакций (БРС) [1] которая использовалась в экспериментах на ускорителе Института Гана и Майтнер (Берлин) и на ускорителе в Страсбурге. В реакции ^{36}Ar (энергия пучка $E_{лаб}$ = 195 МэВ) + ^{24}Mg (толщина мишени = 100 мкг/см^2) с образованием составной системы ^{60}Zn, были установлены механизмы протекания данной реакции [2-4]. Причем наряду с обычным бинарным делением, в представленной реакции реализуется механизм тройного коллинеарного кластерного распада из гипердеформированных состояний ядра ^{60}Zn. Данный вид распада описывается двухступенчатым механизмом, где соответствующие кинематические расчеты дают хорошее согласие с экспериментом. Применяя специально разработанную процедуру энергетической калибровки данных с Ионизационной Камеры Брэгга (модули входящие в установку БРС) при анализе этой реакции, были получены энергии фрагментов и обнаружена значительная концентрация экспериментальных событий для тройного деления в области «высоких» энергий. Этот результат также хорошо объясняется с использованием двухступенчатой схемы

распада. Детальный анализ данных (выработан специальный алгоритм определения примесей в мишени) способствовал исключению влияния примесей в мишени на объяснение механизмов реакции $^{36}Ar + {}^{24}Mg$. И далее, рассмотрение угловых распределений продуктов реакции позволило сделать выводы о способе образования делящейся системы, и свидетельствовало в пользу механизма формирования составного ядра с его последующим распадом. В реакции ^{32}S (энергия пучка $E_{лаб}$ = 163 МэВ) + ^{24}Mg (толщина мишени = 240 мкг/см^2) с образованием ^{56}Ni [5] было обнаружено несколько механизмов распада данного ядра. Помимо бинарного и тройного α-кластерного распадов обнаружен двойной распад ядра ^{48}Cr, сформированного в реакции $^{32}S + {}^{16}O$, где кислород являлся примесью, содержащейся в магниевой мишени.

Для обеих реакций: $^{36}Ar+{}^{24}Mg$ и $^{32}S+{}^{24}Mg$ обнаружен так называемый «четно-нечетный» эффект. Он заключался в превышении сечений выходных каналов распада, образованных фрагментами с четными зарядами (Z) над выходными каналами, образованными фрагментами с нечетными Z. В рамках статистической модели распада составных ядерных систем, для исследуемых ядер этот эффект был успешно объяснен.

Для изучаемых составных систем с помощью обобщенной модели жидкой капли, были рассчитаны барьеры деления различных выходных каналов (с соответствующими угловыми моментами), как для чисто бинарного, так и для тройного распадов. Расчеты показали, что при больших угловых моментах барьеры деления составной системы в бинарный и тройной α-кластерный каналы становятся сравнимыми, и вероятность последнего процесса резко увеличивается. В дополнение к этим моделям для более сложных процессов тройного кластерного распада примененялась α-кластерная модель. Она довольно хорошо описала основные делительные конфигурации и предсказала появление вытянутых гипердеформированных состояний в распадающейся системе при больших угловых моментах.

Таким образом, продвижение вперед в исследовании процессов деления ядер средней группы масс, изучение механизма реакций распада связанных с проявлением кластерной структуры, а также поиск новых состояний атомных ядер позволил глубже понять природу образования и последующего распада сложных компаунд систем, получающихся в ядерных реакциях. Все это придало значительный импульс для исследования особенностей динамики делительных процессов таких систем, где изучение их свойств представляет большой интерес для фундаментальной ядерной физики.

Тезисы доклады основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта DAAD (грант № A/05/00021, Bonn, Germany) и гранта правительства Санкт-Петербурга для молодых ученых (грант № 296/08).

Автор выражает признательность профессору фон Оертцену В. и профессору, д.ф.-м.н Гридневу К.А. за помощь в подготовке тезисов. Также автор благодарит своих коллег Гебауэра Б., Тюммерера С., Шульца К., Каманина Д.В., Ефимова Г.Л. за помощь в работе.

Тезисы доклады основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта DAAD (грант № A/05/00021, Bonn, Germany) и гранта правительства Санкт-Петербурга для молодых ученых (грант № 296/08).

Автор выражает признательность профессору фон Оертцену В. и профессору, д.ф.-м.н Гридневу К.А. за помощь в подготовке тезисов. Также автор благодарит своих коллег Гебауэра Б., Тюммерера С., Шульца К., Каманина Д.В., Ефимова Г.Л. за помощь в работе.

Литература

1. Thummerer S., Gebauer B., von Oertzen W., Wilpert M. (1998) In-beam gamma-ray spectroscopy with binary reactions using the HMI binary reaction trigger spectrometer // Il Nuovo Cimento 111, 1077.

2. Zherebchevsky V., von Oertzen W., Kamanin D., Gebauer B., Thummerer S., Schulz Ch., Royer G. (2007) Binary fission and coplanar cluster decay of ^{60}Zn compound nuclei at high angular momentum // Physics Letters B, 646, iss.1, , pp. 12-18.

3. Жеребчевский В.И., фон Оертцен В., Гриднев К.А., Каманин Д.В. (2007) Тройной кластерный распад ядер ^{60}Zn // Вестник СПбГУ, серия 4, вып.1, стр. 113-117.

4. von Oertzen W., Zherebchevsky V., Gebauer B., et al (2008) Fission decay of N = Z nuclei at high angular momentum: ^{60}Zn // Physical Review C 78, 044615.

5. von Oertzen W., Gebauer B., Efimov G., Zherebchevsky V., et al (2008) Fission and ternary cluster decay of hyper-deformed ^{56}Ni // Eur. Phys. J. A 36, pp. 279–288.

ИЗМЕРЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ АКТИВНОСТИ ПО ПОВЕРХНОСТИ ПРОТЯЖЕННОГО ОБРАЗЦА

Каденко А.А.

Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, физический факультет, Киев, Украина, E–mail: Tomasenko@bigmir.net

Современные тенденции в развитии фундаментальной ядерной физики, физики высоких энергий, а также прикладных приложений значительным образом определяются как уровнем научных идей, так и возможностью их реализации. Проведение экспериментальных измерений в современной ядерной физике трудно представить без использования средств автоматизации эксперимента. Их использование позволяет минимизировать дозовые нагрузки на экспериментатора, уменьшить погрешность получаемых данных, повысить их достоверность и т.д.

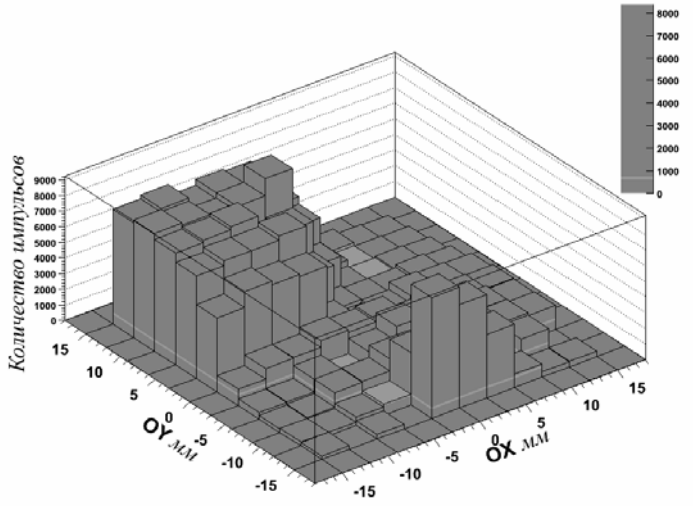


Рис. 1. Распределение интенсивности излучения образцовых спектрометрических гамма источников ^{241}Am и ^{137}Cs

Метод активационного анализа базируется, как правило, на использовании образцов конечных размеров и определенной геометрии. Большой интерес вызывает проблема однородности распределения активности по объему материала облученного образца. При этом, как правило, считается, что поток (к примеру, нейтронов) в области расположения является равномерным. Однако такое утверждение выполняется далеко не всегда. При проведении измерений наведенной активности облученных образцов часто предполагается, что наведенная активность имеет равномерное распределение по объему образца. Для оценки дополнительных систематических погрешностей (а в некоторых случаях и для их минимизации), необходимо установить реальное распределение наведенной активности по объему образца. Одним из путей получения такой информации есть проведение экспериментальных измерений для оценки неравномерности в распределении активности по образцу.

Для этих целей была разработана и собрана система сканер-спектрометр, которая позволяет изменять положение образца относительно детектора и в автоматизированном режиме проводить набор спектра для каждого из положений образца. Система является, по сути, комплексом для двухкоординатного сканирования поверхности, применимым к эксперименту с использованием источника (образца), с неравномерным распределением активности по объему вследствие неравномерного облучения нейтронным потоком. Результаты экспериментов по измерению распределения активности по поверхности образцовых спектрометрических гамма источников с диаметром 25 мм, полученных с помощью спектрометра на основе CdTeZn детектора, приведены на Рис.1. Расстояние между последовательными позициями, в которых производился набор спектра, составило 3 мм.

АКТИВАЦИОННЫЙ АНАЛИЗ ПРОДУКТОВ МНОГОЧАСТИЧНЫХ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

[***]Макаренко И.В.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия,
E–mail: makarenkoirina@gmail.com

Предложен новый метод многоканального гамма-активационного анализа атомных ядер. Метод основан на использовании тормозного излучения с максимальной энергией фотонов 50-70 МэВ и анализе многочастичных фотоядерных реакций. Использование высокоэнергичных пучков фотонов позволяет одновременно наблюдать и исследовать многочастичные фотоядерные реакции с испусканием до 10 нуклонов. Это повышает надежность результатов гамма-активационного анализа и позволяет использовать данный метод в случаях, когда реакции (γ, n) или (n, γ) на исследуемом ядре приводят к образованию стабильных изотопов, что делает неприменимыми методы гамма- и нейтроноактивационного анализа.

В Научно-исследовательском институте ядерной физики (НИИЯФ) имени Д.В.Скобельцына МГУ имени М.В.Ломоносова создан экспериментальный комплекс по изучению многочастичных фотоядерных реакций. Комплекс включает в себя компактный импульсный разрезной микротрон RTM-70 [1] на энергию элетронов до 70 МэВ, детектор из сверхчистого германия Canberra GC3019, автоматизированную систему сбора данных [2], Центр данных Фотоядерных Экспериментов (ЦДФЭ) НИИЯФ МГУ [3].

Создана и успешно тестирована экспериментальная методика исследования многочастичных фотоядерных реакций для γ-активационного анализа ядер. Впервые наблюдались многочастичные фотоядерные реакции с вылетом из ядра до 7 нуклонов на изотопах ^{197}Au, ^{203,205}Tl, ^{209}Bi. Создана база данных экспериментальных γ-спектров [2]. Получены выходы и интегральные сечения наблюдаемых фотоядерных реакций. Метод также позволяет использовать возбуждение изомерных состояний атомных ядер в фотоядерных реакциях для γ-активационного анализа.

Предложен метод определения выходов многочастичных фотоядерных реакций по характеристическому рентгеновскому излучению. В случаях когда β-распады конечных ядер фотоядерных реакций не сопровождаются γ-переходами в дочерних ядрах, анализ γ-линий спектров остаточной активности не позволяет исследовать такие реакции. В то же время, если β-распад сопровождается переходами электронов в электрон-

[***] Работа отмечена жюри как имеющая инновационный потенциал.

ной оболочке атома дочернего ядра, такой β-распад может быть зарегистрирован по характеристическим рентгеновским линиям в спектре остаточной активности облученного образца. При таком методе расчета выходов фотоядерных реакций необходимо учитывать, что различные изотопы одного химического элемента могут иметь рентгеновские линии одинаковых энергий. В этом случае, чтобы рассчитать выход фотоядерной реакции по характеристическим рентгеновским линиям в спектрах, необходимо выделить вклад конечного ядра этой реакции в образование рентгеновских линий. Выделить вклад отдельного изотопа можно, анализируя временные зависимости интенсивности таких линий.

Результаты работы могут иметь следующее практическое применение:

в активационном анализе для определения изотопного состава веществ,

для разрушения долгоживущих изотопов радиоактивных отходов, образующихся при работе ядерных реакторов,

для создания радиофармпрепаратов в медицине.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ гос. контракт 02.513.12.0046, гранта РФФИ 08-02-00620-а.

Литература

1. V.I. Shvedunov, et al. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment., **2005**, 550, 39-53.

2. С.С. Белышев, А.А. Кузнецов, И.В. Макаренко. Автоматизированная система накопления и анализа данных гамма-активационного анализа. Препринт НИИЯФ МГУ - 2006 - 19/818.

3. http://www.cdfe.sinp.msu.ru.

НЕЙТРОННАЯ пРОГРАММА КОСМИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА «СКАФАНДР». КАЛИБРОВКА ДЕТЕКТОРОВ

Пастушенков Д.Д., Дроздов А.Ю.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия,
E-mail: unikorn@newmail.ru

Первое экспериментальное подтверждение генерации нейтронного излучения вследствие грозовой активности было получено в 1985 году [1]. Позже, по результатам анализа экспериментальных данных по потокам нейтронов, полученных на борту орбитального комплекса «МИР» и ИСЗ «Колибри» на высоте ~400 км, получено, что распределение приэкваториальных потоков нейтронов имеет четко выраженную долготную зависимость. Повышенный фоновый счет нейтронов и всплески нейтронного излучения коррелирует с распределением грозовой активности в некоторых областях [2].

Особенностью космического эксперимента «Скафандр» (запуск в конце 2009 г.) является размещение комплекса научной аппаратуры «Разрез» в скафандре «Орлан-М», который отделяется от Международной космической станции (высота ~350-370 км), становясь самостоятельным космическим объектом. Скафандр будет постоянно снижаться, пока не сгорит в плотных слоях атмосферы. Проект направлен на решение нескольких физических задач, одной из которых является получение долготного распределения и высотного разреза распределения потоков тепловых нейтронов и нейтронов малых энергий и исследование атмосферно-ионосферных связей, связанных, в том числе, с грозовыми явлениями.

При подготовке эксперимента большую роль играет калибровка детекторов. Были получены счетные характеристики 6 газоразрядных нейтронных счетчиков (Рис.1). По итогам калибровки отобраны 3 счетчика с наиболее схожими характеристиками

(скорость счета, диапазон напряжения работы в линейном режиме), которые будут использоваться в эксперименте, и определено рабочее напряжение в 1900 В.

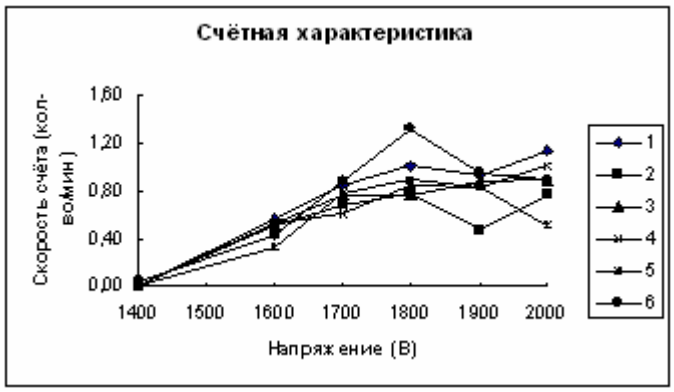


Рис.1. Счетная характеристика газоразрядных детекторов

Автор выражает признательность главному специалисту Нечаеву О.Ю. за помощь в проведении представленной работы.

Литература

1. Shah G.N., Razdan H., Bhat C.L., Ali Q.M., Neutron generation in lightning bolts, Nature. 1985. V. 313. P. 773 – 775.

2. L.S. Bratolyubova-Tsulukidze, E.A. Grachev, O.R. Grigoryan, V.E. Kunitsyn, B.M. Kuzhevskij, D.S. Lysakov, O.Yu. Nechaev, M.E. Usanova. Thunderstorm as the probable reason of high background neutron fluxes at L < 1.2, Adv. Space Res. 34 (2004) 1815-1818.

ИЗУЧЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ ХАРАКТЕРИСТИК СОБЫТИЙ С РОЖДЕНИЕМ B^+- МЕЗОНОВ В ПРОТОННЫХ СОУДАРЕНИЯХ В РАМКАХ ЭКСПЕРИМЕНТА ATLAS НА LHC

Погребняк А.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: lexxpo@gmail.com

Установка ATLAS является одним из четырех детекторов коллайдера LHC и нацелена на изучение pp-соударений при энергиях до 14 ТэВ. Одной из задач детектора ATLAS на всех этапах работы будет изучение распадов B^+-мезонов. На начальном этапе изучение эксклюзивной реакции $B^+ \rightarrow J/\Psi\ K^+$ с большим сечением взаимодействия позволит набрать достаточную статистику и осуществить калибровку детектора при ожидаемой интегральной светимости в $100 pb^{-1}$, а также оценить эффективность работы мюонного триггера (выделяющего мюоны от распада $J/\Psi \rightarrow \mu\mu$). Кроме того реакция $B^+ \rightarrow J/\Psi\ K^+$ является важным фоном для многих реакций, планируемых к изучению в дальнейшем. Для проверки эффективности работы детектора и программ физического анализа при восстановлении B^+-мезонов используется математическая модель детектора. Генерируя события и анализируя отклик модели детектора, определяется точность измерений характеристик B-мезонов, таких, как масса и время жизни.

Данная работа посвящена важной части этих исследований – эффективности алгоритмов восстановления B^+-мезонов и исследованию зависимости эффективности от энергии pp-соударения (рассматриваются энергии в 10 и 14ТэВ). Так же в ней проводится изучение частиц, сопровождающих рождение B^+-мезона (underline events) и анизотропии распределения поперечных импульсов этих частиц. Это необходимо для

дальнейшего восстановления по полученным данным, реакции рождения b-кварков (одним из таких механизмов является распад бозона Хиггса).

В результате данной работы получены данные по эффективности работы алгоритмов восстановления. Проведен анализ распределений сопровождающих событий для столкновений с рождением B^+-мезона. Выявлена зависимость таких распределений от различных механизмов рождения пар b-кварков и от энергии столкновения. Для получения более полной энергетической зависимости проведено сравнение с данными полученными на Tevatron (FNAL). При изучении распределений обнаружены частицы струи b-кварка сопровождающего рождение B^+-мезона. Этот эффект так же может быть использован для установления механизма рождения пары b-кварков (углы вылета и энергия струй связана с механизмом рождения) и для уточнения связи экспериментальных данных и теоретических расчетов для процессов адронизации кварков (эти процессы пока не поддаются полному моделированию).

Литература:

1. Heavy quarkonium physics with early ATLAS data. ATLAS CSC NOTE by ATLAS collaboration. (T.Alexopoulos et al.) March 4, 2008.
2. Production cross-section measurements and study of the properties of the exclusive $B^+ \to J/\Psi\ K^+$ channel. ATLAS NOTE by ATLAS collaboration. (C.Anastopoulos et al.) July 31, 2008.
3. ATLAS detector and physics perfomace. Technical Design Report. CERN/LHCC/2003-022, ATLAS TDR 016, 30 June, 2003.
4. Beauty production cross-section measurement at LHC: B-Physics Reference Channel $B^+ \to J/\Psi\ K^+$ and inclusive methods. (C.Anastopoulos et al.) March 16, 2008.
5.

МОНТЕ-КАРЛО ГЕНЕРАТОР ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ РАСПАДА $\overline{B}^0_{d,s} \to l^+ l^- \gamma$ В РАМКАХ ПАКЕТА EVTGEN ДЛЯ LHCB

Попов А.В.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия,
E–mail: alexande-popov@yandex.ru

В данной работе рассматривается Монте-Карло генератор, созданный автором для распада анти-$\overline{B}^0_d$ - или анти-$\overline{B}^0_s$-мезона в два лептона и фотон $\overline{B}^0_{d,s} \to l^+ l^- \gamma$, совместного с кодом пакета программ EvtGen [1], адаптированного под окружение Gauss – программного обеспечения коллаборации LHCb в ЦЕРНе. На основании современных работ [2], [3] по физике B-мезонов на языке C++ был написан программный код, составляющий новые классы, которые обеспечивают правильную работу по генерации распадов и позволяют выводить распределения, которые согласуются с теоретическими предсказаниями. Основной задачей являлось программирование матричного элемента распада, разложенного по базисным операторам Вильсона и параметризованного форм-факторами при помощи модифицированных методов пакета EvtGen.

Автор выражает признательность к.ф.-м..н. Никитину Н.В. за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. http://robbep.home.cern.ch/robbep/EvtGenGuideEvtGen.pdf *(Руководство пользователя для пакета программ EvtGen)*
2. Melikhov, D., Nikitin, N. (2004) PHYSICAL REVIEW D 70, 114028.
3. Krueger, F., Melikhov, D. (2003) PHYSICAL REVIEW D 67, 034002.

РАЗЛИЧИЯ В РАСПРЕДЕЛЕНИЯХ МНОЖЕСТВЕННОСТИ В ПРОТОН-ПРОТОННОМ И ПРОТОН-АНТИПРОТОННОМ СТОЛКНОВЕНИЯХ

*Радченко Н.В.

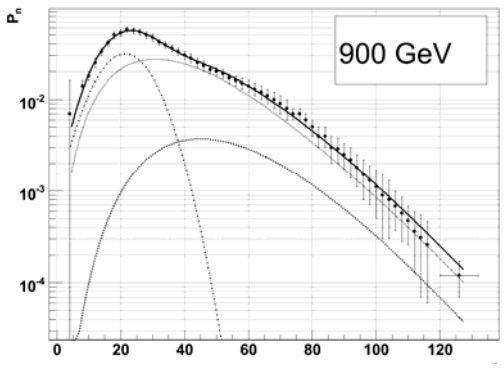
Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого, Великий Новгород, Россия, nvrad@mail.ru

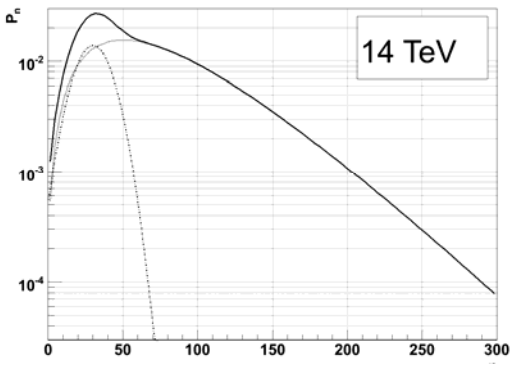
Рассматривается КХД модель взаимодействия адронов, в которой в волновой функции начального состояния мала плотность глюонов в пространстве быстрот, а реальные адроны рождаются из-за развала цветных струн. В рамках модели хорошо описывается поведение полных сечений pp, $p\bar{p}$, $\pi^{\pm}p$, $K^{\pm}p$, γp и $\gamma\gamma$ взаимодействий. Из этих экспериментальных данных следует, что вплоть до энергии LHC в начальном состоянии имеется только один и два глюона, которые определяют рост полных сечений.

В $p\bar{p}$ рассеянии имеются три типа неупругих процессов. Первый представляет собой образование ливня вторичных адронов при распаде глюонной струны. Второй тип является ливнем, образовавшимся из распада двух кварковых струн, третий – из распада трех кварковых струн. В последнем случае кварковые струны образуются между каждым кварком протона и антикварком антипротона. В то же время существует только два типа неупругих процессов для pp рассеяния – ливень из глюонной струны и ливень из двух кварковых струн. Это связано с тем, что струны могут образовываться между кварком одного протона и дикварком другого.

Распределение вторичных адронов в глюонной струне представляет собой нормальное распределение. Распределение вторичных адронов в двух кварковых струнах определяется сверткой двух отрицательных биномиальных распределений, в трех кварковых струнах – сверткой трех отрицательных биномиальных распределений, которые также являются отрицательными биномиальными распределениями.

Получено хорошее описание распределений множественности в pp рассеянии при энергиях в СЦМ 44,5, 52,6, 62,2 ГэВ [1] и в $p\bar{p}$ рассеянии при энергиях 200, 300, 546, 900, 1000, 1800 ГэВ [2, 3] и предсказаны величина полного протон-протонного сечения, $\sigma_{tot} = 101{,}30 \pm 6{,}65$ мб, а также распределение и средняя множественность заряженных адронов при энергии LHC, $< n_{ch} >= 69{,}97 \pm 4{,}30$. Для примера здесь приведены графики при энергии 900 ГэВ и предсказание при энергии 14 ТэВ.





* Доклад отмечен дипломом конференции как лучший на подсекции.

Литература

1. Breakstone A. et al. Charged multiplicity distribution in pp interactions at CERN ISR energies// Phys.Rev. D. 1984. V. 30. P. 528-535.
2. Ansorge R.E. et al. Charged particle multiplicity distributions at 200 and 900 GeV c.m. energy// Z. Phys. C. 1989. V. 43. P. 357-374.
3. Alexopoulos T. et al. The role of double parton collisions in soft hadron interactions// Phys. Lett. B. 1998. V. 435. P. 453-457.

КОМПЬЮТЕРНОЕ ОБОСНОВАНИЕ ПОВЫШЕНИЯ ДОЛГОВРЕМЕННОЙ ПРОЧНОСТИ АТОМНЫХ РЕАКТОРОВ

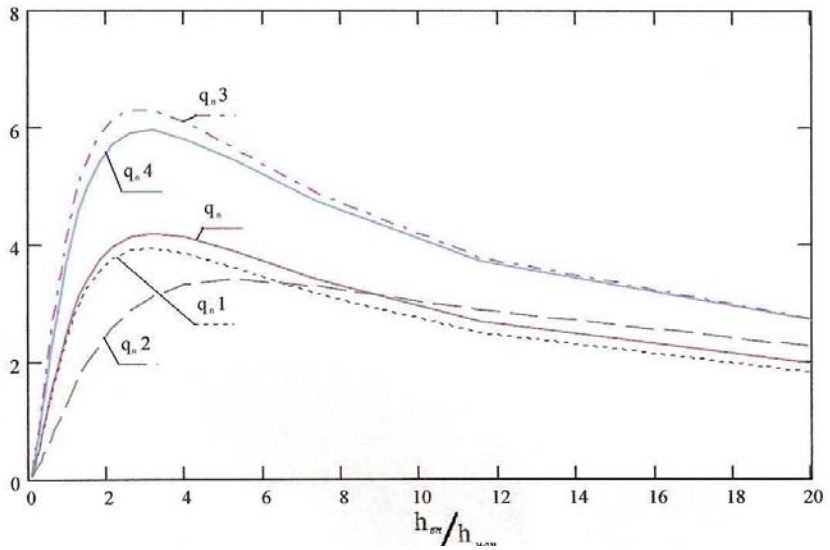
Родивилов С.Н.

Московский Государственный Университет Инженерной Экологии, Москва, Россия, e-mail: maquisoxsi@mail.ru

Одно из наиболее практически важных задач является обеспечение радиационной безопасности атомных реакторов и контейнеров для захоронения радиоактивных отходов (РАО).

В работе исследован эффект температурного автоскрепления при следующих условиях нагружения: внутреннее давление до 12 МПа, градиент температуры по толщине цилиндрической оболочки до 100 °С и более. Применяемые материалы – полимербетон, стеклопластик, металл (двух- и трехслойные конструкции с применением работы [1]). Применение многослойных оболочек позволяет получить ряд преимуществ. Выполнена двухпараметрическая оптимизация функции контактного давления (см. рис. 1), возникающего на границе взаимодействующих слоев и обусловленного преобразованием в оболочке энергии γ-облучения (1,0 – 1,2 МэВ) в электрическую энергию и тепло с мощностью объемного тепловыделения до ~ 1000 Вт/м^3. При увеличении «жесткости» на растяжение наружного («сдерживающего» расширяющийся при нагреве внутренний слой полимербетона) слоя на внутренней поверхности внутреннего слоя можно добиться не только уменьшения опасных растягивающих напряжений, но и создать условия, когда эти напряжения будут сжимающими, предупреждая развитие трещин и увеличивая долговременную прочность контейнера РАО. Таким образом, что увеличение градиента температуры по толщине способствует «автоматическому» («самопроизвольному») росту положительного влияния эффекта температурного автоскрепления [2].

С целью увеличения внутреннего объема реактора (контейнера) на внутренней поверхности производятся вырезы. Образующие цилиндрических (либо эллиптической формы) вырезов идут параллельно оси симметрии



контейнера. Исследуется влияние формы, размеров и числа вырезов на возникающие в контейнере из полимербетона напряжения при действии внутреннего давления по двум сечениям: оболочка без выреза (с возникающей зоной сжатия) и оболочка по вырезу (с наличием концентрации напряжений). Критерием прочности выбрана энергия упругих деформаций.

Литература

1. Жилин П.А. Прикладная механика. Основы теории оболочек. СПб. : Изд-во Политехн. Ун., 2006. 167с.

2. Богомольный В.М. Оптимальное проектирование оболочек машин, трубопроводов, аппаратов. М.: МГУС, 2003. 226с.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА РЕЗЕРФОРДОВСКОГО ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ ВОДОРОДА В НАВОДОРОЖДЕННОМ ГАФНИИ

Ткаченко Н.В.

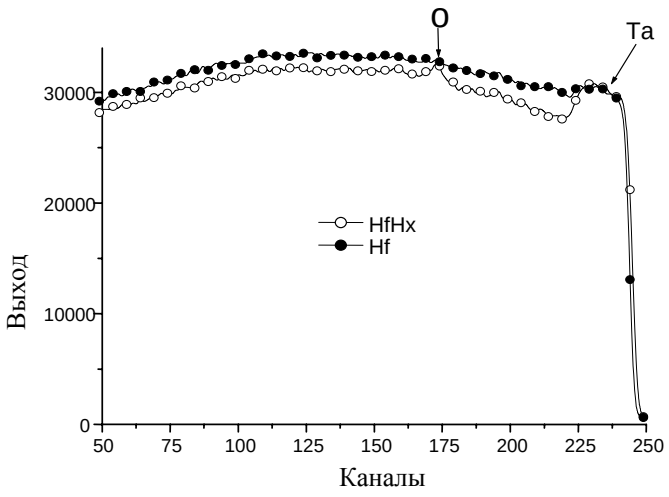
МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: nicki_tkak@mail.ru

Пучковые технологии чрезвычайно эффективны когда необходимо узнать элементный состав и концентрацию элементов в поверхностном слое различных материалов. Одним из методов пучковых технологий является метод резерфордовского обратного рассеяния (РОР) протонов, который основан на использовании закономерностей в рассеянии налетающих протонов ядрами мишени.

Определение содержания водорода в новодорожденных металлах – актуальная задача современного материаловедения. Как правило, эта задача решается разрушающим образец волюметрическим методом, позволяющим находить значение концентрации водорода, усредненное по объему образца. В случае же применения метода РОР не требуется разрушать образец.

Для извлечения из спектров РОР профилей концентрации водорода в материалах было использовано программное обеспечение NBS, позволяющее учитывать влияние водорода на изменение тормозной способности.

Спектры рассеянных на угол 160º протонов с энергией E = 7,6 МэВ для исходного (Hf) и наводороженного (HfH_x) образцов гафния представлены на рисунке. Видно, что спектры рассеяния для образцов Hf и HfH_x в целом подобны, но отличаются по амплитуде. Высокоэнергетичная часть спектров соответствует рассеянию протонов на танталовой фольге. Фольга использовалась для мониторирования пучка и нормировки измеряемых спектров. В спектре образца HfH_x в области его поверхности наблюдается пик, соответствующий рассеянию протонов на кислороде.



При анализе измеренных спектров определена концентрация водорода в различных образцах HfH_x на глубине до 100 мкм. Полученные результаты для наводороженных образцов гафния, включая образцы с оксидной пленкой на поверхности, согласуются с данными

волюмометрического метода (x=1.6-1.8).

Метод может быть очень полезен, например, для определения водорода, введенного в углеродные нанотрубки или графитовые нановолкна, для исследования гидридов металлов.

Автор выражает признательность профессору, д.ф.-м.н. Е.А. Романовскому (НИИЯФ) за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. А.М. Борисов, В.Г. Востриков, Е.А. Романовский, М.В. Серков. Известия РАН, серия физическая, 70, №8 (2006), с. 1210-1212

РЕКУРСИВНЫЙ РАСЧЕТ ДРЕВЕСНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ S- МАТРИЦЫ В СКАЛЯРНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ

Толоконников А.В**.**

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия,
E–mail: bravelemur@mail.ru

Одной из задач, поставленной перед Большим Адронным Коллайдером (LHC, CERN), является поиск физики вне рамок Стандартной Модели. Последняя задача ставит перед учеными проблему более точного расчета фоновых процессов, необходимого при определении отклонения физики от рамок СМ. Традиционно для вычислений используется техника диаграмм Фейнмана. В этом случае любой квантово-механической амплитуде ставится в соответствие набор графов, элементами которых являются операторы свободных полей и корреляционные функции. Альтернативой использования диаграмм Фейнмана являются алгоритмы решения уравнений движения для функций Грина взаимодействующих полей или уравнения Дайсона - Швингера.

На примере скалярной электродинамики мы хотим продемонстрировать возможность создания рекурсивного метод расчета древесных элементов S- матрицы при помощи методов функционального интеграла. Неоспоримым преимуществом данного метода должна являться калибровочная инвариантность результата, достигаемая без каких-либо дополнительных действий.

Для создания такого алгоритма нам необходимо рассмотреть структуру нормального символа S- матрицы для скалярной электродинамики

$$S_0^s = \exp\{i\int dx[\varphi^*(x)\eta(x)+\eta^*(x)\varphi(x)]+i\int dxdy\eta^*(x)D_s(x-y)\eta(y)\}$$

$$S_0^v = \exp\{i\int dxA^\mu(x)j_\mu(x)+\frac{i}{2}\int dxdyj_\mu(x)D^{\mu\nu}(x-y)j_\nu(y)\}$$

$$S:\ \exp\{\int dx\left((ie)[(\partial_\mu\frac{\delta}{\delta\eta^*(x)})\frac{\delta}{\delta\eta(x)}\frac{\delta}{\delta j_\mu(x)}-\frac{\delta}{\delta\eta^*(x)}(\partial^\mu\frac{\delta}{\delta\eta(x)})\frac{\delta}{\delta j^\mu(x)}]+\right.$$

$$\left.+(ie)^2\frac{\delta}{\delta\eta^*(x)}\frac{\delta}{\delta\eta(x)}\frac{\delta}{\delta j_\mu(x)}\frac{\delta}{\delta j^\mu(x)}\right)\}\times S_0^sS_0^v,$$

после чего выделить подструктуры поддающиеся рекурсии. Для случая скалярной электродинамики этими подструктурами будут являться древесные части результата взятия производных по скалярным и векторным источникам без отвлечения на индексированные производные ∂_μ. Для получения конечного результата мы рекурсивно получим результат взятия производных по скалярным источникам для n- ого порядка раз-

ложения экспоненты взаимодействия $S(n)$, восстановим при помощи оператора $\hat{\Xi}$ индексированные производные, получим соответствующий результат взятия производных по векторным источникам $V(n;\Xi)$ и перемножим получившиеся древесные выражения для скалярных и векторных полей в соответствии с некими правилами отбора, вырезающими именно древесные элементы S-матрицы:

$$\{\hat{\Xi} S(n+1)\} \otimes \{V(n+1;\Xi)\} = \{\hat{\Xi} N^{(n+1)}(S(n))\} \otimes \{M^{(n+1)}(V(n;\Xi))\}$$

Здесь через $\otimes$ обозначено перемножение с правилами, которые несложно сформулировать:1) результатом умножения должен быть член с n-1 пропагатором для n-го порядка разложения экспоненты взаимодействия; 2) в результате умножения не должно быть частей произведения пропагаторов, у которых все индексы имеют пару.

Полученный результат является калибровочно-инвариантным без каких-либо дополнительных действий. Кроме этого следует отметить, что такая структура алгоритма позволяет расширить его на одно - петлевой уровень.

БИОФИЗИКА

Председатель подсекции
проф. Твердислов Всеволод Александрович

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ СТРУКТУР НАНОТРУБОК, ОРГАНИЗОВАННЫХ БИОМОЛЕКУЛАМИ

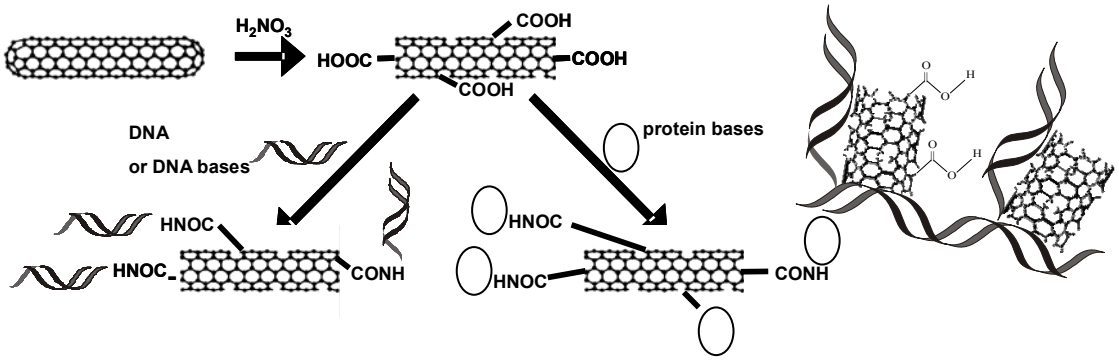
V. Frolov[1], T. Erb[2], O. Kysil[2]

[1] *National Taras Shevchenko University of Kyiv 64, Vladimirskaya Str., 01033 Kyiv, Ukraine*

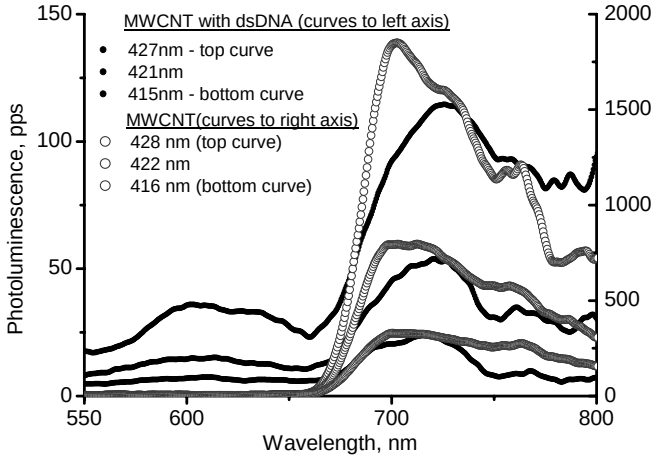
[2] *Institut für Physik; ZMN, Ilmenau, Germany*

E-mail: volodymyr.frolov@gmail.com; lklk@ukr.net

В этом докладе представлена возможность биофункционализации многостенных углеродных нанотрубок молекулами ДНК и базами протеинов, включая аденозин-монофосфат и фенилаланин, цистеин в водных растворах. Углеродные нанотрубки предварительно иммобилизируются надефектах на их концах и стенках с помощью –COOH групп. Этап биофункционализации проводится с помощью лазерного или микроволнового излучения. Эти этапы представлены на рисунке слева (см. ниже). Также представлена схема комплекса связанных нитями ДНК нанотрубок (рисунке справа).



В результате комплексных оптических исследования (УФ-видимый-ИК, ИК и фотолюминесцентная спектроскопия (ФЛ)) и применения сканирующей электронной микроскопии (Сканирующая электронная и силовая микроскопия) для нанотрубок в водных растворах и наноструктур на поверхности кремния, приготовленных согласно разработанным методам, подтверждено, что углеродные нанотрубки со структурными дефектами и иммобилизирующими группами на их концах и стенках, распознают биомолекулы. Например, интенсивность ФЛ



адсорбированного слоя ДНК, связанных с нанотрубками на подложке из окисленного кремния (спектр фотолюминесценции ниже) резко падает в диапазоне 670-800нм и возникает новый участок повышения интенсивности спектра, сравнительно с спектром фотолюминесценции слоя нанотрубок; в спектре ФЛ био-функционализированных протеиновыми базами нанотрубок имеет специфичный максимум в водном растворе с ДНК. На основании экспериментальных результатов, предложены модели фотоиндуцированных процессов взаимодействия между функционализирующими группами и опробованными биомолекулами протеиновыми базами.

Исследования поддержаны Акад.РАН Третьяковым Ю. D, доц.Лукашиным А.А. Договор о сотрудничестве между МГУ им.М.В.Ломоносова и Киевским нац. унив.им.Т.Шевченко. Исследовательская работа В. Фролова также была поддержана стипендиантной программой DAAD Leonhard-Euler 2008/2009.

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ИНАКТИВАЦИИ ФЕРМЕНТА ПРОСТАГЛАНДИН-Н-СИНТАЗЫ С УЧЕТОМ СНИЖЕНИЯ СКОРОСТИ РЕАКЦИИ ЗА СЧЕТ КОНВЕРСИИ СУБСТРАТА В ХОДЕ ФЕРМЕНТАТИВНОЙ РЕАКЦИИ

Бархатов В.И., Филимонов И.С.

МГУ имени М.В. Ломоносова, факультет биоинженерии и биоинформатики, Москва, Россия, E–mail: fis82@yandex.ru

Фермент простагландин-Н-синтаза (PGHS, К.Ф.1.14.99.1) осуществляет первый этап в биосинтезе всех простагландинов, а также тромбоксана и простациклина. Простагландины – модуляторы сердечнососудистой, желудочно-кишечной, почечной и репродуктивной систем, они являются медиаторами боли, воспаления, аллергии, и поэтому фермент, катализирующий их биосинтез, представляет собой исключительно важную фармакологическую мишень. Терапевтический эффект всех нестероидных противовоспалительных средств обусловлен ингибированием PGHS.

PGHS – бифункциональный фермент, он катализирует: циклооксигеназное окисление арахидоновой кислоты двумя молекулами кислорода с образованием простагландина G_2 и пероксидазное восстановление перекисной группы простагландина G_2 в присутствии донора электронов с образованием простагландина H_2.

Фермент подвергается быстрой необратимой инактивации как в ходе пероксидазной, так и циклооксигеназной реакции. Инактивация носит необратимый характер и имеет первый порядок по концентрации фермента. При протекании реакций концентрация активного фермента в растворе снижается по экспоненциальному закону $E_{акт}(t) = E_0 \cdot e^{-\Lambda t}$, где E_0 – начальная концентрация фермента, Λ – наблюдаемая константа инактивации. Молекулярный механизм инактивации PGHS до сих пор не известен.

Для выяснения механизма инактивации необходимо определять зависимость параметров инактивации от концентрации субстратов реакции. В области низких значений концентраций субстрата это трудновыполнимая задача, т.к. в этом случае снижение скорости ферментативной реакции обусловлено как инактивацией фермента, так и уменьшением концентрации субстрата.

Нами разработан метод для расчета константы инактивации по интегральной кривой образования продукта, путем специальной обработки двух массивов данных, для случая, когда снижение текущей скорости ферментативной реакции определяется не только инактивацией фермента, но и снижением концентрации субстрата в результате его конверсии.

Мы применили этот метод для расчета константы инактивации фермента в ходе пероксидазной реакции. При проведении пероксидазной реакции в качестве донора использовали N,N,N',N'-тетраметил-n-фенилендиамин (TMPD), в качестве перекиси – перекись водорода (H_2O_2). За протеканием реакции следили спектрофотометрически, по накоплению окисленной формы TMPD.

Для проверки точности метода (необходимости его применения) провели эксперименты по варьированию концентрации TMPD для двух различных концентраций фермента в реакционной среде (~4 нМ и ~20 нМ). В первом случае начальная концентрация субстрата в результате протекания реакции снижалась на ~10%, во втором на ~50%. Значения констант инактивации, рассчитанные разработанным нами методом, совпали для этих экспериментов, тогда как применение более грубого метода, заключающегося в описании экспоненциальной функцией интегральной кривой образования продукта, приводило к существенным различиям в значениях констант инактивации.

Более того, предлагаемый нами подход позволяет определить из одной интегральной кривой не только значение Λ соответствующее начальной концентрации субстрата, но и зависимость Λ от текущей концентрации субстрата.

ИМИТАЦИОННАЯ МОДЕЛЬ ПОВЕДЕНЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ HIRUDO MEDICINALIS

Борунов А.В.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: eredory@gmail.com

В данной работе поставлена задача исследования посредством имитационного моделирования участка нервной системы медицинской пиявки (Hirudo Medicinalis), ответственного, как считается, за генерацию плавательных осцилляционных движений этого животного. По своей сути это система взаимодействующих осцилляторов, протянувшаяся вдоль всего тела пиявки. Осцилляторы генерируют электрические импульсы определенной периодичности, которые далее поступают к мышцам тела пиявки. Сокращения мышц под действием этих импульсов приводят к характерным волнообразным движениям, посредством которых пиявка перемещается в водной среде.

До сих пор предметом исследований ученых была структура взаимодействия локальных осцилляторов (см [1]). Сами по себе они моделировались достаточно условно. В частности, в качестве структурных элементов осцилляторов использовалась математическая модель, инкорпорирующая в себе свойства синапсов и нейронов. В данной работе делается попытка построить более реалистичную модель локального осциллятора, учитывающую реальную топологию соответствующего участка НС пиявки.

Для решения поставленной задачи на языке программирования Java написана компьютерная система имитационного моделирования: программа-редактор, позволяющая строить сети взаимосвязанных элементов (представленных своими математическими моделями) и исследовать их работу. Проанализированы различные математические модели для основных элементов, составляющих нервную систему: нейронов и межнейронных соединений – синапсов. Они рассматриваются как структуры с нелинейными электропроводящими свойствами, зависящими от их текущего состояния. Соответствующие модели составлены на основе биофизических данных об этих элементах.

В программе построена модель локального сегментарного осциллятора и осуществлен численный эксперимент. Существенной частью работы была оценка паметров модели (в основном, сил синаптических, межнейронных связей), анализ их влияния на период и амплитуду генерируемых осцилляций. Экспериментальные сведения об этих величинах

практически отсутствуют ввиду крайней сложности постановки соответствующих экспериментов.

В работе изложен метод оценки величин синаптических связей на основе представления о сегментарном осцилляторе как о совокупности осцилляторных ингибирующих контуров. Построенная таким образом модель в ходе численного эксперимента дала хорошее согласование с известной экспериментальной информацией.

Автор выражает признательность доценту, к.т.н. Грачеву Е.А., а также сотрудникам биологического факультета Надежде и Алексею Браже за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. Zheng M., Friesen W. O., Iwasaki T. Systems-level modeling of neuronal circuits for leech swimming // J Comput Neurosci – 2007. - №22 – P. 21–38.
2. Friesen W. O., William B. K. Leech locomotion: swimming, crawling, and decisions. //Current Opinion in Neurobiology – 2007. - №17. – P.704–711.
3. Keener J., Sneyd J. Mathematical Physiology - N.-Y.: Springer, 1998. – 766 p.
4. Николс Дж. Г., Мартин А. Р., Валлас Б. Дж., Фукс П. А. От нейрона к мозгу. – М.: УРСС, 2003. – 671 с.
5. Brodfuehrer P. D., Thorogood M. S. E. Identified neurons and leech swimming behavior. //Progress in Neurobiology – 2001. - №63. – P. 371–381.

ИЗУЧЕНИЕ ЭФФЕКТА ТЯЖЕЛОГО АТОМА В ФЕРМЕНТАТИВНЫХ РЕАКЦИЯХ

Брюховских Т.В., Кириллова Т.Н.

Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия
E–mail: brushkot@mail.ru

Все живые организмы содержат небольшое количество тяжелых атомов, которые играют важную роль в ряде метаболических процессов. Среди них выделяются бром- и йодсодержащие соединения, которые могут оказывать как стимулирующее, так и подавляющее действие на биохимические процессы. Биолюминесцентные реакции являются удобными маркерами для изучения влияния тяжелых галоидов на биохимические процессы.

Эффект тяжелого атома интенсивно изучался физиками-спектроскопистами в предыдущем столетии в растворах флуоресцентных красителей. Логично предположить, что этот эффект будет наблюдаться и в системах с химическим возбуждением в присутствии белка, т.е. в биолюминесцентных реакциях.

Ранее [1] было исследовано воздействие ряда галогенидов калия на интенсивность биолюминесценции светляков, морских бактерий и кишечнополостных. Сделан вывод, что основной вклад в тушение биолюминесценции вносит не физический механизм, связанный с изменением скорости переносов энергии, а биохимический механизм, определяющийся взаимодействием галоидсодержащих соединений с ферментами. Необходимым продолжением в данных исследованиях является доказательство зависимости эффективности связывания соединений с ферментами от массы галоидного атома в составе соединения.

Целью работы являлось сравнение эффективности связывания гомологичных галоидсодержащих ксантеновых красителей, включающих атомы галоидов разной массы, с ферментами различной структуры. В работе использованы ферменты биолюминесцентных реакций, выделенных из морского люминесцентного кишечнополостного *Obelia longissima*, морских люминесцентных бактерий *Ph.Phosphoreum* и светляков *Luciola mingrelica*.

В ходе эксперимента регистрировали спектры поглощения и флуоресценции ряда гомологичных ксантеновых красителей (флуоресциин эозин, эритрозин), анизотропию их флуоресценции в присутствии разных концентраций белка. Строили зависимости анизотропии флуоресценции красителей от концентрации белков. Спектры и анизотропию флуоресценции регистрировали на люминесцентном спектрометре Aminco-Bawman, Series 2 (США).

Зарегистрирован рост анизотропии флуоресценции красителей с увеличением концентрации ферментов. Показано, что изменение анизотропии растет с увеличением массы галоидного заместителя в ряду красителей: флуоресцеин, эозин, эритрозин. Приводятся параметры, количественно характеризующие различия в связывании в ряду красителей для трех ферментов. Делается вывод, что с ростом массы галоидного заместителя в молекулах ксантеновых красителей наблюдается увеличение их связывания с ферментами. Различия в связывании галоидсодержащих красителей с ферментами интерпретированы с точки зрения структуры ферментов различных люминесцентных организмов.

Литература:

1. Kirillova, T.N. Effekt of heavy atom in bioluminescent reactions / T.N. Kirillova, N.S.Kudryasheva // Anal Bioanal Chem. – 2007. – Vol. 10. – P. 387-392.

ОШИБКИ СТРУКТУРНОГО ВЫРАВНИВАНИЯ, СВЯЗАННЫЕ С ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ БЕЛКОВЫХ СТРУКТУР

[**]Годзи М.Г.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: mzx@mail.ru

В настоящее время для определения эволюционной близости белковых структур широко используются методы структурного выравнивания, основанные на анализе аминокислотных последовательностей и пространственных структур. При этом в роли критериев близости выступает минимальное геометрическое расстояние между структурами, достижимое в ходе изменения расположения белковых структур без их деформации.

Актуальность данной работы связана с проблемой корректности выводов об эволюционной близости белков, которые делаются на основе анализа их статических структур без учета функциональных свойств. Поскольку основная функция белковых комплексов в живых системах не структурная, а ферментативная, состоящая, в частности, в уменьшении энергии активации биохимических реакций, то при функциональном исследовании и сравнении структур белковых комплексов необходимо учитывать энергетическое состояние, в котором находился белок, когда были зафиксированы координаты его атомов. Методы структурного выравнивания сравнивают структуры белков, восстановленные по данным рентгеноструктурного анализа, в ходе которого с каждым белком происходят индивидуальные, уникальные конформационные и энергетические изменения, соответствующие изменению pH, температуры, буферного окружения и сопровождающие процесс его кристаллизации. В результате даже одинаковые белковые комплексы при кристаллизации могут оказаться в разных энергетических состояниях и вследствие этого обладать разной геометрией.

В работе предложен принципиально новый способ преодоления некоторых ошибок структурного выравнивания, связанных с существенным различием энергетических состояний сравниваемых белков, а именно их предварительное «энергетическое

[**] Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

выравнивание». Данный способ предполагает предварительный поиск для сравниваемых белков конформаций, отвечающих локальным минимумам энергии. Для экспериментальной проверки влияния предварительного энергетического выравнивания на величину RMSD (среднеквадратичное расстояние между атомами структурно выравниваемых белков), были использованы цепь A гемоглобина и цепь D нейроглобина человека, взятые из Брукхэвенского банка данных. Их структурное выравнивание первоначально выполняли в программе TopMatch [1]. Затем для обеих цепей методами силового поля MMFF94 рассчитывали полную энергию и методом сопряженных градиентов находили её локальный минимум как функции торсионных углов и длин связей. Соответствующие энергетическому минимуму конформации исходных цепей вновь использовали для структурного выравнивания в программе TopMatch. Разница в значениях RMSD для исходных и энергетически выровненных цепей составила 30%.

Выявленные заметные различия в значениях RMSD указывают на необходимость дополнения существующих алгоритмов структурного выравнивания методами, учитывающими энергетические характеристики различных конформаций сравниваемых белков.

Автор выражает глубокую признательность своему научному руководителю, с.н.с кафедры биофизики Иванову П.С.

Литература

1. Manfred J. Sippl, Markus Wiederstein (2008) A note on difficult structure alignment problems // Bioinformatics 24(3): 426-427.

СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМЕНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА КОМПОНЕНТОВ БИОЛЮМИНЕСЦЕНТНОЙ РЕАКЦИИ БАКТЕРИЙ В ВЯЗКИХ СРЕДАХ

[**]Гульнов Д.В.

Сибирский федеральный университет, институт фундаментальной биологии и биотехнологии, Красноярск, Россия
E-mail: d_d_dima@mail.ru

Большинство внутриклеточных ферментов обычно находится в сложной неоднородной среде, а не в разбавленном растворе, и никогда не функционирует в условиях, отвечающих уравнению Михаэлиса-Ментен. Для понимания механизмов сопряжения и функционирования ферментативных метаболических цепей в клетке используются разные подходы, одним из которых является исследование работы ферментов в условиях различного микроокружения.

В работе исследовано влияние четырех вязких буферных сред на основные компоненты биолюминесцентной реакции бактерий – флавинмононуклеотид (ФМН), бактериальную люциферазу и НАДН:ФМН-оксидоредуктазу. Для оценки воздействия среды на конформацию ферментов и спектрально-люминесцентные свойства ФМН были использованы методы флуоресцентной спектроскопии. Были исследованы спектры флуоресценции и анизотропия флуоресценции ФМН, бактериальной люциферазы и НАДН:ФМН-оксидоредуктазы в присутствии различных концентраций глицерина, сахарозы, желатина и картофельного крахмала. Установлено, что компоненты сред оказывают влияние, главным образом, на интенсивность флуоресценции ферментов и ФМН. Зарегистрирован гипсохромный сдвиг приблизительно на 5 нм спектров флуоресценции люциферазы в растворе глицерина и НАДН:ФМН-оксидоредуктазы в растворе сахарозы, что может быть вызвано конформационными изменениями данных белков и/или тушением флуоресценции части триптофановых остатков в их составе. Низкая величина анизотропии флуо-

[**] Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

ресценции белков, полученная в данной работе, с одной стороны, говорит о малом вкладе в деполяризацию вращения белковой глобулы как целого. С другой стороны, полученное возрастание анизотропии флуоресценции ферментов с увеличением вязкости среды свидетельствует о том, что часть триптофановых остатков в их составе находится на поверхности и подвержена влиянию растворителя.

На основании полученных результатов сделаны выводы о том, что наименьшее влияние при исследованных концентрациях на компоненты биолюминесцентной реакции оказывает крахмал, что согласуется с закономерностями тушения биолюменесценции в разных средах, обнаруженными ранее.

Автор выражает признательность доценту, к.ф-м.н. Немцевой Е.В. за помощь в подготовке тезисов.

ИЗМЕРЕНИЕ ПРОВОДИМОСТИ РАСТВОРА ВОДНЫХ ВЫТЯЖЕК ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОСЕВНЫХ КАЧЕСТВ СЕМЯН

Дульский А.В.

Ставропольский государственный аграрный университет, Ставрополь, Россия
E-mail: dulskii_alex@mail.ru

Для оценки биологических и посевных качеств семян сельскохозяйственных культур используется электрофизиологическая характеристика – электропроводность раствора, т.е. учёт количества выхода электролитов из семян, находящихся в водной среде. Нами использовался генератор импульсного электрического поля (ИЭП) для предпосевной обработки семян с целью повышения их посевных качеств, стимуляции развития растений из обработанных семян. При изучении результатов воздействия импульсного электрического поля на семена овощных культур наряду с традиционными методиками - определение энергии прорастания и всхожести семян, мы использовали электрофизический метод – кондуктометрический анализ. Чем выше всхожесть семян, тем меньше электропроводность водной вытяжки. Это объясняется целостностью клеточных мембран, которые у семян с низкими посевными качествами утрачивают способность удерживать электролиты внутри клетки и они легко вымываются при замачивании семян в дистиллированной воде. Семена с высокой жизнеспособностью хорошо удерживают электролиты, поэтому электропроводность их водных вытяжек минимальна.

В лаборатории УНИЛ СтГАУ, нами получены экспериментальные данные электропроводности водных вытяжек и всхожести семян моркови сорта «Витаминная 6», прошедших предпосевную обработку импульсным электрическим полем частотой 51 Гц., при времени обработки от 10 до 120 мин. Полученные данные представлены в таблице.

Таблица. Электропроводность водных вытяжек из семян моркови сорта «Витаминная 6» и их всхожесть в зависимости от времени обработки семян ИЭП

Время обработки семян, мин	10	30	60	90	120
Всхожесть, %	91	92,8	96,7	98,5	95
Электропроводность, мСим/см	81,0	74,8	72,1	71,0	73,8

Из приведенных данных видно, что при максимальной всхожести семян 98,5 %, минимальная электропроводность водных вытяжек составляет 71 %.

При использовании кондуктометрического анализа можно достаточно точно характеризовать посевные качества семян, внося коррективы в режимы предпосевного стимулирования роста семян. Метод определения электропроводности водных вытяжек

из семян отличается высокой чувствительностью, надежностью, быстродействием и большой производительностью – все это позволяет изучать малейшие отклонения в физиологическом состоянии семян и растений.

Автор выражает признательность профессору, д.с.х.н. Стародубцевой Г. П. за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. Любая С. И. (2002) Оценка посевных качеств семян и повышение адаптивных свойств озимой пшеницы с использованием электрофизических методов // Дисс.к.с.х.н. Любая С. И.; Ставрополь, 2002.

2. Стародубцева, Г.П. (1996) Использование электрофизиологических методов для определения посевных качеств семян и зерна /Г.П. Стародубцева, В.Ф. Попов, С.И. Шимченко //Современные достижения биотехнологии: Материалы Всерос. конф. (Ставрополь, июль, 1996 г.). – Ставрополь, 1996.

КОМПЬЮТЕРНАЯ РАЗРАБОТКА СИНТЕТИЧЕСКИХ ВАКЦИН: ДОКИНГ С ОГРАНИЧЕНИЯМИ

Каткова Е.В.[1], Жабин С.Н.[2]

[1]Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, Москва, Россия, [2]НИВЦ МГУ

E–mail: katkova_aya@bk.ru

Вакцинация – способ предупреждения и лечения целого ряда инфекционных заболеваний, таких как грипп, туберкулез, гепатит Б. В настоящее время наиболее безопасными и простыми в производстве являются синтетические вакцины – небольшие пептиды, содержащие только небольшой фрагмент возбудителя, изготовленные с помощью генной инженерии и органического синтеза. Они связываются в клетках с белками главного комплекса гистосовместимости и вызывают иммунный ответ организма[1]. Процессы взаимодействия синтетической вакцины с организмом вполне предсказуемы и могут служить предметом рационального компьютерного дизайна. Для того чтобы оценить, какой иммуногенностью обладает пептид нужно правильно позиционировать его в активном центре белка и найти глобальный минимум функции свободной энергии связывания пептида с белком.

В случае небольших молекул (до 15 степеней свободы) задача позиционирования лиганда в активном центре (докинга) и нахождения минимума функции в 21-мерном пространстве решаема на современных компьютерных мощностях за приемлимое количество времени при использовании, например, генетического алгоритма. Общее количество степеней свободы пептида больше 20 – максимальной размерности задачи, с которой еще справляется стандартный генетический алгоритм докинга. Поэтому, для эффективного поиска необходимо наложить некие дополнительные условия, которые позволяют сократить размерность пространства поиска. Процедура, реализованная в программе «Astra» использует тот факт, что при связывании эпитопа в белках ГКГ концевые аминокислоты всегда принимают сходные геометрические положения. В полной мере это относится к 2 первым и 2 последним аминокислотам эпитопа, положения которых можно считать практически фиксированными из-за сильных стерических ограничений при взаимодействии с активным центром белков ГКГ класса 1.

В настоящей работе был реализован в программе «Astra» генетический алгоритм докинга с закрепленными концами. Программа была валидирована на структурах «белок главного комплекса гистосовместимости – нативный пептид», взятых из базы данных PDB. Были найдены оптимальные значения параметров генетического алгоритма. Было показано, что при выбранных значениях параметров программа успешно находит

правильное положение нативного петида в активном центре белка. Время, требуемое для оценки положения и энергии одного пептида – 2-4 часа. Для сравнения, было проведено позиционирование ненативных пептидов в структуры ГКГ, взятые из базы данных PDP. Было показано, что энергии связывания ненативных пептидов существенно отличаются от энергий связывания нативных пептидов для данного типа ГКГ.

Этот алгоритм был применен для поиска потенциального противоракового препарата. В качетсве иммуногенного белка, на основе которого может быть получена вакцина, был взят белок BORIS, экспрессирующийся при различных видах рака грудных желез[2]. Построив по известной аминокислотной структуре белка ряд всевозможных олигопептидов (лигандов для позиционирования), получили набор потенциальных противораковых вакцин. Расположение в щели ГКГ и энегрия связывания каждого пептида были рассчитаны с помощью протраммы «Astra».

Литература

1. Stanley A.Plotkin “Vaccines: past, present and future”/ Nature medicine, 11: p.S5-S11, 2005

2. Loukinov D., Ghochikyan A., Mkrtichyan M., T.E. Ichim, Lobanenkov V., D.H. Cribbs, M.G. Agadjanyan “Antitumor Efficacy of DNA Vaccination to the Epigenetically Acting Tumor Promoting Transcription Factor BORIS and CD80 Molecular Adjuvant” / Journal of Cellular Biochemistry 98: p.1037–1043, 2006

ВЛИЯНИЕ ГИСТОНА H1 НА ФОРМИРОВАНИЕ НАДМОЛЕКУЛЯРНЫХ КОМПЛЕКСОВ ДНК С БЕЛКОМ HMGB1

Кипенко И.Б.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия.

E-mail: kipenkoi@gmail.com

Работа посвящена изучению взаимодействий между негистоновым белком хроматина HMGB1, гистоном H1 в присутствии молекулы ДНК и в свободном состоянии. Белки HMGB1 и H1 играют важную роль в организации структуры хроматина на надмолекулярном уровне. Известно, что при связывании с линкерной ДНК эти белки способны образовывать надмолекулярные комплексы. [1]. Однако до сих пор, остаются до конца неизученными взаимодействия между данными белками и ДНК в межнуклеосомных участках хроматина.

Взаимодействуя по разным бороздкам двойной спирали, белки изменяют структуру молекулы ДНК, возможно, тем самым облегчая связывание с двойной спиралью [2]. Несколько авторов показали [3], что HMGB1 может конкурировать с гистоном H1 за связывание с линкерными участком молекулы ДНК.

При изучении тройного комплекса ДНК-HMGB1-H1 важен вопрос о возможности и характере взаимодействия между белками HMGB1 и H1 в отсутствие молекулы ДНК. Некоторые авторы полагают, что гистон H1 способен взаимодействовать не только с молекулой ДНК, но и с другими белками хроматина. Наиболее вероятным кандидатом на эту роль выступает негистоновый белок HMGB1 [4]. Поэтому особое внимание в работе уделяется исследованию взаимодействия между белками HMGB1 и H1, а также влияние этого взаимодействия на вторичную структуру белков в растворе. Исследование изменений структуры двойной спирали ДНК при одновременном взаимодействии с белками HMGB1 и H1 показало, что характер взаимодействия ДНК с двумя белками отличается от ее взаимодействия с каждым белком по отдельности [5, 6, 7].

В ходе работы при помощи метода кругового дихроизма (КД), нами было показано, что существует взаимодействие между белками HMGB1 и H1 в растворе 15мМ NaCl. Проведено исследование взаимодействия между белками HMGB1 и H1 в зависи-

мости от различных весовых соотношений HMGB1/H1 (***R***) и показано, что взаимодействие существует при ***R***<1. Так же было показано, что взаимодействие между белками приводить к 20%-ному увеличению количества α-спиральных участков в комплексе. Таким образом показана возможность применения метода КД для обнаружения межмолекулярных взаимодействий между негистоновым белком HMGB1 и гистоном H1.

Кроме этого для понимания устройства комплекса ДНК-HMGB1-H1 проводилось исследование бинарных систем ДНК-HMGB1 и ДНК-H1 в зависимости от различных весовых соотношений (***r***) белок/ДНК в комплексе. Для системы ДНК-HMGB1 было показано, что в комплексе происходит увеличение доля α-спиральных участков белка HMGB1, по сравнению с его свободным состоянием. Так же проведен первичный анализ трехкомпонентного комплекса ДНК-HMGB1-H1, свидетельствующий о том, что в нем могут формироваться крупные светорассеивающие частицы. Условия образования рассеивающих частиц в трехкомпонентном комплексе будет зависеть, как от соотношения белок/ДНК (***r***), так и от соотношения HMGB1/H1 – (***R***). Существует пороговое значение $\boldsymbol{r}_{\text{пор}}$ после преодоления которого, доставерный анализ спектров КД становится не достоверным, потому что растворы комплексов обладают сильным светорассеянием. Таким образом, была очерчена естественная граница применимости метода КД к исследованию надмолекулярного комплекса ДНК-HMGB1-H1.

Литература

1. Travers A., Thomas J.O. (2004) In: Chromatin structure and dynamics: State-of-the-Art. Eds.: J. Zlatanova, S. H. Leuba. Amsterdam, Elsevier, p. 103.
2. Lori A. Kohlstaedt and R. David Cole. (1994) Biochemistry v. 33, № 42, p. 12702.
3. J. Zlatanova, K. van Holde. (1998) BioEssays, v. 20, № 7, p. 584.
4. E.A. Kohlstaedt, E.C. Sung, A. Fujishige, R.D. Cole. (1987) J. Biol. Chem., v. 262, № 2, p. 524.
5. A.M. Polyanichko, E.V. Chikhirzhina, A.N. Skvortsov, E.I. Kostyleva, P. Colson, C. Houssier, V.I. Vorob'ev. (2002) J. Biomol. Struct. Dyn., v. 19, № 6, p. 1053.
6. Е.В. Чихиржина, А.М. Поляничко, А.Н. Скворцов, Е.И. Костылева, К. Уссье, В.И. Воробьев. (2002) Мол. Биол., т. 36, № 3, с. 525.
7. A. Polyanichko, E. Chikhirzhina, V. Andruschchenko, V. Vorob'ev, H. Wieser. (2006) Biopolymers, v. 83, p. 182.

КОЛЕБАНИЯ СИГНАЛА ЭПР В МОДЕЛИ ПЕРВИЧНЫХ ПРОЦЕССОВ ФОТОСИНТЕЗА

Киржанов Д.В.[1], Алексеев А.А.[2]
[1]Институт машиноведения РАН, [2] МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
[1]kirzhanov@gmail.com, [2]alex_msu_24@mail.ru

Немонотонные индукционные процессы при фотосинтезе проявляются вследствие регуляции [2]. В экспериментах были обнаружены затухающие колебания скорости поглощения CO_2 и интенсивности флуоресценции фотосистемы II (ФС2). В эксперименте эти колебания наблюдаются в ответ на резкое изменение условий внешней среды. Их период может составлять несколько десятков секунд.

Однако, в литературе отсутствуют сведения о колебаниях сигнала ЭПР фотосистемы I (ФС1). В случае обнаружения, такие колебания могли бы стать дополнительным обоснованием существования некоторых механизмов регуляции фотосинтеза. Теоретическое объяснение этих колебаний подтвердило бы полноту существующих теорий регуляции. Для получения колебательного режима используется разработанная ранее математическая модель [1], модифицированная для проведения исследований в широком диапазоне времён ([3], система уравнений 1). Световые стадии в модели учитывают поглощение энергии света, миграцию возбуждений и разделение зарядов в двух фотосис-

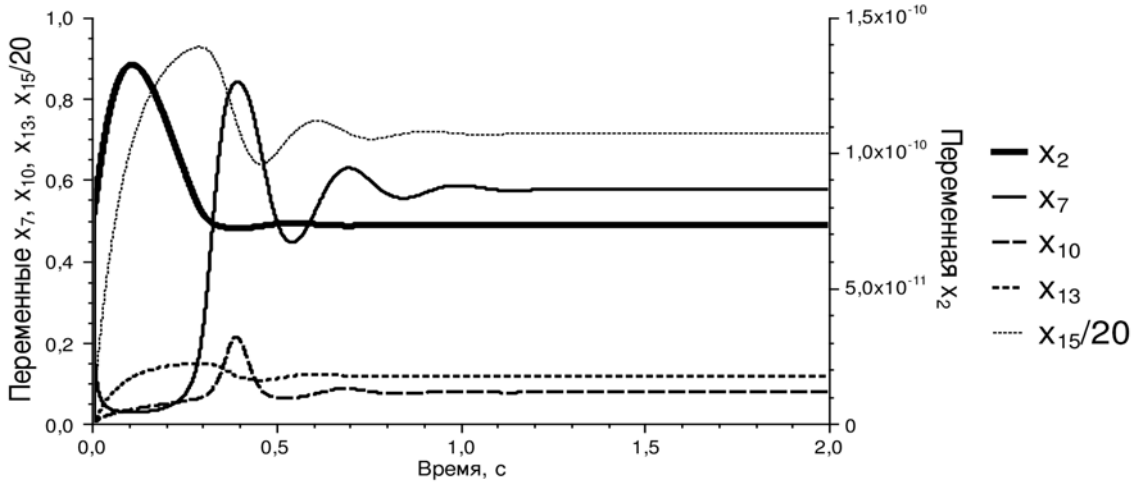


Рисунок 1. Зависимости переменных модели от времени.

темах и флуоресценцию пигментов антенны ФС2. Цепь электронного транспорта между двумя фотосистемами состоит из 3 переносчиков. В модели учтены 5 наиболее важных стадий с участием интермедиатов цикла Кальвина.

На рис. 1 приведены зависимости переменных x_2 (соответствует флуоресценции ФС2), x_7 (число реакционных центров $P700^+$, переменная пропорциональна сигналу ЭПР ФС1), x_{10} (ДФГК), x_{13} (РБФ) и x_{15} (АТФ) от времени. Зависимости получены при моделировании фотосинтеза под действием постоянного освещения. Видны колебания сигнала ЭПР ФС1, связанные с колебаниями концентраций интермедиатов цикла Кальвина. Колебания флуоресценции ФС2 при тех же условиях не наблюдается. Колебания возникают вследствие взаимодействия цикла Кальвина со световыми процессами посредством АТФ и НАДФ.

Литература:

1. Караваев В.А., Кукушкин А.К.: Теоретическая модель световых и темновых процессов фотосинтеза: проблема регуляции, Биофизика 38(6), 958–975, 1993;

2. Nguen T.T.F., Karelina T.A., and Kukushkin A.K.: Regulation of photosynthesis: Analysis of a model for sensitivity of delayed luminescence oscillation and the CO_2 fixation rate to variation of the model parameters, Biophysics 52(5), Springer, 468–475, 2007;

3. Кукушкин А.К., Киржанов Д.В.: Теоретическое исследование модели фотосинтеза высших растений в широком диапазоне времён, Труды Ломоносовских чтений — 2008 (секция физики), 17 апреля 2008.

ВОССТАНОВЛЕНИЕ СПЕКТРА КВАЗИВИДОВ ВИРУСА ГЕПАТИТА В ПО СИКВЕНС-ХРОМОТОГРАММЕ

[***]Красникова А.Е.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: kraska-kraska@list.ru

В ходе лечения инфекционного гепатита В вирус проявляет резистенсность к некоторым лекарствам, что требует изменения хода лечения. Такое поведение HBV (*Hepatitis B* virus) объясняется высокой способностью вируса к мутациям. Генетические варианты вируса, сосуществующие в организме, называют «квазивидами». Своевременное определение изменения состава и/или соотношения встречаемости квазивидов вируса у больного позволяет назначать более гибкий и эффективный курс лечения.

[***] Работа отмечена жюри как имеющая инновационный потенциал.

Для определения состава квазивидов и доли каждого из них в смеси производится сиквенирование генома вируса. По заранее составленному словарю, т.е.набору всевозможных квазивидов вируса, отбираются наиболее вероятные квазивиды, составляющие данную смесь. Пусть:

$F = \begin{bmatrix} f_1, \\ \text{M} \\ f_m \end{bmatrix}$ – высоты пиков экспериментальной хромотограммы (f_j – нормированная высота пика в j -й позиции хроматограммы),

$\gamma = \begin{bmatrix} \gamma_1 \\ \text{M} \\ \gamma_n \end{bmatrix}$ – вектор частот квазивидов в смеси (γ_i - частота встречаемости i-го квазивида в смеси),

U – матрица размера $m \times n$, такая, что:

$$U_{i,j} = \begin{cases} 1, \text{если в j-м штамме в соответствующей позиции буква совпала с буквой пика } f_i, \\ 0, \text{не совпала.} \end{cases}$$

Для вычисления вектора частот квазивидов в смеси в работе использован метод наименьших квадратов, сводящийся к поиску таких коэффициентов γ_i, которые минимизировали бы следующую квадратичную форму (функцию невязки):

$$Q = (F - U\gamma)^2 \to \min$$

при дополнительных условиях:

$$\begin{cases} 0 < \gamma_i < 1, i = 1\text{K } n \\ \sum_{i=1}^{n} \gamma_i = 1 \end{cases}$$

На выходе алгоритм дает вектор частот γ, несущий информацию о составе смеси квазивидов. Проверка работы алгоритма будет выполнена на модельных данных, имитирующих сиквенс-хромотограммы с заданными характеристиками.

Автор выражает признательность профессору, д.ф.-м.н. Иванову П.С. за помощь в подготовке тезисов.

Литература:

1. Kay, A. and Zoulim, F. Hepatitis B virus genetic variability and evolution. HAL author manuscript. *Virus Res.* (2007), **127**164.

2. Pozhitkov, A., Stemshorn, K., and Tautz, D. An algorithm for the determination and quantification of components of nucleic acid mixtures based on single sequencing reactions. *BMC Bioinformatics* (2005), **6**:281.

3. Лоусон Ч., Хенсон Р. Численное решение задач метода наименьших квадратов/пер.с англ. М., Наука, 1986.

ИНИЦИИРОВАНИЕ ВОЛНОВОГО ПРОЦЕССА В РЕАКЦИИ БЕЛОУСОВА-ЖАБОТИНСКОГО С ПОМОЩЬЮ КОЛЛИМИРОВАННОГО ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 30 МЭВ

Круглов О.С.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: wg2@anna19.sinp.msu.ru

Реакция Белоусова–Жаботинского (БЖ) является автоколебательной реакцией со свойствами самоорганизации, присущими живым системам. Исследование воздействия на нее ионизирующего излучения позволяет в определенной степени моделировать первичные стадии этого воздействия на возбудимые биологические ткани. Последнее

представляет интерес для радиобиологии, в том числе в связи с проблемой обеспечения радиационной безопасности пилотируемых полетов вне магнитосферы Земли, которая защищает все живое на Земле от космического излучения.

Реакция БЖ, как известно, является колебательной реакцией с возбудимой кинетикой. В этой реакции при взаимодействии ионов Ce^{4+} с малоновой кислотой происходит их восстановление до Ce^{3+}, которые впоследствии окисляются до Ce^{4+} и т.д. При этом цвет раствора периодически меняется. Реакция идет до тех пор, пока не будут израсходованы все исходные реагенты.

В настоящей работе изучалось действие на реакцию БЖ электронов с энергией 30 МэВ. В качестве источника электронов использовался импульсный разрезной микротрон НИИЯФ МГУ.

Пучок электронов, сфокусированный магнитными квадрупольными линзами, выводился на воздух через окно с титановой фольгой толщиной 100 мкм. Затем этот пучок, коллимированный с помощью щели шириной 2 мм в свинцовой пластине толщиной 25 мм, попадал на четыре капилляра внешним диаметром 1.2 мм и толщиной стенок 0.15 мм, расположенными в горизонтальной плоскости перпендикулярно пучку и содержащий раствор реакции БЖ.

Сверху капилляры просматривались веб-камерой, соединенной с помощью нескольких репитеров с удаленным компьютером. Облучение прекращалось сразу после появления инициированной волны в одном из капилляров. Через 1 – 1.5 мин. в этом капилляре наблюдалось возникновение новой волны (уже без дополнительного облучения). Этот процесс образования волн протекал многократно с одним и тем же периодом. Результат воздействия пучка на реакцию БЖ записывался в видеофайл от начала облучения до образования нескольких последовательных волн. Затем специальной программой цвет в анализируемых точках разлагался на RGB-составляющие. Полученные таким способом данные использовались для количественного анализа автоволновых процессов. Скорость распространения волны определялась с помощью визуальной фиксации положения ее фронта.

Инициирование волнового процесса в реакции Белоусова-Жаботинского с помощью коллимированного пучка электронов наблюдалось впервые. Порог поглощенной дозы для образования этих волн был оценен в 2.0 ± 0. 5 кГр.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНСТАНТЫ СВЯЗЫВАНИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ЗОНДОВ С АЛЬБУМИНАМИ СЫВОРОТКИ И ПЛАЗМЫ КРОВИ

Мельников А.Г.[1], Наумова Е.В.[2]

[1]Саратовский государственный университет, [2]Саратовский государственный технический университет

E-mail: agmelnikov@yandex.ru

Работа посвящена исследованию процессов преобразования энергии электронного возбуждения молекул люминесцентных зондов, связанных с белками сывороточного альбумина человека (САЧ). Актуальность работы определяется важностью определения структурной динамики в белках на ранней стадии развития заболеваний, связанных с изменением структуры белков.

Исследования концентрационных зависимостей синглет-синглетного поглощения эозина и антрацена, выбранных нами в качестве полярного и неполярного люминесцентных зондов, позволили определить коэффициент экстинкции этих зондов, связанных с белками. По полученным коэффициентам экстинкции были определены концентрации зондов, локализованных в глобулах белка.

Известно, что триплет-триплетный перенос энергии протекает по обменно-резонансному механизму, реализующемуся на расстоянии 3-5Å. При увеличении расстоя-

ния между донором и акцептором более, чем на 5Å, перенос энергии не наблюдается, что дает возможность использовать этот процесс для регистрации внутримолекулярных структурных изменений в белках. Нами были экспериментально получены зависимости константы скорости затухания фосфоресценции донора энергии – эозина от концентрации акцептора энергии – антрацена, связанных с белками. Полученная зависимость была линейной в выбранном диапазоне концентраций акцептора, следовательно, угловой коэффициент этой зависимости представлял собой эффективную константу скорости переноса энергии. При добавлении поверхостно-активного вещества – додецилсульфата натрия, известного денатуранта, при концентрации гораздо меньше критической концентрации мицеллообразования, наблюдалось уменьшение константы скорости переноса энергии, что объяснялось нами внутримолекулярным изменением структуры белка.

Нами была проведена коррекция значений констант скорости переноса энергии с учетом неоднородного распределения и локализации донора и акцептора в глобулах белка. С этой целью были определены константы связывания донора и акцептора с глобулами белка с помощью предложенного нами способа, основанного на тушении синглетных и триплетных состояний зондов тяжелыми атомами. Показано, что антрацен, относящийся к классу полициклических ароматических углеводородов, практически полностью локализован в гидрофобных областях белка. Полярный эозин за время жизни в триплетном состоянии имеет возможность переходить из одной глобулы белка в другую.

Нами были составлены и решены кинетические уравнения, описывающие процессы дезактивации триплетных состояний донора и акцептора с учетом неоднородного распределения и миграции молекул зондов в САЧ, что позволило объяснить зависимость константы скорости переноса энергии от концентрации САЧ.

Авторы выражают благодарность научным руководителям проф. Саратовского государственного университета, д.ф.-м.н. Кочубею В.И., и проф. Саратовского государственного технического университета, д. т. н. Плотникову П.К. за помощь при выполнении работы.

АНАЛИЗ ВСТРЕЧАЕМОСТИ РАЗЛИЧНЫХ МУТАЦИЙ И СОСТАВЛЕНИЕ БАЗЫ ДАННЫХ ПО ВИРУСУ ГЕПАТИТА В

Миронов П.В.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: mts@gcnet.ru

В настоящее время вирус, вызывающий гепатит В, поддается излечению с помощью современных лекарственных препаратов. Однако его высокая мутационная изменчивость приводит к тому, что на момент начала лечения в организме больного присутствует несколько различных вариантов вируса (квазивидов), каждый из которых требует своего терапевтического курса. Более того, уже в процессе может образоваться новый квазивид, устойчивый к уже принимаемым препаратам. Отсюда возникает проблема своевременной идентификации квазивидов как перед началом лечения для определения набора назначаемых лекарств, так и во время лечения для корректировки списка принимаемых препаратов.

Большинство лекарств воздействует на белок вируса, который кодируется в определенном регионе вирусного генома. В этом регионе известны так называемые «горячие точки» мутаций, вероятность мутации в которых особенно велика. Именно за счет этих точек с течением времени вирус может выработать устойчивость к принимаемому препарату. Перебрав все возможные мутации в «горячих точках» и выяснив, какие из получаемых квазивидов вируса реализуются на практике, можно выявить наиболее вероятные мутации. Имеющаяся клиническая информация об известных квазивидам позволяет определить, за устойчивость к какому лекарству отвечают реализуемые мутации.

Цель данной работы - получение информации по всех возможных квазивидам вируса гепатита В. Ее достижение включает в себя сбор данных из генетических банков о всех известных на данный момент квазивидам и последующий анализ встречаемости различных мутаций. Установление корреляции между различными мутациями позволит разделить квазивиды на группы, исходя из наиболее вероятных мутаций, а затем на основе имеющейся информации о смеси квазивидов, присутствующей в организме пациента, предсказать дальнейшее течение болезни и выработку вирусом устойчивости к тому или иному лекарству. Наличие базы данных, содержащей сведения о выделенных группах квазивидов, позволит также заранее прогнозировать образование новых квазивидов в ходе развития болезни. В результате откроется перспектива уменьшения заболеваемости хроническим гепатитом В, внедрения в клиническую практику адресной терапии, которая учитывала бы набор квазивидов вируса, присутствующих у данного пациента, и, как следствие, снижения суммарных побочных эффектов от принимаемых лекарственных препаратов.

Литература

1. Karin Kidd-Ljunggren, Yuzo Miyakawa and Alistair H. Kidd (2002) Genetic variability in hepatitis B viruses // Journal of General Virology, 83, 1267-1280.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МИКРОТРУБОЧКИ С DAM1-КОЛЬЦОМ

[**]Муратов А.Д.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: ad.muratov@physics.msu.ru

Задача точного распределения генетического материала по дочерним клеткам является критической для любой делящейся клетки. В эукариотической клетке за распределение хромосом отвечает веретено деления, состоящее из полюсов деления, образованных бывшими центриолями, микротрубочек и белков, связанных с микротрубочками. Сила, двигающая хромосомы – это сила, развиваемая деполимеризацией микротрубочек, которые прикреплены к хромосомам в специальных местах, названных кинетохорами. Механизм такого закрепления пока до конца не ясен, однако было показано, что митоз в клетках дрожжей в сильной степени зависит от присутствия на кинетохоре белка, формирующего декамерные кольца (так называемый Dam1-комплекс) вокруг микротрубочек. Это кольцо является наиболее вероятным кандидатом на роль белкового устройства, сопрягающего разборку микротрубочки и движение хромосом. Недавно были проведены эксперименты, в которых при помощи «лазерного пинцета» измерялась сила, с которой микротрубочка взаимодействует с шариком микронного размера, покрытым Dam1-комплексом. Измеренная величина силы оказалась заметно меньше предсказанной теоретически; предполагается, что это обусловлено особенностями геометрии экспериментальной установки.

В настоящей работе предлагается теоретическая модель для анализа эксперимента по измерению силы, развиваемой системой, состоящей из микротрубочки, Dam1-кольца и жёстко прикрепленного к кольцу шарика, помещенного в лазерную ловушку.

Литература

1. Westermann, S., Avila-Sakar, A., Wang, H.-W., Niederstrasser, H., Wong, J., Drubin, D.G., Nogales, E. and Barnes, G. (2005). Formation of a Dynamic Kinetochore-Microtubule Interface through Assembley of the Dam1 Ring Complex. Mol. Cell 17, 277-290.

[**] Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

2. Salmon, E.D. (2005). Microtubules: A Ring for the Depolymerization Motor. Current Biology 15(8), 299-302.

3. Molodtsov, M.I., Grishchuk, E.L., Efremov, A.K., McIntosh, J.R., Ataullakhanov, F.I. (2005). Force production by depolymerizing microtubules: A theoretical study. Proc. Natl. Acad. Sci. USA 102(12), 4353-4358.

4. Grishchuk, E.L., Efremov, A.K., Volkov, V.A., Spiridonov, I.S., Gudimchuk, N., Westermann, S., Drubin, D., Barnes, G., McIntosh, J.R., Ataullakhanov, F.I. (2008). The Dam1 ring binds microtubules strongly enough to be a processive as well as energy-efficient coupler for chromosome motion. Proc. Natl. Acad. Sci. USA 105(49), 15423-15428.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ВЫЧИСЛЕНИЙ В ЗАДАЧЕ ДОКИНГА

Оферкин И.В.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: _jackdaw_@mail.ru

Одним из методов исследования белковых комплексов является компьютерное моделирование. Результаты такого моделирования находят применение не только в фундаментальных задачах сравнения белковых комплексов по их энергетическим характеристикам (например, с целью установления их эволюционной и функциональной близости), но и в ряде практических задач, таких как моделирование докинга в целях разработки лекарственных препаратов-лигандов, ингибирующих активный центр патогенного белка.

До недавних пор решение подобных задач заметно осложнялось высокими требованиями к вычислительным ресурсам. Современные кластерные архитектуры позволяют обойти это препятствие, но лишь при условии эффективного распараллеливания вычислений.

Основной вычислительной сложностью, возникающей при решении задачи докинга, является нахождение самого энергетически выгодного положения лиганда в активном центре белка. Математически это условие аналогично задаче поиска множества энергетических минимумов возле исходных конформаций белковых комплексов при их функциональном сравнении – в обоих случаях требуется найти локальный или глобальный минимум функции многих переменных. Одним из способов поиска глобального минимума является генетический алгоритм. Это вероятностный итерационный алгоритм, в котором по достаточно большому набору предыдущих вариантов пространственных конфигураций (положений лигандов) строится некоторым образом улучшенный их набор (следующее поколение конфигураций). Для статистического подтверждения корректности работы алгоритма он может быть запущен несколько раз с нуля с последующим сравнением результатов разных запусков.

При параллельных вычислениях на системах с локальной или распределенной памятью используется два варианта расчетов. Первый вариант основан на одновременном запуске нескольких экземпляров генетического алгоритма, осуществляемом с минимальными накладными затратами на синхронизацию процессов. Второй вариант представляет собой параллельную обработку массива пространственных конфигураций для генерации нового поколения конфигураций, при этом накладные расходы на синхронизацию процессов увеличиваются.

Существенными параметрами, влияющими на величину ускорения параллельной реализации алгоритма относительно последовательной, являются размер задачи, времена задержки и скорость передачи данных между процессами, устойчивость и однородность работы вычислительных узлов.

В работе осуществлено распараллеливание программы докинга SOL [1], входящей в программный комплекс проектирования лекарств Keenbase, в среде MPI. В качестве результатов приведены характеристики соответствующих расчетов на суперкомпьютере МГУ и выявленные особенности таких расчетов.

Автор выражает глубокую признательность своему научному руководителю, с.н.с. кафедры биофизики Иванову П.С., а также Сулимову А.В. за доступ к кластеру и советы в организации работы.

Литература

1. Романов А.Н., Кондакова О.А., Григорьев Ф.В., Сулимов А.В., Лущекина С.В., Мартынов Я.Б., Сулимов В.Б. Компьютерная разработка лекарств: программа докинга SOL // Вычислительные методы и программирование, 2008, Т. 8, С.213-233.

БИФУРКАЦИОННЫЙ АНАЛИЗ МОДЕЛИ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ИСКУССТВЕННЫХ ГЕНЕТИЧЕСКИХ РЕПРЕССИЛЯТОРОВ

[**]Потапов И.С.

МГУ имени М.В. Ломоносова, биологический факультет, Москва, Россия
E–mail: elias.potapov@gmail.com

Конструирование синтетических генетических регуляторных сетей позволяет изучать динамику генной регуляции, а также открывает множество приложений в биотехнологии: производство лекарственных препаратов и создание вычислительных устройств нового поколения. Первой генетической конструкцией, которая выявляет запрограммированное колебательное поведение, был репрессилятор [1]. Эта сеть была реализована в клетках *Escherichia coli*. Репрессилятор состоит из трех генов (Рис. 1), белковые продукты которых ингибируют друг друга в циклическом порядке. Продукт гена lacI ингибирует транскрипцию гена tetR. Продукт гена tetR ингибирует транскрипцию гена cI. Наконец, белковый продукт гена cI ингибирует экспрессию белка LacI и завершает цикл. В такую систему включена еще одна плазмида, несущая ген, кодирующий зеленый флуоресцирующий белок GFP. GFP предназначен для визуализации колебаний.

В данной работе исследовалась модель, описывающая взаимодействие репрессиляторов посредством сигнальной молекулы(СМ), представляющей собой лактон ацилированной аминокислоты гомосерин. Эта маленькая молекула способна проникать через клеточную мембрану, осуществляя тем самым взаимодействие между клетками. Обмен такой сигнальной молекулой приводит к многим устойчивым ритмам.В дополнение к стандартным элементам репрессилятора в отдельную плазмиду были добавлены еще два гена: luxI и luxR. Белок LuxI отвечает за биосинтез СМ. В свою очередь LuxR связывает СМ, и комплекс LuxR-СМ в дальнейшем активирует экспрессию целевого гена, дополнительного lacI.

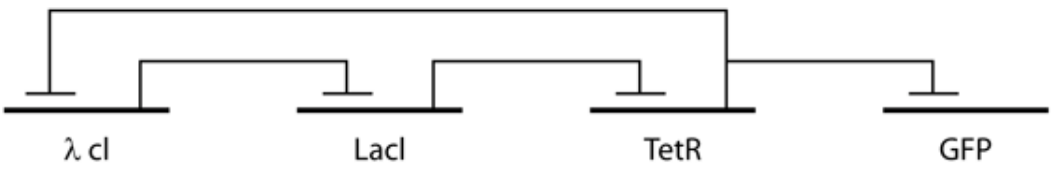


Рис 1. Репрессилятор

[**] Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

Были рассмотрены два варианта модели, где экспрессию с гена luxI ингибирует: (а)TetR и (б)LacI, осуществляя связь между двумя плазмидами. Была проведена редукция уравнений для быстрых переменных и бифуркационный анализ системы. Найдены стационарные и противофазные колебательные решения в биологически значимой области параметров.

Ошибка! Закладка не определена.**Литература**

1. M.I. Elowitz, S. Leibler A synthetic oscillatory network of transcriptional regulators, Nature, Vol. 403, 2000:335-338

ИЗМЕНЕНИЕ СТРУКТУРЫ АРХИТЕКТУРНОГО БЕЛКА ХРОМАТИНА HMGB1 ПРИ СВЯЗЫВАНИИ С ДНК

Родионова Т.Ю.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия, E–mail: tatirod9@gmail.com

HMGB1 – это негистоновый белок хроматина семейства HMG (High Mobility Group), белков, проявляющих высокую электрофоретическую подвижность. Принадлежность белков к этой группе определяется по наличию типичного структурно-функционального HMGB-мотива. На сегодняшний день нет четкого представления не только о выполняемых HMGB1 функциях, но и о механизмах его взаимодействия с высокомолекулярной ДНК. Считается, что белок выполняет, прежде всего, структурную функцию в хроматине. Однако есть основания предполагать, что при взаимодействии с ДНК изменяются и свойства самого белка, что должно находить отражение в изменении его структуры. Мы предполагаем, что многообразие выполняемых функций в клетке может быть связано со способностью белка адаптироваться к структуре субстрата.

Ранее нами было показано [1], что связывание белка с ДНК характеризуется двумя способами связывания в зависимости от весового соотношения HMGB1/ДНК в растворе. В данной работе более подробно анализировался первый этап взаимодействия, который соответствует малым значениям ***r***. В рамках работы с помощью спектроскопических методов (метода кругового дихроизма (КД) и спектрофотометрического плавления) проводились исследования изменений в структуре, как белка, так и ДНК в ходе комплексообразования. Основываясь на данных КД HMGB1, нами было показано, что при комнатной температуре α-спиральность белка составляет около 30 %. Полученные нами данные, хорошо согласуются с данными термодинамических исследований других авторов [2], в ходе которых было показано, что доля α-спиральных участков в молекуле HMGB1 заметно увеличивается при температуре ниже +5°C, а при физиологических условиях в основном неупорядочен. При взаимодействии HMGB1 с ДНК α-спиральность белка увеличивается с ростом содержания белка в пробе вплоть до весового соотношения белок/ДНК ***r*** = 0,4. Наблюдается увеличение на треть доли α-спиральных участков в структуре связанного белка по сравнению с белком в свободном состоянии. Участок связывания HMGB1 на ДНК можно оценить в 80-100 п.о.

Для проверки термостабильности ДНК в комплексе анализировалась температура плавления ДНК при увеличении r в пробе. Несмотря на сильный изгиб двойной спирали ДНК в месте связывания HMGB1, нами было показано, что температура плавления ДНК в комплексе смещается в сторону высоких температур, при увеличении количества белка в комплексе.

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта Правительства Санкт-Петербурга для молодых ученых, студентов и аспирантов 2008 г. (грант: серия ПСП №080138).

Автор выражает признательность, к. ф.-м. н., доценту Поляничко А.М. за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. Е.В. Чихиржина, А.М. Поляничко, А.Н. Скворцов, Е.И. Костылева, К. Уссье, В.И. Воробьёв (2002).HMG1-домены: заложники обстоятельств. Молекулярная Биология, 36(3), с. 525-531.
2. Watson M., Stott K., Jean O. Thomas. (2007) Mapping Intramolecular Interaction between Domains in HMGB1 using Tail-truncation Approah. J. Mol. Biol. 374. 1286-1297.

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ИЗОТОПА MG НА ФЕРМЕНТАТИВНОЕ ФОСФОРИЛИРОВАНИЕ И РАЗВИТИЕ КЛЕТОК E.COLI

[*]Шевченко У.Г.

Оренбургский Государственный Университет, Оренбург, Россия
E–mail: shevulyana@yandex.ru

В цикле работ А.Л. Бучаченко с сотрудниками[1,2] обнаружено влияние магнитных изотопов Mg на ферментативное фосфорилирование, катализируемое различными ферментами (АТФаза, креатинкиназа и другие фосфорилазы). Присутствие магнитного изотопа ^{25}Mg (ядерный спин I=5/2) в активных сайтах ферментов в 2-4 раза увеличивало скорость образования АТФ по сравнению с обычными, немагнитными изотопами ^{24,26}Mg. Такое влияние ядерного спина ^{25}Mg объясняется ион-радикальным механизмом присоединения фосфатных групп к АДФ[1]. Этот механизм способен объяснить влияние магнитных полей на подобные ферментативные реакции и последующие биологические процессы [3,4].

Цель данной работы – поиск и изучение биологических эффектов магнитного изотопа ^{25}Mg *in vivo*. В качестве объекта исследования использовались клетки *Escherichia coli*. Микроорганизмы культивировались в жидких питательных средах, содержащих изотопы ^{24}Mg, ^{25}Mg или ^{26}Mg (степень обогащения изотопом не менее 98.8 % ат.) в эквимолярных концентрациях. Обнаружено, что в логарифмической фазе клетки на среде с магнитным изотопом ^{25}Mg растут в среднем на 15-20% быстрее, чем на среде с немагнитными изотопами ^{24}Mg или ^{26}Mg. Обнаружены также существенные различия значений максимальной клеточной биомассы, достигаемой в стационарной фазе, в зависимости от типа изотопа (магнитный/немагнитный).

Тезисы докладов основаны на материалах исследований, проведенных в соответствии с грантом РФФИ № 07-03-00897.

Автор выражает признательность своим научным руководителям д.б.н. В.К. Кольтоверу и д.м.н. Д.Г. Дерябину.

Литература

1. Бучаченко А.Л. (2007) Новая изотопия в химии и биохимии. М.: Наука.
2. Бучаченко А.Л., Кузнецов Д.А. (2008) Ядерно-магнитное управление синтезом энергоносителей в живых организмах // Вестник Российской Академии Наук. Том 78, №7, с. 579-583.
3. Shevchenko U., Berdinskiy V. (2007) Enzymatic phosphorylation as the example of magnetosensitive spin dependent process, International Conference on Magneto-Science ICMS2007, Hiroshima, Japan, p.133.
4. Anatoly L. Buchachenko and Dmitry A. Kuznetsov (2008) Magnetic Field Affects Enzymatic ATP Synthesis // J.Am.Chem.Soc., Vol.130, No.39, 12868-12869.

[*] Доклад отмечен дипломом конференции как лучший на подсекции.

ГЕОФИЗИКА

Председатель подсекции
проф. Носов Михаил Александрович

ГИДРОАКУСТИЧЕСКАЯ ЗАЩИТА МОРСКИХ НЕФТЕГАЗОВЫХ СООРУЖЕНИЙ ОТ ГИДРОДИНАМИЧЕКИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ

Гвоздков И.А.

Волгоградский государственный архитектурно-строительный университет, Волгоград, Россия
E-mail: ivan_gvozdkov@mail.ru

Морские нефтегазовые сооружения (МНГС) осуществляют процессы, связанные с добычей, транспортировкой, хранением и обработкой нефти и газа с месторождений, расположенных на акваториях морей и связанных с ними водоемов. МНГС, опирающиеся на дно моря в своем конструктивном оформлении должны обязательно иметь опорные устройства. Они позволяют передать на грунтовое основание нагрузки от веса самого сооружения и размещенного на нем оборудования. Кроме того, опорные устройства передают на грунтовое основание усилия от воздействий окружающей среды: ветра, волн, течений, давления льда, возможного навала судна при причаливании и т.п. Как правило, верхняя часть МНГС находится выше поверхности моря ровно настолько, чтобы волны, течения и лед не оказывали силового воздействия на верхние конструкции. Все нагрузки в период эксплуатации МНГС воспринимаются в основном опорными устройствами.

Гидростатическое давление, а также силовое воздействие движущейся жидкости являются одними из важнейших факторов при создании расчетных схем, генеральных сил, нагрузок и воздействий. Кроме постоянных сил воздействия ветер и течение жидкости могут, при определенных условиях, вызвать нестабильные силовые воздействия переменных как по величине, так и по направлению. При определении сил гидродинамического воздействия на МНГС необходимо учитывать форму объектов обтекаемых потоком, а также их положение относительно поверхности и дна океана или другого водоема.

При обтекании конструкции МНГС течение приобретает турбулентный характер. В качестве гидроакустической защиты предложена установка пьезогенераторов для создания таких условий, чтобы ослабить турбулентные касательные напряжения. Дополнительный турбулентный слой, создаваемый пьезогенераторами и внешний турбулентный слой течения океана, при определенной частоте работы пьезогенератора взаимно гасят друг друга в области соприкосновения. Существенную роль в гашении внешнего турбулентного слоя будет играть явление интерференции колебаний, создаваемых пьезогенераторами. При этом внешний турбулентный слой делится на несколько областей с меньшим количеством энергии. В результате трение каркаса конструкции МНГС существенно уменьшается.

Проведенные модельные эксперименты показали, что гидроакустическая защита является эффективным средством от гидродинамических воздействий.

Автор благодарит научного руководителя, к.ф.-м.н., доцента кафедры физики Нестерова В.Н. за постановку задачи, обсуждение результатов работы и формулировку основных выводов.

Литература

1. Бородавкин П.П. Морские нефтегазовые сооружения: Учебник для вузов. Часть 1. Конструирование. - М. ООО «Недра-Бизнецентр», 2006.

2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика: Учебное пособие. В 10 т. Т. VI. Гидродинамика. – 3-е изд., перераб. – М.: Наука. Гл. ред. Физ-мат. Лит., 1986.

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В ВЕРХНИХ СЛОЯХ АТМОСФЕРЫ, ИНДУЦИРОВАННЫХ СЕЙСМИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТЬЮ

[*]Жостков Р.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: shageraxcom@yandex.ru

Перед крупными землетрясениями и сейсмическими событиями в районе формирования будущего очага обычно наблюдается существенное возрастание геофизической активности различного типа (гравитационные, сейсмические, изменение уровня грунтовых вод и т.д.), интерпретируемых как предвестники готовящегося сейсмического события. Возникающие в районе будущего очага изменения структуры земной коры приводят к движениям и колебаниям земной поверхности и, как следствие, генерации акустических возмущений, распространяющихся не только в земной коре, но и излучаемых в выше лежащие слои атмосферы. Такие акустические возмущения вызывают изменение состояния ионизованной плазмы верхних слоев атмосферы и, следовательно, возникновение электромагнитного излучения. Исследования акустического излучения в атмосферу и индуцированного им электромагнитного излучения могут предоставить новые возможности предсказания крупных сейсмических событий, а также дать более полную картину взаимодействия различных геосфер между собой и выявить атмосферные явления, вызванные акустическим воздействием со стороны земной коры.

На распространение акустических волн в реальной атмосфере оказывает влияние большое число факторов, среди которых в первую очередь отметим стратификацию, а также локальные неоднородности и вязкость. На больших высотах происходит экспоненциальный рост амплитуды волны за счет убывания плотности среды, поэтому принципиален учет нелинейных эффектов. В одномерной постановке эта задача была исследована в работах [1,2]. Однако влияние диссипативных процессов было исследовано только в модельной постановке, локальные неоднородности и изменение скорости звука не учитывались вовсе. Поэтому данная работа направлена на более детальное исследование формирующихся на больших высотах акустических полей с учетом всех существенных факторов. В первую очередь оно базируется на выводе упрощенных нелинейных уравнений и построении их аналитических решений, которые позволяют исследовать динамику формирования акустических полей в верхних слоях атмосферы и особенности их воздействия на заряженные частицы и, следовательно, электромагнитные поля для произвольных значений параметров задачи.

Важной и, по существу, самостоятельной частью работы является вывод нелинейного уравнения для дифрагирующих волн, позволяющего учесть эффекты, связанные с ограниченностью волновых пучков в поперечном направлении, а также рефракцию волн под влиянием неоднородностей среды, и построение его аналитических решений.

Литература

1. Голицын Г.С., Романова Н.Н. Вертикальное распространение звуковых волн в атмосфере с переменной по высоте вязкостью // Изв. АН СССР. 1968. Т.4. №2.

2. Романова Н.Н. О вертикальном распространении коротких акустических волн в атмосфере // Изв. АН СССР. 1970. Т.6. №2.

[*] Доклад отмечен дипломом конференции как лучший на подсекции

ЗАДАЧА СТОХАСТИЧЕСКОГО ПРОГНОЗА ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ДАННЫХ: ГИПОТЕЗА СТАЦИОНАРНОСТИ

[***]Исаева А.В.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: avisaeva@mail.ru

При рассмотрении данных нефтеразведки и интерпретации геофизических данных в условиях, когда получение дополнительной информации об исследуемом объекте затруднено или требует больших финансовых затрат, прибегают к методам стохастического прогноза. Одним из самых распространенных методов стохастического прогноза является метод кригинга, разработанный в геостатистике. Показано, что данный метод может быть усовершенствован, для чего вводится гипотеза локальной стационарности пространственной переменной. Она позволяет снять ряд ограничений, налагаемых на пространственную переменную в рамках гипотезы слабой стационарности, на которой базируется методика классического кригинга.

Предложенная методика реализована на примере прогноза значений пористости пород, слагающих нефтеносное месторождение, по данным нефтеразведки и показано, что прогноз оказывается более достоверным, чем тот, что получен по стандартной методике кригинга.

Гипотеза локальной стационарности требует выделения областей стационарности (пропластков – в случае нефтеразведки), положение которых априори неизвестно. Предложен способ выделения пропластков, основанный на морфологических методах анализа форм сигналов. Произведено сравнение результатов прогнозов пористости для различных способов выделения пропластков. Показано, что наилучший результат прогноза значений пористости по методу кригинга получается при использовании морфологического метода выделения пропластков.

Автор выражает признательность доценту, к.ф.-м.н. Сердобольской М.Л. за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. Ж. Матерон Основы прикладной геостатистики. – М.: Мир, 1968.
2. Е.Л. Меерсон, В.В. Бродягин Математические методы моделирования в нефтяной геологии: учебное пособие. – Пермь: Изд-во ПГТУ, 2008. – 72 с.
3. IRAP RSM Maintenance Release 9.0.1, RSM User Guide, 2007.
4. А. Леворсен. Геология нефти и газа. – М.: Мир, 1970.
5. Ю.П. Пытьев, А.И. Чуличков Морфологические методы анализа изображений. – В печати.

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ КООРДИНАТ ПОЛЬЗОВАТЕЛЯ, ОПРЕДЕЛЕННЫХ С ПОМОЩЬЮ СИСТЕМ GNSS

Коптев М.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
e-mail: mikhail.koptev@gmail.com

В настоящее время развитие радиотехнических – связных, навигационных и проч. – средств достигло такого уровня, когда на точность и качество решения постав-

[***] Работа отмечена жюри как имеющая инновационный потенциал

ленных перед ними задач оказывает влияние не только собственно сам процесс проведения измерений, но и те среды, в которых функционируют приборы.

В этой связи показательно влияние сред распространения сигнала – ионосферы и атмосферы – на функционирование современных глобальных навигационных систем ГНСС (GNSS) – GPS, GLONASS и GALILEO. Создание таких систем с источниками излучения навигационных сигналов квантовых стабильностей привело к необходимости учета шумов при проведении измерений. В настоящее время плохо прогнозируемыми являются задержки и шумы, связанные с атмосферными и ионосферными процессами.

В нашей работе проведена оценка параметров распределений координат пользователя, определяемых с помощью GNSS, и дана физическая и геофизическая интерпретации получаемых распределений. В ходе работы были проведены исследования по определению координат датчика в период 2005–07 г.г.. Работы проводились в трех режимах использования сигналов глобальных навигационных систем (GNSS): в первом для местоопределения использовались только сигналы Российской навигационной системы GLONASS, во втором – только сигналы системы GPS, а в третьем случае был реализован смешанный режим позиционирования - совместное использование сигналов обоих навигационных систем. Для обработки и анализа данных, полученных в ходе эксперимента, было создано специализированное программное обеспечение.

В случае использования для местоопределения только сигналов Российской навигационной системы GLONASS отклонения координат от своих средних значений велики (~10м), в этом случае влияние методов обработки сигнала незначительно и функции распределения указанных отклонений близки к гауссовым.

Для прецизионных измерений (~1м) местоположения закон распределений ошибок имеет негауссов характер. Так, в случае использования режимов работы GPS и GPS/GLONASS распределения уклонений координат от своих средних значений имеют ряд особенностей: отклонения от нормального закона распределения, наличие многомодовости и т.д. В работе анализируется связь данных особенностей с алгоритмами обработки сигналов, с корреляцией «внешних» шумов (например ионосферных) и с зависимостью шумовой составляющей от местного времени и гелио- геофизических условий. Так в нашей работе отмечается влияние ионосферной ионизации не только на определение координат пользователя, но и на закон распределения ошибок местоопределения. Нами установлено наличие влияние индекса геомагнитной возмущенности Dst на вид распределений: при больших $|Dst|>40$нТ распределения чаще отклоняются от нормального. Аналогичный анализ для индекса Kp не выявил существенных особенностей, что может быть связано с недостаточностью статистики.

ОСОБЕННОСТИ НАМАГНИЧИВАНИЯ ПРИРОДНЫХ ФЕРРИМАГНЕТИКОВ

Минина Ю.А.
МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: julia.minina@gmail.com

Геомагнитные исследования занимают одно из ведущих мест в геофизике, поскольку геомагнитное поле (ГМП) играет огромную роль в жизни нашей планеты и, возможно, даже в возникновении и поддержании жизни. ГМП намагничивает ферримагнитные минералы горных пород земной коры и по направлению естественной остаточной намагниченности (NRM) древних горных пород можно определять эволюцию ГМП, изменения его напряженности и направления его силовых линий. Такого рода исследования называются палеомагнитными. Было установлено, что NRM может быть направлено по и против современного ГМП [1,2]. Возникла альтернативная ситуация:

обратная намагниченность NRM у горной породы может возникнуть либо за счет смены полярности ГМП, либо за счет явления самообращения намагниченности. Однозначного ответа на вопросы о механизме обратного намагничивания TRM нет. Решению этой проблемы посвящено много работ, в том числе и сотрудников геомагнитной лаборатории кафедры физики Земли физического факультета МГУ [3-7]

Были проведены эксперименты по изучению полевой зависимости TM и TRM на образцах 16/30, 16/33, 59-1(4), 62-1(6) и 29-1(2) в слабых полях – 0,05 мТл, 0,075 мТл, 0,1 мТл, 0,15 мТл и 0,2 мТл. Все образцы прогревались до 350С, а охлаждались в соответствующем поле. У образца 29/1(2), у которого ранее наблюдалось явление самообращения, закон линейности не выполняется, кроме того, термонамагниченность в интервале полей 0,125-0,165 мТл антипараллельна полю (рис 1).

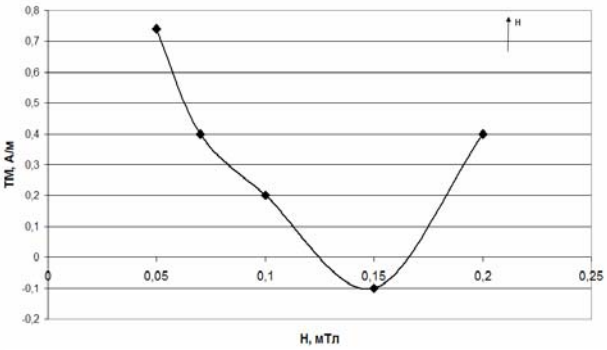


Рис 1. Полевая зависимость TM образца 29/1(2)

Было проведено исследование поведения парциальных термонамагниченностей образца 29/1(2), образованных в узких интервалах через 10˚С от 300˚С до 350˚С в области низких температур. После охлаждения образца до комнатной температуры, он охлаждался в жидком азоте до Т=-181˚С при Н=0. На рис 2 представлены кривые нагрева PTRM от низких температур. Несмотря на отсутствие поля при нагреве наблюдается рост величины PTRM. Эффект роста вероятно связан со следующим механизмом взаимодействия спонтанных намагниченностей. Как известно, Is = $I_{BS} - I_{AS}$, при этом, как видно из рис 3, в начале $I_{AS}>I_{BS}$ по модулю. Этим объясняется отрицательное значение PTRM при низких температурах, затем I_{AS} при увеличении температуры начинает уменьшаться и происходит рост намагниченности Is. При какой-то температуре I_{AS} становится равной I_{BS}, и наблюдается переход через ноль (точка компенсации). После этого перехода Is продолжает расти, а I_{AS} имеет незначительное влияние, и намагниченность PTRM продолжает увеличиваться. Затем при высокой температуре, близкой к точке Кюри, происходит уменьшение I_{BS} за счет хаотизации магнитных моментов атомов, и намагниченность стремится к нулю.

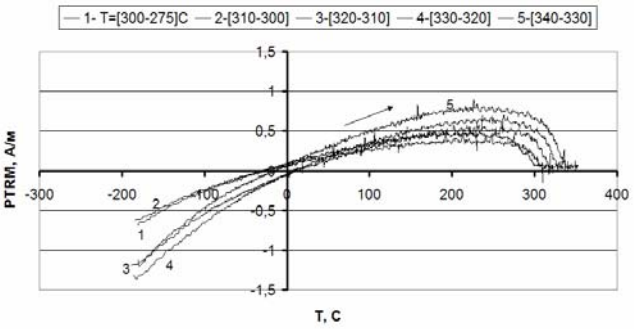


Рис 2. Изменение PTRM (Н=0,1мТл), созданных в разных температурных интервалах, при нагреве образца 29/1(2) в отсутствии поля

На образцах 29/1(2) и 16/30 также проводились эксперименты по изучению влияния размагничивания переменным полем полной TRM и PTRM. Вначале образцы размагничивались, затем создавалась TRM при нагреве до 350˚С и охлаждении в поле 0,1мТл, а PTRM создавалось в интервале Т=[325-300]˚С в поле 0,1мТл. После образования TRM и PTRM происходило размагничивание образцов в кольцах Гельмгольца. Диапазон переменных полей – [2 - 100]мТл (рис 3).

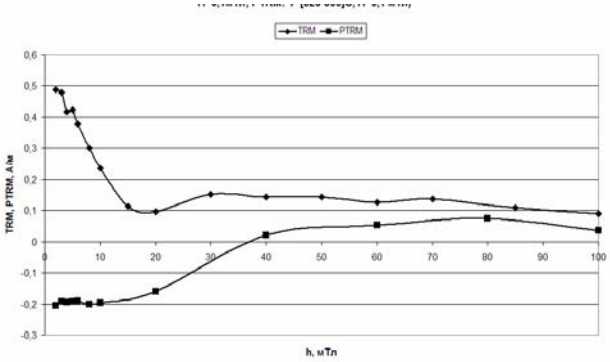


Рис 3. Размагничивание TRM И PTRM образца 29/1(2) переменным полем (TRM: Tmax = 350˚С, Н=0,1мТл; PTRM: Т=[325-300]˚С, Н=0,1 мТл)

На образце 29/1(2) было замечено интересное явление (рис 4) - рост намагниченности происходил после размагничивания переменным полем 100мТл при последующем нагреве без поля. Это может быть связано с ростом спонтанной намагниченности, за счет спада одной из компонент I_S.

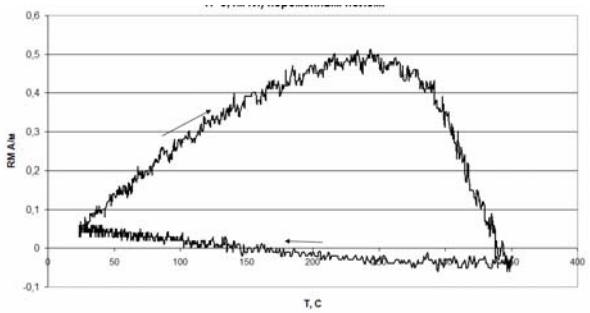


Рис 4. Изменение остаточной намагниченности при нагреве и охлаждении образца 29/1(2) в отсутствие поля после размагничивания PTRM (T=[325-300]˚C, H=0,1мТл) переменным полем

В работе получены результаты, среди которых ряд новых, требующих дополнительного изучения и теоретического осмысления. Все особенности поведения TM и TRM получены при действии повышенных и пониженных температур и магнитных полей. Это говорит о том, по нашему мнению, что все особенности связаны с изменениями в структуре спонтанных намагниченностей магнитных подрешеток. По нашему мнению, такие особенности могут возникать и в природных условиях, и возможно, что горных пород, обладающих эффектом самообращения, существует намного больше, чем нам известно в настоящее время.

Работы над этой проблемой будут проводиться и дальше.

Литература

1. *Brunhes B (1906)* // J. Phys. (Paris) **5,** P. 705
2. *Паркинсон У.*(1986) «Введение в геомагнетизм» М.,
3. Трухин В.И., Шрейдер А.А., Багин В.И. и др(2001).// Физика Земли.. **6,** С.86
4. Трухин В.И., Максимочкин В.И. и др. (2007) // Вест МГУ, Физ, Астрон.. **1,** С68
5. Трухин В.И., Жиляева В.А., Курочкина Е.С(2004).// Физика Земли. **6,** С. 42.
6. Трухин В.И., Жиляева В.А., Саврасов Д.И. и др.(1984)// Физика Земли. **11,** С. 78
7. Трухин В.И., Безаева Н.С.(2006)// УФН, **176** , С. 507.

Тезисы доклады основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта РФФИ (грант №08-05-00623а)

Автор выражает благодарность научному руководителю Владимиру Ильичу Трухину и Валерию Ивановичу Максимочкину за помощь в подготовке тезисов

ДИНАМИКА ЭЛЕКТРОГИДРОИМПУЛЬСНОГО РАЗРУШЕНИЯ РУД ПОЛЕЗНЫХ ИСКОПАЕМЫХ СОДЕРЖАЩИХ ЦЕННЫЕ КОМПОНЕНТЫ

Мылтыкбаева А.Б.

Карагандинский Государственный университет имени Е.А.Букетова, Караганда, Казахстан, E-mail: aliya.0707@mail.ru

К благородным металлам относятся золото, серебро, платина и металлы платиновой группы (иридий, осмий, палладий, родий, рутений). Благодаря своим химическим и физическим свойствам они широко применяются в различных областях промышленности. Редко встречаясь в природе, благородные металлы обладают высокой стоимостью на международном рынке. Поэтому в настоящее время добыча благородных металлов является одним из важных направлений народного хозяйства нашей страны.

Известные способы обработки руд и концентратов благородных металлов и действующие промышленные установки требуют больших затрат энергии, не обеспечивают полную выработку чистого продукта, не являются эффективными в плане экологии и экономии трудоемкости. Предлагаемый нами способ измельчения руды основан на

использовании энергии импульсной ударной волны, возникающей в результате искрового электрического разряда в жидкости. Данный способ дробления перспективен, экономичен, экологически чист, легко встраивается в любую технологическую цепь.

Электрогидравлический способ дробления и измельчения руды в отличие от традиционных способов не нуждается в движущихся частях, поэтому установка изготавливается из обычной конструкционной стали. При работе корпус устройства практически не изнашивается, все устройство занимает сравнительно небольшую производственную площадь. Все это позволяет эффективно совмещать процесс дробления и измельчения руды.

Электрический разряд в жидкости является основным действующим механизмом во многих отечественных и зарубежных технологиях. Из всего сложного комплекса явлений, возникающих при электрическом разряде в жидкости, используется непосредственная трансформация электрической энергии в энергию давления ударных волн. Отличительной чертой этого процесса является то, что преобразование электрической энергии в механическую энергию совершается без промежуточных звеньев, что повышает коэффициент полезного действия установки и обеспечивает надежную, долговечную работу.

Данный эффект уже нашел широкое применение в промышленности, но при дроблении руд он применялся только в научных целях в условиях лабораторий и в будущем наша задача создать определенные функциональные модели, достаточно точно отражающие реальные экономические факторы, определяющие стоимость, создаваемых процессов и оборудования; оценивать стоимость реализации и устанавливать допустимые пределы затрат и таким образом, как мы считаем, электрогидроимпульсные установки для дробления руды будет позволять получать заданную степень измельчения при определенном гранулометрическом составе продукта, и обладать высокой избирательностью дробления.

Литература

1. Усов А.Ф. Перспективы технологий электроимпульсного разрушения горных пород и руд // Изв. АН, Энергетика. 2001.- №1.-С. 54-62

2. Юткин Л.А. Электрогидравлический эффект и его применение в промышленности.- Л.: Машиностроение, 1986.- 253 с.

3. Гулый Г.А., Малюшевский П.П. Высоковольтный электрический разряд в силовых импульсных системах. – Киев: Наука. 1977.-176 с.

ТОЧНОСТЬ ОПИСАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК АТМОСФЕРНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ В РЕГИОНАЛЬНОЙ МОДЕЛИ ПО ДАННЫМ ДИСТАНЦИОННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

[**]Смирнова М.М.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: marj_a@mail.ru

Проведено сравнение вертикальных профилей ветра и температуры в атмосферном пограничном слое (АПС), получаемых в прогнозах региональной модели WRF (Weather Research Forecast - Исследовательский Прогноз Погоды) и данных измерений на метеорологической мачте в Обнинске и на Останкинской башне и данных дистанционного зондирования акустическими содарами ИФА РАН и МГУ и температурным профилемерами МГУ и Гидрометцентра России.

Горизонтальное разрешение модели составляет 2 км. Сетка охватывает область примерно 250 на 250 км с центром в г. Москва. По вертикали модель имеет 41 уровень, из них 15 находится в атмосферном пограничном слое до высоты примерно 1 км. Было

[**] Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции

произведено несколько серий прогнозов, для июля 2005, января 2006 и февраля 2007 года. Каждая серия содержала примерно 30 прогнозов (1 месяц). Каждый прогноз осуществлялся на 60 часов. Были объединены прогнозы одной заблаговременности. Для нескольких эпизодов осуществлялись расчеты с использованием разных параметризацией АПС. С наблюдениями сравнивались модельные данные с узла сетки, ближайшего к точке измерений. Результаты прогнозов интерполированы на уровни наблюдений.

Сравнение температуры по наблюдениям и модели с различными конфигурациями показывает, что модель воспроизводит основные характерные особенности временного хода температуры. Абсолютная ошибка определения температуры в АПС составляет около 1-2 ºС. Эта ошибка уменьшается с высотой. Прогноз на вторые сутки имеет примерно ту же точность, что и на первые. Ошибка примерно одинакова и в дневные, и в ночные часы, исключение составляет температура у поверхности земли: ее прогноз оказывается существенно лучше для дня, чем для ночи. Разность между модельной температурой и измеряемой в основном положительна зимой – модель несколько завышает температуру в АПС.

Приземный градиент температуры зимой в городе оказывается больше в модели, чем по данным измерений. Это может быть связано с отсутствием городского подгрева в модели. Использование некоторых параметризаций ведет к появлению нереально больших инверсий ночью. В то же время, модель в другом варианте достаточно реалистично описывает суточный ход приземного градиента температуры летом.

Ситуация с прогнозом скорости ветра неоднозначна, ошибка в его определении сильно меняется от эпизода к эпизоду. При этом модель достаточно хорошо воспроизводит дневные профили ветра выше 150 м, а ночные имеют существенные расхождения с данными наблюдений. Ветер до высот 300 м завышается моделью. Средняя разность между модельным и наблюдаемым ветром составляет 1-2 м/с. Такое различие особенно заметно в нижней части АПС, где большие скорости ветра редки. Но и на уровнях 200-300 м скорость ветра может завышаться моделью до 7 м/с.

В ходе работы рассчитаны статистические оценки прогноза моделью инверсий температуры, типов стратификации атмосферы, средние профили скорости ветра по данным содарного зондирования и модели,построены распределения скоростей ветра и градиентов температуры по данным моделирования и результатам наблюдений.

Работа проведена при поддержке грантов РФФИ 07-05-13610 и 08-05-00984.

МАТЕМАТИКА И ИНФОРМАТИКА

Председатель подсекции
проф. Ягола Анатолий Григорьевич

МЕТОДИКА РАЗРАБОТКИ СТРУКТУРЫ БАЗ ДАННЫХ НА ОСНОВЕ ДОМЕННО-КЛЮЧЕВОЙ НОРМАЛЬНОЙ ФОРМЫ (ДКНФ)

Алтайбек А.А.

*Казахский Национальный Университет имени аль-Фараби, Алматы, Казахстан, E–mail:*Aizhan.Altaibek@kaznu.kz

Актуальность многих информационных систем на протяжении многих лет зависит от того, насколько они востребованы, то есть, отвечают ли всем необходимым требованиям и содержат ли достоверную и полную информацию. Информационная система отражает и выполняет задачи конкретной предметной области. Она должна легко модифицироваться и дополняться согласно новым требованиям и правилам, предъявляемые к предметной области. Основой информационной системы является структура ее БД, которую и требуется редактировать при новых обстоятельствах предметной области. Структура БД является моделью предметной области, разрабатывающаяся в фазах концептуального, логического и физического проектирования данных. Концептуальное и логическое проектирование базы данных – важнейшие факторы общего успеха разрабатываемой информационной системы.

Данная работа предлагает методику для разработки логической структуры баз данных (БД), удовлетворяющая не только таким критериям как целостность, производительность и отсутствие избыточности, но также удовлетворяющая критерию «расширяемость». В данное время «расширяемость» является очень важным критерием, который помогает сохранить информационную систему в актуальном и востребованном состоянии на протяжении длительного времени при постоянной изменчивости требований предметной области. Предлагаемая методика состоит из разработки концептуальной модели с помощью модели «Сущность-Связь», и создания логической модели, где отношения приведены к доменно-ключевой нормальной форме (ДКНФ) посредством выполнения четырех этапов. Описан процесс реализации каждого этапа, где введены два ключевых понятия: «отношение-сущности» и «отношение-связывания». В работе также приведен пример применения предлагаемой методики, и показаны результаты сравнительного анализа с другими методиками проектирования БД, где выделены преимущества разработанной модели, и недостатки стандартных моделей БД.

Литература

1. Т. Коннолли, К. Бегг, А. Страчан (2000) Базы Данных. Проектирования, реализация и сопровождение. Теория и практика. Москва-Санкт-Петербург-Киев.

2. Д. Кренке (2003) Теория и практика построения Базы данных. Москва-Санкт-Петербург-Киев: Питер.

3. E.F. Codd (1970) A Relational Model of data for Large Shared Databanks // Communications of the ACM, 06.

4. E.F. Codd (1972) Relational Completeness of Data Base Sublanguages // In: R. Rustin (ed.): Database Systems: 65-98, Prentice Hall and IBM Research Report RJ 987, San Jose, California.

5. R. Fagin (1981) A Normal Form for Relational Databases That Is Based On Domains and Keys // ACM Transactions on Database Systems.

6. Алтайбек А.А., Тукеев У.А. (2009) Разработка методики проектирования баз данных на основе доменно-ключевой нормальной формы (ДКНФ) // Российско-Казахстанское совещание по вычислительным и информационным технологиям, Алматы.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ФРОНТА ГОРЕНИЯ НА ОСНОВЕ УРАВНЕНИЯ РЕАКЦИИ-ДИФФУЗИИ-АДВЕКЦИИ

Дмитриев А.В.[1], Сенин Д.С.[1], Грачёв Н.Е.[2]

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия,

[2]КНТЦ ОАО «НК «Роснефть», Москва, Россия

E-mail: dmitriev_a.v@mail.ru

Актуальной задачей нефтяной отрасли является разработка и совершенствование методов увеличения нефтеотдачи (МУН). Одним из МУН являются термохимические методы, основанные на способности пластовой нефти вступать в реакции с нагнетаемым в пласт кислородом, сопровождающиеся выделением большого количества тепла – внутрипластовым горением. Различают несколько видов внутрипластового горения – сухое, влажное или сверхвлажное горение. При сухом горении в пласт через нагнетательные скважины доставляется воздух, образуется фронт горения, перемещающийся в направлении добывающих скважин. В результате этого прогревается внутрипластовое пространство, облегчая вытеснение нефти из пласта. Влажное и сверхвлажное внутрипластовое горение реализуется при помощи нагнетания в пласт вместе с воздухом еще и воды или пара. Это позволяет снизить температуру горения и расширить область прогрева впереди от фронта горения, что позитивно сказывается на увеличении эффективности данного метода.

Фронт горения можно представить в виде разрыва с резкими переходными слоями по температуре и концентрациям веществ. Существует обширная литература, посвященная рассмотрению формирования и динамики фронта горения при помощи уравнения реакции-диффузии-адвекции (РДА) (см., к примеру [1])

$$\alpha\varepsilon^2 \frac{\partial u}{\partial t} = \varepsilon^2 \Delta u - f(u) + \varepsilon^2 w(x) \nabla u \,,$$

описывающего эволюцию резкого переходного слоя. Причем $u \in [0,1]$ - переменная величина, ε^2 - коэффициент диффузии, $f(u)$ - нелинейная скорость реакции. Рассмотрим данное уравнение в пространственно двумерной области D с гладкой границей ∂D. В качестве дополнительного условия потребуем отсутствия потоков через границу. Решение уравнения РДА будем искать в виде контрастной структуры типа ступеньки, что соответствует наблюдаемым в физических экспериментах [2] и гидродинамических моделях [3, 4] резким переходным слоям – фронтам внутрипластового горения.

В результате численных и асимптотических исследований получено выражение для формы фронта, а так же оценено время образования и ширина фронта. Найдена зависимость величины искривления фронта при действии гидродинамического возмущения.

Литература

1. N. Vladimirova, V.G. Weirs, L. Ryzhik (2006) Flame capturing with an advection-reaction-diffusion model// Combustion Theory and Modeling, 10, 727.

2. Burger, J.G. and Sahuquet, B.C. (1972) Chemical Aspects of In Situ Combustion: Heat of Combustion and Kinetics// SPEJ 54.

3. I.Y. Akkutlu, Y.C. Yortsos (2005) The Influence of Advection on the Propagation of Flame Fronts// SPE 75128.

4. I.Y. Akkutlu, C. Lu, Y.C. Yortsos (2005) Insights into in-situ combustion by analytical and pore-network modeling// SPE 97927.

АНАЛИЗ И СИНТЕЗ ФРАКТАЛЬНЫХ ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ АНТЕНН

*Кобликов А.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: KoblikovAA@gmail.com

Рассматривается решение задачи синтеза фрактальных диаграмм направленности антенн (ДНА). Теория взаимодействия электромагнитных волн с фракталами создана недавно и интенсивно развивается. Применительно к ней в мировой практике сформировался устойчивый термин «фрактальная электродинамика».

В отличие от традиционных методов, когда синтезируются гладкие ДНА, в основе теории фрактального синтеза заложена идея масштабной инвариантности (реализации характеристик излучения с повторяющейся структурой для произвольных масштабов). Это позволяет создавать новые режимы во фрактальной электродинамике и получать объекты с принципиально новыми свойствами. Например, размещение фрактальных элементов на корпусе объекта может существенно исказить радиолокационный портрет. Сам по себе спектр применения фрактальных антенн весьма широк: телекоммуникации, нелинейная радиолокация, системы поиска, определение местоположения источников радиоизлучения и др.

Синтез фрактальных диаграмм направленности проводится с помощью функции Вейерштрасса. Анализ показывает, что при помощи трех переменных (распределение излучателей по пространству, амплитуда и фаза тока возбуждения решетки), можно управлять ДНА, а ее фрактальная размерность контролируется распределением тока по решетке. По мере уменьшения $\boldsymbol{D}$, главный лепесток диаграммы направленности расширяется, а соответствующие значения коэффициента направленного действия решетки уменьшаются. В качестве примеров рассматриваются симметричная антенная решетка с дискретным набором излучателей и непрерывная линейная излучающая система длиной L с непрерывным изменением тока $I(z)$ и генераторными функциями различного вида.

Проведенные исследования показали, что использование фрактальных антенн позволяет создавать новые режимы и получать объекты с принципиально новыми свойствами, улучшая эксплуатационные характеристики подобных устройств, открывая тем самым обширную область для применения такого рода антенн. В настоящее время именно математическое моделирование является одним из основных методов исследования подобных структур, позволяющим априори установить их оптимальные параметры.

Тезисы доклады основаны на материалах исследований, проведенных по тематике гранта Российского Фонда Фундаментальных Исследований (проект № 06-01-00146).

Автор выражает признательность профессору, д.ф.-м.н. Боголюбову А.Н. за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. D.L. Jaggard Fractal Electrodynamics: Wave Interaction with Discretely Self-Similar Structures//Symmetry in Electrodynamics / Ed. By C.Baum, H.N.Kritikos. – L.: Taylor & Francis, 1995.

2. New Fractal Antennas for Compact and Versatile Telecommunication Services//Microwave J. 2000. V.43, №1. P.196, 198, 200, 202, 204.

3. Боголюбов А. Н., Кобликов А. А., Петухов А. А., Шапкина Н. Е. Фракталы, их моделирование и применение // XVI международная конференция «Радиолокация и радиосвязь» и XVI международная конференция по спин-электронике и гиромагнетизму (секция XVIII Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы»). Москва-Фирсановка, 11-16 ноября 2008г. С.91-95.

* Доклад отмечен дипломом конференции как лучший на подсекции

АДАПТИВНАЯ АППРОКСИМАЦИЯ ДВУМЕРНЫХ ФУНКЦИЙ С ОСОБЕННОСТЯМИ В ВЕЙВЛЕТ-БАЗИСАХ.

Королев Ю.М.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: yuri.korolev@mail.ru

Во многих практически важных задачах приходится иметь дело с функциями с локализованными особенностями. Например, при моделировании развития дефектов в материалах часто приходится аппроксимировать функции двух переменных, имеющие скачок вдоль некоторой кривой. Они описывают, например, вероятность поломки детали за определенное время в зависимости от нескольких параметров. Аппроксимация тригонометрическими функциями либо классическими полиномами не дает удовлетворительного результата, т.к. глобальные функции плохо передают локальную особенность. Кроме того, зачастую вычисление значения функции в точке связано с длительным и дорогостоящим натурным или численным экспериментом. Поэтому требуется построить аппроксимацию, которая хорошо передавала бы особенность и при этом позволяла бы экономить на пробных вычислениях.

В качестве базиса для такой аппроксимации предлагается использовать ортогональный базис вейвлетов с компактным носителем. Простейшим примером такого базиса на отрезке является базис Хаара. Масштабирующая функция φ и материнский вейвлет ψ Хаара хорошо известны.

Нетрудно убедиться, что масштабирующая функция φ, а также набор сжатых и смещенных копий материнского вейвлета $\psi_{jk}(x) = 2^{j/2}\psi(2^j x - k)$, ($j = 0\text{K}\ \infty$, $k = 0\text{K}\ 2^j$) образуют ортонормированный базис в $L_2[0,1]$. Преимуществами базиса Хаара являются наличие точных формул для φ и ψ, а также простая структура базиса на интервале.

Для аппроксимации функции на плоскости построим двумерный базис. Выберем базис, в котором сжатия по обоим направлениям контролируются одним параметром j. Рассмотрим функции

$$\Phi(x,y) = \varphi(x)\varphi(y), \qquad \Psi^{vert}(x,y) = \varphi(x)\psi(y),$$
$$\Psi^{hor}(x,y) = \psi(x)\varphi(y), \qquad \Psi^{diag}(x,y) = \psi(x)\psi(y).$$

Ортонормированный базис в $L_2([0,1]\times[0,1])$ состоит из следующих функций

$$\begin{cases} \Phi(x,y), \\ \Psi^{hor}_{j,k,l}(x,y) = 2^j \Psi^{hor}(2^j x - k, 2^j y - l), \\ \Psi^{vert}_{j,k,l}(x,y) = 2^j \Psi^{vert}(2^j x - k, 2^j y - l), \\ \Psi^{diag}_{j,k,l}(x,y) = 2^j \Psi^{diag}(2^j x - k, 2^j y - l). \end{cases} \qquad j = 0\text{K}\ \infty,\ k,l = 0\text{K}\ 2^j$$

Представим функцию распределения f в виде разложения по базису Хаара, ограничившись конечным числом членов разложения.

$$f(x,y) = f_0\Phi(x,y) + \sum_{m=h,v,d}\sum_{j=0}^{J_0}\sum_{k,l=0}^{2^j-1} d^m_{j,k,l}\Psi^m_{j,k,l}(x,y)$$

Для приближенного вычисления коэффициентов $d^m_{j,k,l}$ используем значения функции в пяти точках, как показано на Рис. 1. Такой выбор точек для аппроксимации скалярного произведения $d^m_{j,k,l} =< f, \psi^m_{j,k,l} >$ позволит сэкономить на вычислениях значений функции в ходе работы уточняющего алгоритма, так как при вычислении коэффициентов в дочерних доменах можно будет использовать уже известные значения функции. Рассмотрим этот алгоритм.

Произведем начальное разбиение квадрата в соответствии с исходным разрешением J_0. При выборе исходного разрешения стоит иметь в виду, что мы рискуем не заметить детали, которые по размеру меньше, чем 2^{-J_0}. Вычислим вейвлет-коэффициенты $d^m_{j,k,l}$. В силу ортогональности функций $\Psi^m_{j,k,l}(x,y)$, каждый коэффициент $d^m_{j,k,l}$ характеризует скорость изменения функции f в области $[2^{-j}k, 2^{-j}(k+1)]\times[2^{-j}l, 2^{-j}(l+1)]$ - на носителе $\Psi^m_{j,k,l}(x,y)$. Выберем те области, в которых $\left|d^m_{j,k,l}\right| > \varepsilon$, и увеличим в них разрешение на единицу, добавив соответствующие функции в базис. Будем продолжать этот процесс до тех пор, пока все коэффициенты не станут достаточно малыми. Таким образом нам удастся построить аппроксимацию, используя преимущественно значения в тех областях, где функция меняется быстрее.

Коэффициенты $d^{hor}_{j,k,l}$, $d^{vert}_{j,k,l}$ и $d^{diag}_{j,k,l}$ отслеживают изменение функции по горизонтали, вертикали и диагонали соответственно, что позволяет нам производить уточнение независимо по двум направлениям. Это особенно важно, если мы заранее не знаем, в каком направлении происходит преимущественное изменение функции.

Результаты работы этого алгоритма для функции, близкой к ступенчатой, показаны на Рис. 2. Порог выбран равным $\varepsilon = 0.001$. Для построения этой аппроксимации потребовалось примерно 1800 опорных точек. Начальное разрешение было выбрано $J_0 = 1$, максимальное разрешение составило $J = 6$. Для построения такой аппроксимации без адаптации потребовалось бы около 8300 точек.

Автор выражает признательность профессору, д.ф.-м.н. Голубцову П.В. за помощь в подготовке тезисов.

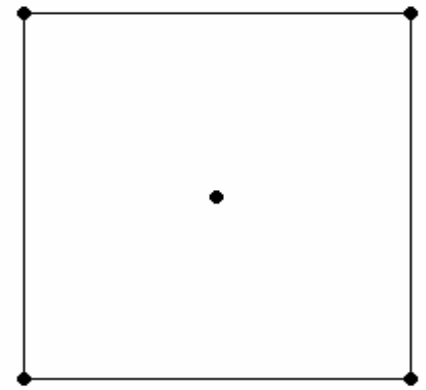


Рис. 1. К вычислению $< f, \psi^m_{j,k,l} >$

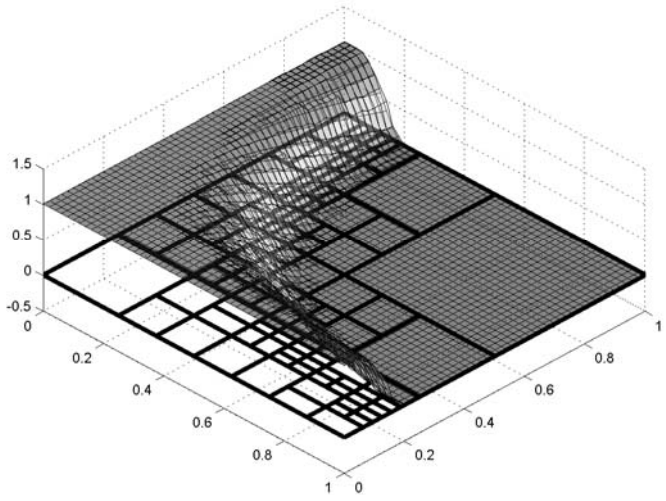


Рис. 2. Аппроксимация функции, близкой к ступенчатой

Существенным недостатком базиса Хаара является малая, зачастую недостаточная гладкость. Однако конструкция более гладких базисов на интервале существенно сложнее. Для этих целей можно использовать ортогональные вейвлеты Добеши, образующие базис в $L_2(\breve{Y})$. Можно было бы не строить базис в $L_2([0,1]\times[0,1])$, а продолжить функцию нулем за пределы квадрата либо отразить ее и использовать вейвлеты Добеши в $L_2(\breve{Y}^2)$, однако это потребовало бы использования большего числа базисных функций, что нежелательно. Коэн, Добеши и Виал предложили способ построения ортонормированной системы вейвлетов на интервале на основе вейвлетов Добеши. Их использование позволило бы более эффективно производить аппроксимацию.

Описанная техника позволяет эффективно проводить адаптивную аппроксимацию в случаях, когда получение значения функции в точке сопряжено с длительными вычислениями или сложными измерениями. Вычисления показали, что ортогональный базис вейвлетов в $L_2([0,1]\times[0,1])$ позволяет строить аппроксимации с хорошей переда-

чей особенности и сравнительно небольшим числом опорных точек. Критерием для уточнения в адаптивном алгоритме служит величина самих коэффициентов разложения, что делает его достаточно простым в реализации.

Литература

1. И. Добеши. Десять лекций по вейвлетам, НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001
2. Э. Столниц, Т. ДеРоуз, Д. Салезин. Вейвлеты в компьютерной графике, НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2002
3. A. Cohen, I. Daubechies, P. Vial (1993). Wavelets on the Interval and Fast Wavelet Transforms, Applied and computational harmonic analysis, 1, 54-81

РАЗРАБОТКА ПРОГРАММЫ И ЕЁ ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ РАЗЛОЖЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНОГО КОНТУРА

Курчатов И.С.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
kurchatoivan@mail.ru

Существует множество программ для работы со спектральными приборами Зачастую программы для отдельных приборов уникальны. Но при этом, приборы не снабжаются программным обеспечением для сложной обработки полученных данных, включающей разложение полученного спектрального контура на составляющие. Предполагается, что пользователь будет обрабатывать полученные данные "вручную", так, как ему удобнее. Наибольшей популярностью при обработке спектров пользуются программные пакеты Origin и Matlab. Оба пакета в достаточной степени универсальны, но оба обладают серьезными недостатками. Так, Matlab-обработка заставляет пользователя регулярно перестраивать расчеты, так как типичный m-файл, созданный без специальных знаний, далек от самостоятельной программы. Origin, с другой стороны, имеет удобный графический интерфейс, но всю процедуру разложения обычно проводит самостоятельно, причем иногда результаты разложения просто абсурдны (например, отрицательная амплитуда пиков в спектре). Кроме того, в Origin нельзя увидеть начальное разложение и его отличие от экспериментального спектра, а можно только выбрать начальное положение пиков и общую для всех компонент начальную ширину.

Для разложения сложного спектрального контура на составляющие была разработана новая программа «IVAN». Эта программа с одной стороны имеет простой в употреблении графический интерфейс, с другой позволяет задать начальное разложение вручную, и в реальном времени наблюдать изменение кривой отклонения начального приближения от экспериментального спектра. Кроме того, остается выполненная по методу Simplex машинная обработка, ориентирование на пошаговое снижение к минимуму суммарного квадратичного отклонения теоретического графика от экспериментального. В результате выполнения программы пользователь получает параметры спектрального разложения (положение, ширину и амплитуду каждого из 6 пиков гауссовой формы).

Программа	*Алгоритм*	*Начальное разложение*	*Число спектральных полос*	*Форма спектральных полос*
Matlab	Разные	не задается	не ограничено	любая
Origin	??	задается положение пиков и общая начальная ширина	не ограничено	Лоренц- или Гаусс-кривая (все полосы одного типа)
«IVAN»	Simplex	задается пользователем	до 6	Гаусс-кривая

Программа «IVAN» была применена для обработки измеренных в нашей лаборатории спектров поглощения красителя родамина в водно-спиртовых растворах. Из-за процесса ассоциации молекул красителя спектры поглощения имеют сложную форму: полоса поглощения мономерных молекул перекрывается с двумя полосами поглощения димеров. При этом полоса мономеров имеет ещё и колебательную структуру. В результате применения новой программы спектры поглощения родамина в растворах с различным содержанием спирта были разложены на компоненты, и по соотношению амплитуды коротковолновой и длинноволновой полос димеров был рассчитан угол между дипольными моментами молекул красителя в димере.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СХЕМЫ ПОДЪЕМА ДЛЯ СЖАТИЯ ДАННЫХ ВЕЙВЛЕТАМИ В РАСПРЕДЕЛЕННЫХ БЕСПРОВОДНЫХ СЕТЯХ

Логвинов А.М.

Белгородский Государственный Университет, Белгород, Россия
E-mail: scre4m@yandex.ru

В докладе рассматривается использование схемы подъема для сжатия данных вейвлетами в распределенных беспроводных сетях датчиков. Результатом использования описываемого метода является оптимизация общей потребляемой мощности сети путем поиска компромисса между затратами на местную обработку и передачу данных.

В данной статье предлагается распределенное вейвлет-преобразование, основанное на схеме подъема. Разложение на коэффициенты методом подъема обеспечивает удобное представление преобразования, поскольку вычисления производятся локально (каждый датчик представляет собой единственную ячейку памяти), разбивая преобразование на элементарные операции, которые могут быть легко оценены в элементах стоимости информации. Ключевая идея состоит в том, что полная работа системы зависит главным образом от затрат на локальную обработку и на радиообмен, которые зависят от: 1) корреляции сигнала; 2) расстояния между датчиками; 3) расстояния между датчиками и центральным узлом. Предлагаемый алгоритм принимает во внимание эти затраты, обладает гибкостью при выборе оптимального уровня преобразования для каждого конкретного случая.

При моделировании использовался простой 5/3-биортогональный вейвлет, описанный выше. Входные данные процесса были созданы с использованием модели полосового фильтра второго порядка с полюсами, расположенными так, что выходные данные, получаемые из белого шума, сглаживались до некоторых пределов (расположение полюсов $0{,}99e^{\pm j\pi/64}$).

Литература

1. Sergio D. Servetto, “Distributed signal processing algorithms for the sensor broadcast problem,” *Conference on Information Sciences and Systems, The Johns Hopkins University,* March 2003.

2. M. Gastpar, P. Dragotti, andM. Vetterli, “The distributed karhunen-loeve transform,” in Proceedings ofthe 2002 International Workshop on Multimedia Signal Processing St. Thomas, US Virgin Islands, December 2002.

3. A. Wang and A. Chandraksan, “Energy-efficient dsps for wireless sensor networks,” IEEE Sigal Processing Magazine, pp. 68–78, July 2002.

КОНТРАСТНАЯ СТРУКТУРА ТИПА СТУПЕНЬКИ В СИНГУЛЯРНО ВОЗМУЩЕННОЙ СИСТЕМЕ ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ С РАЗНЫМИ СТЕПЕНЯМИ МАЛОГО ПАРАМЕТРА

Мельникова А.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: aa-melnikova@yandex.ru

Рассматривается краевая задача для системы эллиптических уравнений

$$\begin{aligned} \varepsilon^4 \Delta u &= f(u,v,x,\varepsilon), \\ \varepsilon^2 \Delta v &= g(u,v,x,\varepsilon), \\ x = (x_1,x_2) &\in D \subset R^2, \\ \left.\frac{\partial u}{\partial n}\right|_{\partial D} &= \psi_1(x), \left.\frac{\partial v}{\partial n}\right|_{\partial D} = \psi_2(x), \end{aligned} \qquad (1)$$

где $\varepsilon > 0$ – малый параметр, f, g, ψ_1, ψ_2 – достаточно гладкие функции, D - ограниченная односвязная область с достаточно гладкой границей ∂D, $\frac{\partial}{\partial n}$ - производная по внешней нормали к ∂D.

Пусть выполнены следующие требования:

(A1) Уравнение $f(u,v,x,0) = 0$ имеет три изолированных корня $u = \varphi^i(v,x), i = 1,2,3$, причем φ^2 лежит между φ^1 и φ^3; $f_u(\varphi^i(v,x),v,x) > 0, i = 1,3; f_u(\varphi^2(v,x),v,x) < 0$, $(v,x) \in I \times \bar{D}$, где I– некоторый интервал.

(A2) Уравнение $h^i(v,x) = g(\varphi^i(v,x),v,x) = 0$ имеет решение $v = v^i(x)$ и $h^i_v(v,x) > 0, i = 1,3$, $h^2_v(v,x) < 0$, $x \in \bar{D}$.

Результат 1. Для этой системы при условиях (A1) и (A2) построена равномерная асимптотика решения $u(x,\varepsilon)$ и $v(x,\varepsilon)$, обладающая переходным слоем в окрестности некоторой замкнутой кривой C. Такое решение называется контрастной структурой типа ступеньки.

Результат 2. Рассмотрим одномерную задачу (1):

$$\begin{aligned} \varepsilon^4 u'' &= f(u,v,x,\varepsilon), \\ \varepsilon^2 v'' &= g(u,v,x,\varepsilon), \\ x \in (0,1),\ u'(0) = u'(1) &= 0, v'(0) = v'(1) = 0. \end{aligned}$$

Ранее А.Б. Васильевой [2] для этой задачи была построена асимптотика, с переходным слоем типа ступеньки. В настоящей работе проведено обоснование этой асимптотики методом дифференциальных неравенств с помощью построения верхнего и нижнего решений при условиях (A1), (A2) и дополнительном условии:

(A3) $g_u(\varphi^i(v,x),v,x,\varepsilon) < 0, i = 1,3$.

Литература

1. Бутузов В.Ф., Неделько И.В. Контрастная структура типа ступеньки в сингулярно возмущенной системе эллиптических уравнений с разными степенями малого параметра. //Ж. вычисл. матем. и матем. физики. 2000. Т40. №6. С.877-893.

2. A.B.Vasil'eva. Contrasting structures in systems of singularly perturbed equations. //Comp. Maths Math.Phys., Vol. 34, No. 8/9, pp. 1007-1017, 1994.

МЕТОД ПОДСТАНОВОК КОУЛА–ХОПФА В ТЕОРИИ КОНЕЧНОМЕРНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Обрубов К.С.

Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия
E–mail: nightmurderer@mail.ru

В работах [1,2,3,4] был предложен общий алгоритм построения нелинейных уравнений в частных производных, в том числе и матричных, интегрируемых с помощью обобщенных подстановок Коула – Хопфа. Развитый метод может быть использован для различных координатных пространств, в том числе и дискретных, на которых определенная операция дифференцирования, удовлетворяющая правилу Лейбница.

В настоящей работе рассматривается модификация метода обобщенных подстановок Коула-Хопфа для уравнений на матричных алгебрах. В этом случае производная по непрерывной переменной заменяется дифференциальным оператором вида $\hat{D}_g\hat{F} = \left[\hat{g},\hat{F}\right] = \hat{g}\hat{F} - \hat{F}\hat{g}$, где F — произвольная квадратная матрица, а g — постоянная квадратная матрица, являющаяся элементом алгебры, отличным от 0 и 1. Тогда исходные производящие уравнения метода примут вид:

$$\begin{cases} \hat{D}_g\hat{D}_g\hat{T} = -\hat{U}\hat{D}_g\hat{T}; \\ \hat{T}_t = -\hat{V}\hat{D}_g\hat{T}, \end{cases}$$

где T — некоторая квадратная матрица конечной размерности. В рамках такого подхода в работе исследованы некоторые типы конечномерных динамических систем на матричной алгебре GL(2) (матрицы 2x2). Примером таких систем являются системы Вольтерра – Лотке и некоторые конечномерные механические системы динамические системы.

Литература

1. Журавлев В.М., Никитин А.В. Нелинейный мир, 2007, Т. 5, N 9, С. 603-611
2. Журавлев В.М., Зиновьев Д.А. Письма в ЖЭТФ, 2008, Т. 87, N 5
3. Журавлев В.М., Зиновьев Д.А. Письма в ЖЭТФ, 2008, Т. 88, N 3, С. 194-197
4. М. Журавлев, *ТМФ*, **158**:1 (2009), 58–71

ОПТИМИЗАЦИЯ ОБОБЩЕННОГО ОРТОГОНАЛЬНОГО БАЗИСА ВЕЙЛЯ-ГЕЙЗЕНБЕРГА С УЧЕТОМ ВИДА СИММЕТРИИ ФОРМИРУЮЩЕГО ИМПУЛЬСА

[***]Петров Д.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: dapetroff@gmail.com

В среде с пространственно-временным рассеянием хорошо локализованные базисы обеспечивают наилучшее восстановление сигнала. Такие базисы применяются, например, в системах связи, использующих принцип OFDM-передачи (достигается наименьшая чувствительность к межканальной и межсимвольной интерференции), в радиолокации (наилучшее разрешение объектов в пространственно-временной области).

Заметим, что разработка методов синтеза ортогональных базисов, получаемых равномерным сдвигом по времени и частоте двух и более инициал изирующих функций (обобщенных базисов Вейля-Гейзенбрега), представляет самостоятельный интерес независимо от области их последующего применения.

[***] Работа отмечена жюри как имеющая инновационный потенциал.

Известно, что в цифровых OFDM системах связи наибольшую спектральную эффективность можно достичь, применяя смещенную квадратурную амплитудную модуляцию (OQAM) и согласованный с этим видом модуляции обобщенный ортогональный базис Вейля-Гейзенберга [1,2]. Передаваемый OFDM/OQAM сигнал $s(t)$ в дискретном времени можно эквивалентно представить в виде:

$$s[n]=\sum_{k=0}^{M-1}\left(\sum_{l=0}^{L-1}c_{k,l}^{R}\,\psi_{k,l}^{R}[n]-\sum_{l=0}^{L-1}c_{k,l}^{I}\,\psi_{k,l}^{I}[n]\right),\ n\in J_N \tag{1}$$

$$\psi_{k,l}^{R}[n]=g\left[\left(n-lM\right)_{\mathrm{mod}\,N}\right]\exp\left(j\frac{2\pi}{M}k\left(n-\alpha/2\right)\right), \tag{2}$$

$$\psi_{k,l}^{I}[n]=-jg\left[\left(n+M/2-lM\right)_{\mathrm{mod}\,N}\right]\exp\left(j\frac{2\pi}{M}k\left(n-\alpha/2\right)\right), \tag{3}$$

где $j=\sqrt{-1}$; $c_{k,l}^{R}=\mathrm{Re}(a_{k,l})$, $c_{k,l}^{I}=\mathrm{Im}(a_{k,l})$ - действительные и мнимые части комплексных информационных QAM символов $a_{k,l}$; $s[n]=s(nT/M)$, $g[n]=g(nT/M)$, $J_N=\{0,1,...,N-1\}$, $\psi_{k,l}^{R}[n]$ и $\psi_{k,l}^{I}[n]$ - комплексные функции, полученные в результате равномерных сдвигов по времени и частоте двух инициализирующих функций $g(t)$ и $g(t+T/2)$[1]; $M\geq 2$ - количество поднесущих, $N=M\cdot L\geq M$; $F=1/T$ - расстояние между поднесущими, T - символьный временной период; $\alpha\in\text{Ў}=(-\infty,\infty)$ - фазовый параметр. Система базисных функций $\mathcal{B}[J_N]@\{\psi_{k,l}^{R}[n],\psi_{k,l}^{I}[n]\}$, нормирована и ортогональна на дискретном интервале J_N в смысле вещественного скалярного произведения

$$\left\langle x[n],y[n]\right\rangle_R=\mathrm{Re}\sum_{n=0}^{N-1}x[n]\cdot\overline{y}[n]. \tag{4}$$

В работе была рассмотрена алгебраическая процедура построения обобщенно ортогонального базиса Вейля-Гейзенберга, обладающего свойством наилучшей локализации одновременно в частотной и временной областях. Теоретически обоснован выбор оптимального значения фазового параметра (α) такого базиса для случаев (N-1)-симметрии и сопряженной N-симметрии инициализирующей функции.

Смещение α от оптимального значения приводит к исчезновению симметрии формирующего импульса и к увеличению его «боковых лепестков» (рис.1).

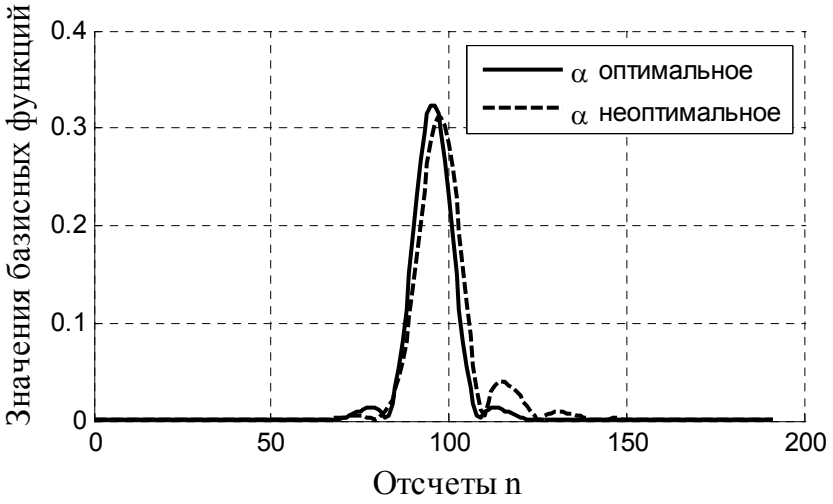


Рис.1. Графики базисной функции $g[n-N/2]$ при различных значениях α

[1] Обычный (необобщенный) базис Вейля-Гейзенберга задается на символьном интервале только одной инициализирующей функцией $g(t)$.

При этом, как видно, из результатов расчета, представленных в таблице 1, оптимальным, с точки зрения локализации базиса является случай сопряженной *N*-симметрии.

Таблица 1. Норма разности между матрицами базисов для различных α

	Неоптимальное значение, *α=12*	Неоптимальное значение, *α=4*	*α=M/2-1=7*	*α=M/2=8*
(*N-1*)-симметрия	41,28	18,06	**2,84**	4,61
Сопряженная *N*-симметрия	28,96	28,96	3,02	**1,13**

Дополнительно улучшить локализацию базиса можно за счет оптимального выбора сопряженной *N*-симметричной формирующей функции.

Теорема. Пусть $g[n], n \in J_{-N,N}$ - произвольная комплексная последовательность, заданная на симметричном целочисленном интервале $J_{-N,N} = \{-(N-1),...,(N-1)\}$; $q_0^{(N)}[n] = q[(n)_{\mathrm{mod}\,N}]$ - некоторая комплексная *N*-периодическая комплексная последовательность, рассматриваемая на том же интервале $J_{-N,N}$; $\Psi[J_N] = \{q_0^{(N)}[n]\}$ - множество всех таких последовательностей. Тогда наилучшая *N*-периодическая аппроксимация $g_0^{(N)}[n]$ для $g[n]$, доставляющая минимум в задаче $g_0^{(N)}[n]: \sum_{n=-(N-1)}^{N-1} \left(g[n] - q_0^{(N)}[n]\right)^2 \to \min_{q_0^{(N)}[\cdot] \in \Psi[J_N]}$, описывается выражением:

$$g_0^{(N)}[n] = \left(g_0^{(N)}[n] + g_0^{*(N)}[-n]\right)/2. \qquad (5)$$

Автор выражает признательность профессору, д.ф.-м.н Боголюбову А.Н. и профессору, д.т.н. Волчкову В.П. за помощь в подготовке материала.

Литература

1. Bolscei, H. and all (1999) Efficient design of OFDM/OQAM pulse shaping filter // Proceedings of IEEE International Conference on Communications (ICC 99), vol.1, p. 559-564.
2. Волчков В. П. (2007) Сигнальные базисы с хорошей частотно-временной локализацией // Журнал «Электросвязь», №2, С. 21-25.

ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ СОСТОЯНИЙ ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННЫХ РАДИОКАНАЛОВ

[**]Петрова Е.А.

Центр информационных систем и технологий МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
Email: elena_petrova@phys.msu.ru

Использование радиоканалов в системах передачи данных предполагает разработку физических и логических методов контроля состояния узлов для исключения интерференции сигналов различных сеансов. Решение такой задачи для кабельных каналов выполняется либо на логическом уровне средствами статистического уплотнения, либо на физическом уровне расщеплением единого канала на множество лучей, а адресных ресурсов на подмножества регистров, отдаваемых отдельным приемопередающим узлам.

[**] Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

Ни первое, ни второе решения неприемлемы для радиоканалов с изменяющейся пространственной структурой. Одно из используемых решений – синхронизация состояний отдельных рабочих узлов и введение правил отбора передающих станций из множества потенциальных передатчиков [1]. На уровне физической структуры можно отобразить радиосеть передачи данных как множество подсетей, содержащих только один или несколько передатчиков и все остальные станции в режиме приема. Физическая и логическая реализация разбиения единой сети на элементы множества подсетей выполняется при генерации специального управляющего сигнала. При его регистрации каждый из получивших его узлов на заданный интервал времени блокирует работу своего передатчика и работает только в режиме приема [2].

Управляемое расщепление радиосистемы на подмножества не имеет универсального решения. Помимо собственных физических характеристик радиосети алгоритм расщепления необходимо согласовывать со структурой проводимых между станциями сеансов, допустимым уровнем потерь кадров в сеансах, разрешенными межкадровыми интервалами и временами ретрансляции [3].

Рассмотрены традиционные методы контроля состояния приемопередающих сетевых устройств и новые методы линейных и нелинейных зонд-потоков. В качестве линейного зонда использована последовательность кадров произвольной длины цуговой группировкой. Нелинейный зонд-поток образован на основе сеансов с обратной связью, чувствительных к вариации времени ретрансляции кадров. Были выполнены экспериментальные исследования спонтанных и индуцированных шумов в радиоканале, связанных с изменением состояния радиоканала, смоделировано с помощью системы дискретного моделирования поведение потока кадров в буфере передатчика, исследована связь наблюдаемых искажений с перекоммутацией состояний радиоканала.

Работа автора проводится под научным руководством доцента Н.А. Сухаревой

Литература

1. 1. Шахнович И. В. Современные технологии беспроводной связи. Издание второе, исправленное и дополненное. – М.: Техносфера, 2006.

2. 2. Jagadeesan, S. Manoj, B.S. Murthy, C.S.R., Interleaved carrier sense multiple access: an efficient MAC protocol for ad hoc wireless networks, Communications, ICC '03. IEEE International Conference on Communications, vol.2, 2003, pp. 1124- 1128.

3. 3. IEEE 802.11g – 54 Mbit/s, 2.4 GHz

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛНОВОДОВ, СОДЕРЖАЩИХ ФРАКТАЛЬНЫЕ ВСТАВКИ

Петухов А.А.
МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия
E-mail: petukhov@physics.msu.ru

Исследование волноведущих систем, как экспериментальное, так и теоретическое, является важной задачей современной физики. Волноводы составляют основу волоконной оптики, оптических систем передачи информации, а также имеют ряд других практических применений [1]. Одним из наиболее перспективных направлений в исследовании волноведущих систем является применение в них фрактальных распределений. Фрактальные структуры обладают уникальным свойством самоподобия, не присущим обычным физическим объектам, описываемым евклидовой геометрией [3]. Ожидается, что волноведущие системы, содержащие фрактальные (точнее, предфрактальные) вставки, также будут обладать рядом свойств, важных в научном и практическом отношениях.

В простейшем случае рассматривается двумерная скалярная задача дифракции волны в регулярном волноводе, бесконечном по продольной координате и содержащем локальную вставку-неоднородность в ограниченной области пространства [2]. Поведение системы опи-

сывается уравнением Гельмгольца с граничными условиями Дирихле по поперечной координате. На открытых концах волновода ставятся парциальные условия излучения.

Численное решение задачи строится в области, где расположена неоднородность. Построение решения проводится с помощью метода Галеркина. К безусловным достоинствам данного метода можно отнести удобство записи парциальных условий излучения.

Создано программное обеспечение, моделирующее дифракцию скалярной волны на неоднородности в плоском волноводе. Исследованы различные типы вставок, в том числе одномерные периодические вставки и вставки, построенные на основе фрактала Кантора, а также некоторые двумерные фрактальные вставки. Проведено сравнение фотонных кристаллов, полученных на базе данных вставок. Результаты моделирования хорошо согласуются с результатами теоретических и экспериментальных исследований, представленных в [4]-[5].

В настоящее время ведутся работы по разработке алгоритмов расчета трехмерного волновода, а также осуществляется переход от скалярной к общей векторной постановке задачи.

Автор выражает признательность профессору, д.ф.-м.н. Боголюбову А.Н. и доценту, к.ф.-м.н. Шапкиной Н.Е. за помощь в подготовке тезисов

Литература

1. Марков Г.Т., Васильев Е.Н. (1970) Математические методы прикладной электродинамики. М: Советское радио.

2. Ильинский А.С., Кравцов В.В., Свешников А.Г. (1991) Математические модели электродинамики. М: Высшая школа.

3. Яновский В. В. (2003) Фракталы. Возникновение новой парадигмы в физике // Universitates. №3 (www.universitates.kharkov.ua/arhiv/2003_3/janovskij.doc).

4. Monsoriu, J.A., Zapata-Rodriguez, C.J., Silvestre, E., Furlan, W.D. (2005) Cantor-like fractal photonic crystal waveguides // Optics Communications, №252, p. 46-51.

5. Боголюбов А.Н., Лавренова А.В. (2008) Математическое моделирование дифракции на неоднородности в волноводе с использованием метода смешанных конечных элементов // Математическое моделирование, т. 20, №2, с. 122-128.

АВТОМАТИЗАЦИЯ ПРОЕКТИРОВАНИЯ И СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ РАСЧЕТОВ НЕКОТОРЫХ СЛОЖНЫХ ТЕХНИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Побегайло П.А

Уральский государственный горный университет, Екатеринбург, Россия
E-mail: petrp214@yandex.ru

Третье тысячелетие, в которое вошло человечество, характеризуется явным замедлением научно-технического прогресса. Одной из причин этого является быстрый рост сложности создаваемых технических систем. Так при проектировании новых машин, в отличии от 50-х годов прошлого века, главный конструктор уже не способен «держать в голове» весь проект, а конкретный проектировщик – разрабатывающий конкретную подсистему машины – испытывает огромные трудности при попытке учесть как общие требования к машине, так и частные требования к его подсистеме, особенно предъявляемые его коллегами. Все это приводит к увеличению сроков проектирования, снижению его качества и росту его стоимости – разрабатываемые системы получаются далекими от своих оптимальных характеристик. Локально оптимизируемые подсистемы часто плохо работают в составе полной системы, а иногда делают ее неработоспособной.

Очевидно, что сейчас необходимо системное, целостное рассмотрение процесса проектирования всей машины, применение методов многокритериальной оптимизации и широкого применения компьютерных технологий.

Принято считать, что оптимизацию машин надо выполнять минимизируя приведенные затраты. При этом в практике проектирования существуют показатели вида: энергоемкость, материалоемкость и т.п. Однако полноценных и успешных примеров применения этих показателей очень мало. Есть мнение, что альтернативой этим показателям служат параметры, приближенные к конкретной машине, учитывающие заданные условия эксплуатации и производства, а именно – масса конструкции и мощность силовой установки. Этот подход также не универсален, хотя примеров его применения и больше. Однако, часто нужны новые подходы, основанные на системном подходе, включающие в себя многокритериальную оптимизацию.

Нами ранее предложено следующее условие совершенствования сложной технической системы (СТС):

$$S_i(M_i, C_i, K_i', T_i ...) \to Min\,, \qquad (1).$$

где S_i - мера совершенства СТС – ее энтропия; M_i - масса СТС; C_i - стоимость СТС; K_i' - коэффициент полезного действия СТС; T_i - время (например работы).

Однако, разрешение задачи совершенствования СТС по условию 1 требует большой предварительной работы. К тому же это условие затруднительно выписать в явном виде до создания СТС. Поэтому на первом этапе наших исследований предложим иной подход.

Для различных машин циклического действия (роботы-манипуляторы, экскаваторы, краны и пр.) мы считаем целесообразным, в качестве критерия совершенства, выдвинуть задачу минимизации времени цикла:

$$t_ц \to Min\,, \qquad (2).$$

Ограничениями к условию 2 служат требования по скорости, ускорению, прочностным характеристикам и пр., в зависимости от конкретной СТС и физиологических особенностей оператора (если он есть).

Основой для современного расчета времени цикла СТС обычно служит т.н. циклограмма не совмещенных и совмещенных движений различных элементов машины. Следовательно, условие 2 можно понимать как требование к рациональному побору этих движений (их набору и порядку).

Заметим, что в плоском рассмотрении перемещения элементов машин можно рассматривать как совокупность трех видов движений: поворот, параллельный перенос, симметрия. В пространстве перемещения сводятся к поступательному движению и вращению.

Итак, условие совершенства СТС циклического действия таково.

Необходимо найти оптимальную композицию рабочих движений СТС дающих минимальное время цикла при соблюдении определенных ограничений, которые зависят от конкретной СТС.

Перепишем условие 2 в виде:

$$t_ц(v, a, П, Ж ...) \to Min\,, \qquad (3).$$

где v - ограничения на скорость, a - ограничения на ускорение, $П$ - ограничения на прочность, $Ж$ - ограничения на жесткость.

Оптимизация СТС, при таком ее рассмотрении, предусматривает применение методов многокритериальной оптимизации, например PSI-метод.

Однако, в этом методе не предусмотрено процедуры выбора оптимального варианта СТС. Здесь приходиться пользоваться наработками школы академика Ларичева О.И. и др.

На сегодня указанный подход применяется нами при совершенствовании и разработке ряда машин (разработаны потребные математические модели, написаны соответствующие программы, выполнены необходимые расчеты), и внедрен на некоторых предприятиях в России.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗЕРКАЛА КОЛЛИМАТОРА

Фёдоров Д.О. Хлебников Ф.Б.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: iwaagh@gmail.com

Одна из важных практических задач электродинамики – получение плоской электромагнитной волны. Для этой цели часто используются параболические зеркала, отражающие сферические волны. В реальных экспериментах отражатели большого размера делают составными из нескольких отражающих пластин, так как изготовить зеркало параболической формы с достаточной степенью точности и одновременно больших размеров технически сложно.

При сборке зеркала из элементов меньшего размера, возникает дополнительная погрешность, связанная с неточной установкой пластин друг относительно друга. Отклонения могут иметь различный характер: возможен как сдвиг одного или нескольких зеркал друг относительно друга, так и поворот некоторых зеркал относительно остальных. Возникающее в результате этих отклонений искажение поля рассчитывается следующим образом.

Рассматривается поверхность пластины коллиматора, на которую падает плоская волна под углом φ. Пусть P – плоскость зеркала, R – плоскость, на которой измеряется поле, z – расстояние между этими плоскостями. Тогда поле в каждой точке плоскости R выражается при помощи интеграла Кирхгофа:

$$E_y(x,y,z_R)=\frac{ik}{4\pi}\iint_P\left[E(x,y,z_p)e^{-ikz}\left(1+\frac{z_p-z}{r}\right)\left(\frac{e^{-ikr}}{r}\right)\right]dxdy,$$

где k – волновое число, z_p и z_R - координаты точек пересечения плоскостей P и R с осью z.

$$r=\sqrt{\left(x_p-x\right)^2+\left(y_p-y\right)^2+\left(z_p-z\right)^2},$$

$\left(x_P,y_P,z_P\right)$ - координаты точки наблюдения на плоскости P.

На основе этого подхода строится математическая модель отражателя в приближении плоского зеркала коллиматора. С помощью этой модели рассчитываются параметры отраженных волн при различных неточностях установки пластин. Задача имеет важное практическое применение, так как подобные зеркала активно используются в экспериментах для получения плоских волн, например, в безэховых камерах.

Литература

1. Балабуха Н.П. Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния объектов и параметров антенн /Н.П. Балабуха, А.С. Зубов, В.С. Солосин; Под общ. ред. Н.П. Балабухи; Ин-т теорет. и прикл. электродинамики Объедин. ин-та высоких температур. – М.: Наука, 2003.

2. Баскаков С.И. Электродинамика и распространение радиоволн. – М.: Высшая школа, 1992.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБЪЁМНЫХ РЕЗОНАТОРОВ

Чудакова Е.М. Смоленцев В.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail:artenik@gmail.com

Объёмные резонаторы широко применяются в технике в качестве колебательных систем генераторов (клистронов, магнетронов и др.) и фильтров, эталонов частоты,

измерительных контуров и т.д. Одной из важнейших характеристик резонатора, определяющей технико-экономические показатели устройств и систем, в которых они используются, является его добротность.

Для определения добротности решается задача расчета собственных значений электромагнитного поля в резонаторе. Рассматривается экранированный объёмный резонатор произвольной формы объёма V с площадью поверхности S, заполненный изотропным диэлектриком с потерями, где σ — конечная проводимость, $\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon'', \mu = \mu' - j\mu''$ — комплексные диэлектрическая и магнитная проницаемости, не зависящие от частоты. Решается краевая задача для системы уравнений Максвелла с соответствующими граничными условиями.

Добротность реального резонатора выражается через компоненты полей и их производные по частоте на поверхности:

$$Q = \frac{\omega \oint\limits_S \vec{J}_s^* \cdot \frac{\partial(-\vec{E})}{\partial\omega} dS}{\oint\limits_S \sqrt{\frac{\omega\mu_0}{2\sigma}} \cdot (\vec{H} \times \vec{H}^*) dS},$$

где $\vec{J}_s^*$ - плотность поверхностного тока.

Выражения для полей и токов на поверхности резонатора определяются из решения краевой задачи для идеального резонатора той же формы.

В работе рассчитаны добротности резонаторов, представляющих собой отрезки волноводов прямоугольного и круглого сечения, а также сферического резонатора. Проведено сравнение полученных результатов с добротностью, рассчитанной с помощью программ HFSS и Microwave Studio.

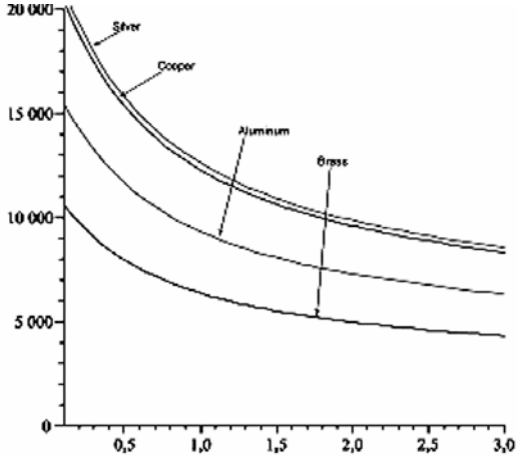


Рис.1 Зависимость добротности отрезка волновода WR430/RG104 от отношения длины к большей стороне сечения a=0.109м

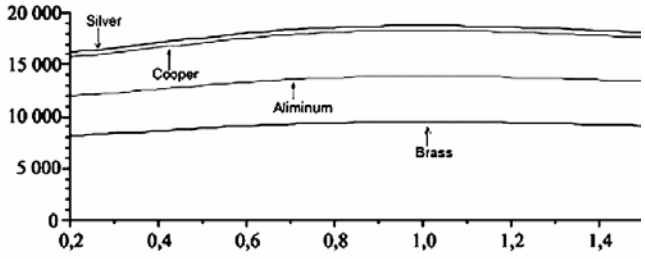


Рис.2 Зависимость добротности отрезка волновода WC150 от отношения длины к радиусу сечения a=0.01095м

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Председатель подсекции
проф. Чуличков Алексей Иванович

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГРОЗОВЫХ ПЕРЕНАПРЯЖЕНИЙ В ЛИНИЯХ ПЕРЕДАЧ В УСЛОВИЯХ МНОГОЛЕТНЕЙ МЕРЗЛОТЫ, С УЧЕТОМ ПОЛЯ ЗАРЯДА В СЛОИСТОЙ СРЕДЕ

Артемьева Е.С.

Якутский государственный университет имени М.К. Аммосова,
Физико-технический институт, Якутск, Россия
E–mail: artemjeva_lena@mail.ru

Проблема электромагнитной совместимости технических сооружений с атмосферным электричеством в условиях многолетней мерзлоты имеет особую актуальность. Одним из аспектов этой проблемы является вопросы повышение эффективности грозозащиты линий электропередач.

Построена модель такой задачи, в которой была рассмотрена линия передачи с одним проводником. Линия характеризуется распределенными параметрами, грозовое облако моделируется точечным зарядом Q, расположенным на высоте h над проводником и на высоте $h+l$ над проводящим полупространством. Проводник считается заземленным в бесконечно удаленной точке, потенциал Земли $\varphi = 0$. В момент времени заряд Q мгновенно исчезает (облако разряжается), тогда вдоль линии при $t > 0$ пойдет волна тока и напряжения (ВТН) – «разбегание» индуцированных зарядов, которая описывается системой телеграфных уравнений:

$$\begin{cases} U_x + Li_t + R_i = 0. \\ i_x + CU_t + GU = 0 \\ i(x,0) = 0 \\ U(x,0) = f(x) \end{cases} \quad \begin{array}{l} -\infty < x < \infty, \\ t > 0 \end{array}$$

Начальная функция $f(x)$ – это потенциал точечного заряда в слоистой среде, который находится методом, изложенным в [1], [2], основанный на формуле из теории функций Бесселя [3]:

$$f(r,z) = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon_1}\left[\frac{1}{\sqrt{r^2+z^2}} - \beta^2\sum_{k=0}^{\infty}\frac{(-1)^k\beta^{2k}}{\sqrt{r^2+(z+2a+2lk)^2}} - \sum_{k=0}^{\infty}\frac{(-1)^k\beta^{2k}}{\sqrt{r^2+(z+2b+2lk)^2}}\right].$$

Таким образом, получили аналитическое решение задачи Коши с учетом поля заряда в слоистой среде:

$$U(x,t) = \frac{e^{-\lambda t}}{2}\left(f(x+at) + f(x-at) + \int_{x-at}^{x+at}\left(\frac{\mu\cdot t}{2a}\frac{I_1\left(\mu\sqrt{t^2-\frac{(x-t)^2}{a^2}}\right)}{\sqrt{t^2-\frac{(x-y)^2}{a^2}}} - \frac{\lambda}{2a}I_0\left(\mu\sqrt{t^2-\frac{(x-y)^2}{a^2}}\right)\right)f(y)dy\right),$$

$$i(x,t)=\sqrt{\frac{C}{L}}\frac{e^{-\lambda t}}{2}\int_{x-at}^{x+at} I_0\left(\mu\sqrt{t^2-\frac{\beta^2}{a^2}}\right)f(y)dy$$

С помощью пакета *Mathematica 5.1* проведены численные расчеты величин (ВТН). Исследовано поведение ВТН в зависимости от геометрического расположения облаков.

Литература

1. Пановский В., Филипс М. Классическая электродинамика. - М.: Физматлит, 1963. - с. 433 с.
2. Смайт В. Электростатика и электродинамика. - М.: Иностр. литература, 1954. - 604 с.
3. Бейтмен -- М.: Наука.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГЕТЕРОФАЗНОЙ СТРУИ В ВЫСОКОСКОРОСТНОМ ГАЗОПЛАМЕННОМ (HVOF) НАПЫЛЕНИИ

Вопнерук А.А.

Уральский Государственный Технический Университет - УПИ им. первого президента России Б.Н. Ельцина, , Екатеринбург, Россия
E-mail: vopneruk.a.a@mail.ru

Увеличение срока службы быстроизнашиваемых деталей возможно, как правило, за счет увеличения способности их рабочих поверхностей сопротивляться разрушению в конкретных условиях работы. Одним из эффективных решений этой задачи является упрочнение поверхности деталей износостойкими покрытиями. В результате обеспечивается повышение долговечности деталей, сочетающееся с экономией легирующих элементов, удешевлением изделий, возможность их многократного использования.

Одним из способов нанесения покрытий, получившие широкое применение, является газотермическое напыление. В настоящее время применение метода высокоскоростного газопламенного (HVOF) напыления (рис.1.) позволяет получать на изделиях разнообразных форм и размеров сравнительно толстые покрытия с необходимыми эксплуатационными свойствами.

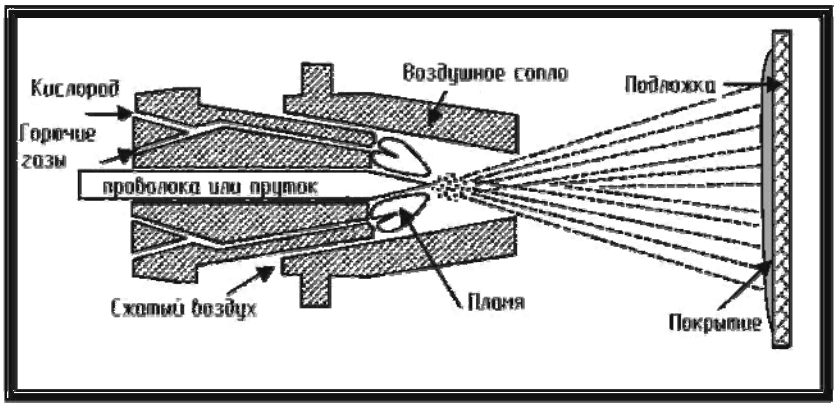


Рис. 1. Поперечный разрез проволочного или пруткового пистолета-распылителя для высокоскоростного газопламенного (HVOF) напыления

Несмотря на то, что напыление является сложным, многофакторным процессом, решить задачу оптимизации параметров напыления, можно используя современные ме-

тоды компьютерного моделирования, что позволяет значительно минимизировать временные и материальные затраты. В нашем случае была создана одномерная математическая модель процесса нагрева и ускорения частиц в струе. Разработанная модель была реализована в виде расчета в математическом пакете MathCAD. Полученные результаты показали удовлетворительное совпадение экспериментальных и расчетных данных.

Применение разработанной математической модели позволило в кротчайшие сроки произвести оптимизацию параметров напыления и решить ряд сложных задач по реновации деталей машин, работающих в условиях абразивного износа.

Литература

1. Нанесение неорганических покрытий (теория, технология, оборудование): Учеб. пособие для студентов вузов/ Г.В. Бобров, А.А. Ильин. – М.: Интермет Инжиниринг , 2004. – 624 с.: ил.

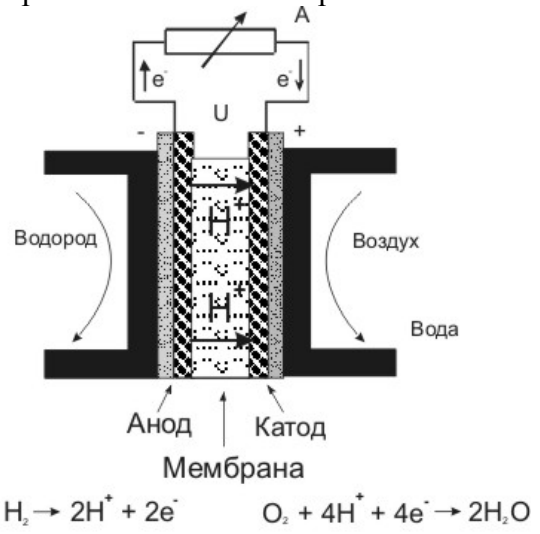
2. Л.Х. Балдаев Реновация и упрочнение деталей машин методами газотермического напыления. – М.: Издательство «КХТ». – 2004. 134 с.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТОПЛИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ С ПБИ-МЕМБРАНОЙ

***Гаврилов А.А., Чертович А.В.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
e-mail:gavrilov@polly.phys.msu.ru

Из-за своей высокой энергетической эффективности, экологичности и низкого уровня шума, топливные элементы в будущем могут стать основными энергопреобразующими устройствами. Хотя существует много видов ТЭ, именно полимер-электролитные привлекают наибольшее внимание, как наиболее удобные и безопасные в работе источники энергии.



В полимер-электролитных ТЭ водород и кислород электрохимическим образом объединяются с образованием воды, электрической энергии и небольшого количества тепла. Существует несколько способов повысить эффективность полимер-электролитных ТЭ, но в первую очередь это повышение темепартуры. Помимо ускорения процессов на аноде и катоде, это позволяет использовать менее чистый водород, т.к. платиновый каатлизатор отравляется в меньшей степени, что может существенно упростить конструкцию готовой установки и требования к входным газам. Однако, в классических МЭБ нет возможности существенно повысить температуру: протонная проводимость перфторированной мембраны становится недостаточной при повышении уже до 90С. Решением может служить замена перфторированной мембраны на мембрану из ПБИ-содержащего полимера, допированного фосфорной кислотой, что позволяет поднять рабочую температуру до 160-200С. Посредством моделирования, базирующегося на физических моделях, развитых из результатов экспериментов, можно

*** Работа отмечена жюри как имеющая инновационный потенциал.

понять процессы, происходящие в топливных элементах и предсказать поведение системы в нестандартных условиях.

Предложенная модель принадлежит к классу квази-2D моделей. Модель предполагается изотермической, с идеально увлажненной мембраной. Катодная реакция описывается уравнением Тафеля, учитываются транспортные потери в ГДС. Учитываются омические потери во всей толще мембранно-электродного блока. Также учитываются потери, связанные с конечной кислородной стехиометрией.

Целью данной работы является получение адекватной математической модели топливного элемента, с целью выявления оптимальных режимов работы, а также возможность получения характеристик мембранно-электродного блока фиттированием ВАХ с целью уменьшения количества экспериментов, необходимых для описания данного топливного элемента.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОТЫ ЭЛЕКТРОВОЗА ПЕРЕМЕННОГО ТОКА С ЦЕЛЬЮ РАЗРАБОТКИ ОПТИМАЛЬНОГО АЛГОРИТМА УПРАВЛЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯМИ

Газизов Ю.В.

Иркутский государственный университет путей сообщения,Иркутск, Россия, E-mail: GazizovRgd@bk.ru

Использование тиристоров в полупроводниковых выпрямителях электровозов ВЛ80Р, ВЛ85, ВЛ65, ЭП1, ВЛ80ТК, ЭП1М и 2ЭС5К («Ермак») дало возможность создать бесконтактные многозонные силовые схемы, позволяющие плавно регулировать в пределах зоны напряжение на тяговых двигателях. Однако применение тиристоров вызвало значительное искажение напряжения в контактной сети по сравнению со схемами выпрямления, построенными на полупроводниковых диодах.

На современных электровозах, для преобразования напряжения применяются выпрямительно-инверторные преобразователи (ВИП). Существуют 4 зоны регулирования напряжения, в зависимости от работающих плеч тиристоров и обмоток трансформатора. В процессе переключения плеч ВИП (при переходе с одной полярности напряжения на другую), вследствие наличия в силовых цепях электровоза индуктивных элементов, запасенная в них энергия не может измениться мгновенно (первый закон коммутации), что приводит к возникновению послекоммутационных колебаний. И в связи с этим процесс регулирования работы ВИП, несет в себе огромное влияние на работу всех силовых цепей электровоза, работу других электровозов, работу смежных с железнодорожной линией систем связи и, по сути, является первопричиной большинства отказов электрического и электронного оборудования электровозов.

По данным ОАО «РЖД» ущерб от невыполнения требований ГОСТ 13109-97 только по двум показателям качества электроэнергии может ежегодно составлять порядка 1,2-1,4 млрд. рублей по сети железных дорог. Это определяет актуальность и экономическую значимость данной проблемы.

Для исследования причины искажения напряжения в тяговой сети с помощью пакета схемотехнического моделирования OrCAD 9.2 реализован комплекс математических моделей для исследования электромагнитных процессов в контактной сети и электровозе, для определения показателей качества электроэнергии при работе электровозов переменного тока, а также для разработки оптимального алгоритма управления ВИП. Смоделирована работа электровоза ВЛ85. Структурная схема модели представлена на рисунке 1. Электровоз в модели рассмотрен как комплексная система, состоящая из нескольких подсистем,

взаимодействующих между собой. Такими подсистемами являются электрическая часть, система управления электровоза и контактная сеть.

Для снижения амплитуды высших гармоник и частоты послекоммутационных колебаний предлагается следующие мероприятия. В первом случае применение разрядного диода, который включается параллельно работающих тяговых электрических двигателей и несет в себе функцию гашения запасенной индуктивными элементами энергии. Во втором случае применение разнофазного управления (РФУ) ВИП по секциям, с чередованием отклонения угла импульса управления, с адаптивной системой разноса угла управления ВИП по секциям.

Работа электровоза в типовом и предлагаемом режиме была смоделирована при помощи программы схемотехнического моделирования OrCad 9.2. Анализируя данным образом работу электровоза, на четвертой зоне регулирования, в наиболее тяжелом режиме, получена диаграмма напряжения контактной сети (Рис 2).

При использовании предлагаемых алгоритмов существенно улучшаются характеристики напряжения в контактной сети (Рис 3).

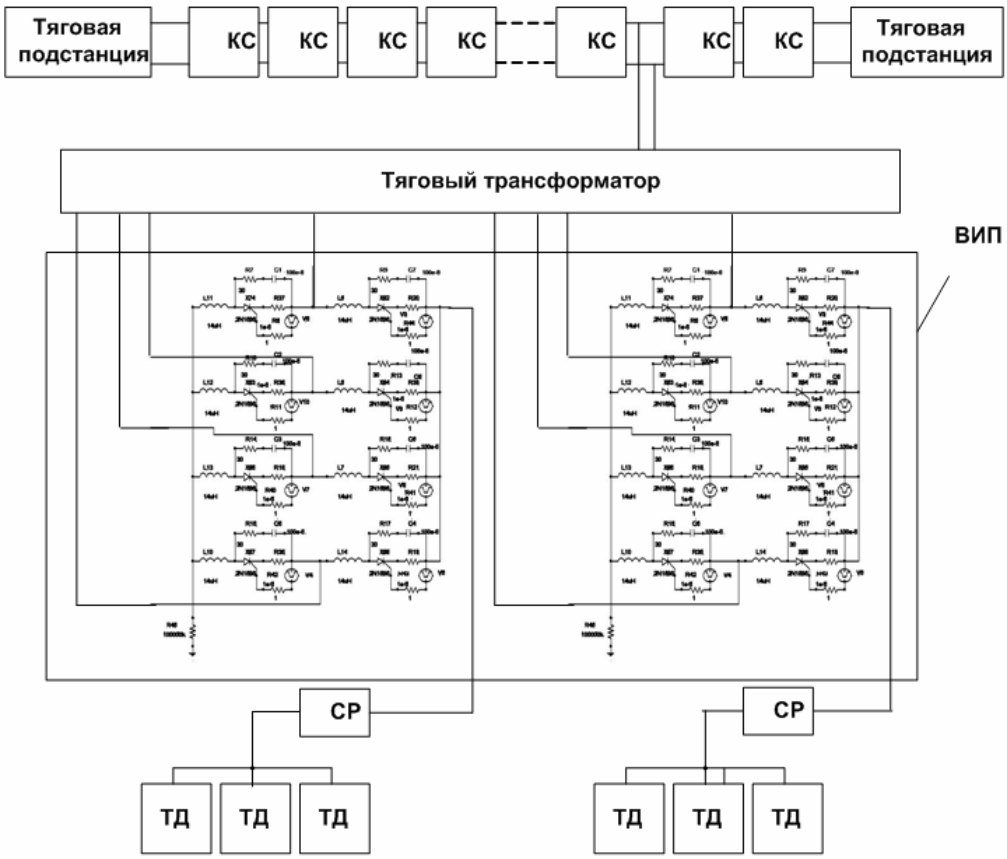


Рис 1. Структурная схема модели «Тяговая подстанция – контактная сеть – электровоз»

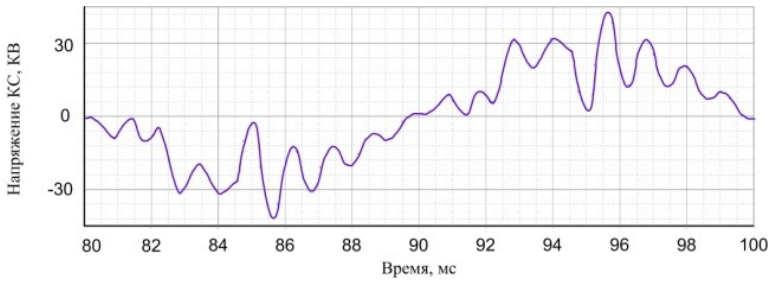


Рис 2. Диаграмма напряжения в контактной сети, при часовом режиме работы ТЭД на четвертой зоне регулирования напряжения

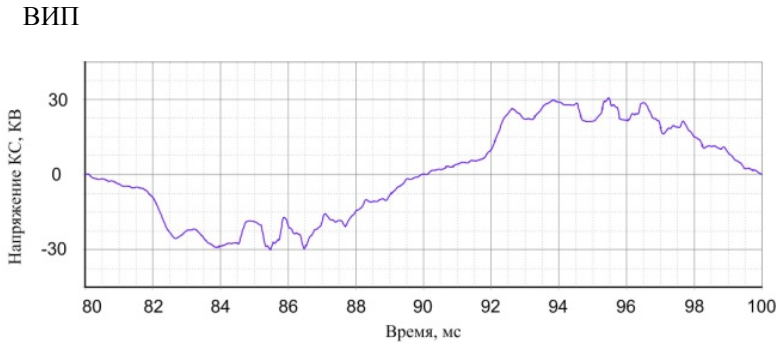


Рис 3. Диаграмма напряжения в контактной сети при использовании предлагаемых алгоритмов работы ВИП

Использование новых алгоритмов управления, разработанных теоретически и опробованных на модели, позволит существенным образом улучшить характеристики напряжений в контактной сети, а, следовательно, снизить негативное влияние на работу самого электровоза, других электровозов, работающих на данной фидерной зоне, работу всех смежных с железнодорожной линией передающих и управляющих устройств.

УЛУЧШЕНИЕ КАЧЕСТВА РЕЧЕВЫХ СИГНАЛОВ

Герасимов Н.Б.

Ярославский государственный университет имени П.Г. Демидова,
Ярославль, Россия, E–mail: nikolay.gerasimov@piclab.ru

До последнего времени в цифровой обработке сигналов в основном использовались методы линейной фильтрации, что связано с наличием подходящего математического аппарата, простотой интерпретации и расчета линейных фильтров. Эти методы стали уже классическими и активно используются в системах связи, радио- и гидролокации, для анализа и синтеза речи, в системах обработки изображений, компьютерной томографии и др. В последнее время медианные фильтры на ранговой статистике [1], популярные при обработке изображений, находят все более широкое применение при обработке звуковых сигналов. Особенно эффективным медианный фильтр оказывается при восстановлении звуковых сигналов, искаженных импульсным шумом.

Причиной появления импульсов в одномерных сигналах могут быть как внешние импульсные электромагнитные помехи, так и наводки, сбои и помехи в работе самих систем генерации и передачи звукового сигнала. В данной работе сравнительный анализ эффективности использования медианных и линейных фильтров для удаления импульсного шума с фиксированными и случайными значениями импульсов из речевых сигналов, используя оценку качества восстановленного сигнала на основе критерия PESQ [2]. В качестве тестовых последовательностей были выбраны эталонные речевые файлов в формате WAV с речью на английском языке. Частота дискретизации берется равной 8 кГц, число бит на отчет - равным 16.

Для обработки файлов используются одномерные медианные фильтры размером 3*1, 5*1, 7*1, 9*1 и одномерные взвешенные медианные фильтры тех же размеров. На рис. 1 представлены результаты восстановления речевого сигнала, искаженного импульсным шумом для разных степеней зашумления. Результаты исследований свидетельствует о превосходстве взвешенных медианных фильтров над линейными методами и классическим медианным фильтром. Кроме того, определены оптимальные параметры взвешенного медианного фильтра для тестовых речевых сигналов.

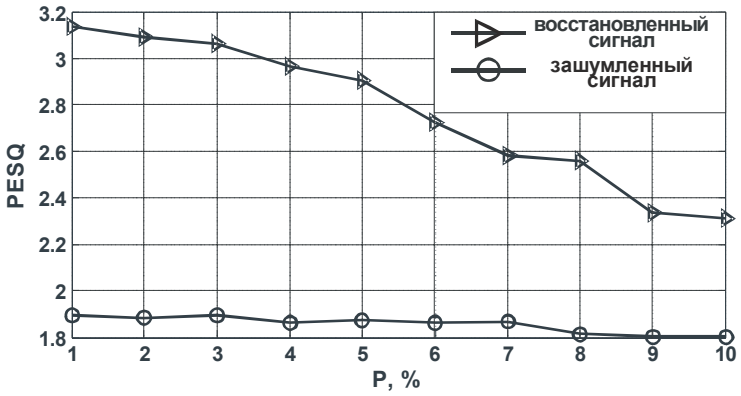


Рис.1. Зависимость критерия PESQ от плотности импульсного шума для зашумленных и обработанных взвешенным медианным фильтром тестовых звуковых сигналов

Литература

1. Апальков И.В., Хрящев В.В. Удаление шума из изображений на основе нелинейных алгоритмов с использованием ранговой статистики // Тр. 17-й Межд. конф. по компьютерной графике, машинному зрению, обработке изображений и видео GraphiCon'2007. Москва, 2007. С. 20.1-20.4.

2. Yli-Harja O., Astola J., Neuvo Y. Analysis of the properties of median and weighted median filters using threshold logic and stack filter representation // IEEE Trans. on Signal Processing, 39(2). 1991. P. 395-410.

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ ПОРИСТОЙ СРЕДЫ ПО ЕЕ СТРУКТУРНОЙ МОДЕЛИ

**, ***Гришин П.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: gripavel@rambler.ru

Пористые среды широко распространены в природе и играют значительную роль в процессах, связанных с деятельностью человека, например, с добычей полезных ископаемых, возведением инженерных сооружений, и многим другим. Исследуя физические свойства пористых сред можно проводить оценку нефтезапасов, предсказывать возможность ряда техногенных катастроф и так далее. Нами были рассмотрены пористые среды на примере пористых горных пород. В качестве основных параметров были выбраны пористость и удельная поверхность пор.

Нами были разработаны алгоритмы оценки пористости и удельной поверхности на основе построения и анализа структурной модели широкого класса пористых сред. Для решения этой задачи был проведен анализ изображений сечений образцов горной породы, полученных с помощью оптического микроскопа, растрового электронного микроскопа и рентгеновского томографа. Для выделения структурных элементов на этих изображениях использован морфологический метод. Получены методы оценки однородности и изотропности пористых сред на основе анализа изображений сечений. Нами были разработаны методы анализа геометрии структурных элементов в изображениях двумерных сечений образца и созданы две вероятностные модели восстановления

** Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

*** Работа отмечена жюри как имеющая инновационный потенциал.

трехмерной геометрии, оценки пористости и удельной поверхности. Выбраны и обоснованы критерии «геометрической похожести» пористых сред и на базе этих критериев разработан набор алгоритмов генерации широкого класса искусственных пористых сред, тождественных по некоторому набору параметров соответствующим естественным средам. С помощью этих алгоритмов создан набор искусственных сред с различными параметрами.

Для проверки вышеуказанных алгоритмов построена экспериментальная компьютерная структурная модель образца горной породы на основе изображений, полученных методом рентгеновской томографии. Для реализации этой визуализируемой динамической компьютерной модели разработан широкий набор алгоритмов анализа пористых сред, а также гибкие алгоритмы генерации искусственных пористых сред. Для реализации этих алгоритмов нами был создан программный комплекс.

Автор выражает признательность доценту Грачеву Е.А. за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. Ромм Е.С. (1985) Структурные модели порового пространства горных пород. М.:Недра.
2. Осипов В.И., Соколов В.Н., Румянцева Н.А. (1989) Микроструктура глинистых пород. М.:Недра.
3. Sertug Sogutlu, Bahattin Koc (2004) Stochastic Modeling of Tissue Engineering Scaffolds with Varying Porosity Levels. Buffalo-State University of New York.
4. Pyt'ev Yu.P., Chulichkov A.I., Zadorozhny S.S. (2000) Morphological Methods in Automatic Recognition of Cars'License Plates from Their Video-Images. Pattern Recognition and Image Analysis, Vol. 10, No 2, 2000, pp. 288-292.
5. Uleberg K. and Kleppe J. Dual Porosity, Dual Permeability Formulation for Fractured Reservoir Simulation (1996). Norwegian University of Science and Technology, Trondheim, Stavanger.

НЕКОТОРЫЕ ЗАДАЧИ НОРМАЛИЗАЦИИ ИЗОБРАЖЕНИЙ РУКОПИСНЫХ НАДПИСЕЙ

Демин Д.С.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: dmitryy.demin@gmail.com

При создании классификаторов рукописных текстов возникает проблема нормализации изображений - преобразования изображения текста к некоторому стандартному виду. В работе решаются следующие две задачи, связанные с проблемой нормализации: задача оценивания среднего угла наклона и задача оценивания поля локальных деформаций области зрения для изображений рукописных надписей.

При оценке среднего угла наклона изображения анализ осуществляется на основе понятия формы [1] изображения как линейного подпространства V_α пространства L^2 всех изображений, состоящего из линейных комбинаций изображений вида $\chi_i(\cdot):\chi_i(x)=\begin{cases}1, x\in A_i\\ 0, x\notin A_i\end{cases}$, где A_i-область поля зрения X, имеющая геометрическую форму сильно вытянутого прямоугольника с углом наклона α к вертикальному направлению и отстоящая от начала строки на расстояние z_i, $i=1,...,W$. В работе по результату ξ регистрации изображения рукописного текста, искаженного аддитивной гауссовой помехой, построены оценки максимального правдоподобия параметра α формы изо-

бражения, которая сводится к задаче минимизации функционала $\|\xi - P_\alpha \xi\|^2 \to \inf_\alpha$, где P_α - оператор ортогонального проецирования в L^2 на V_α.

Перейдем ко второй задаче. Для анализа предъявляется изображение $f(\cdot): X \to R^1$, $f(x) = g(u(x)) + \nu(x)$, $x \in X$, отличающееся от эталонного изображения $g(\cdot)$ локальными деформациями поля зрения X и аддитивной погрешностью $\nu(\cdot)$. Здесь $u(\cdot): X \to X$ - неизвестное поле локальных деформаций области X. По результатам наблюдения изображений $f(\cdot)$ и $g(\cdot)$ оценивается поле $u(\cdot)$ методом эластичного совмещения [2], а также путем минимаксного оценивания гарантированной надежности. Метод эластичного совмещения основан на минимизации функционала потенциальной энергии $\pi[u(\cdot)] = D[u(\cdot)] + \lambda J[u(\cdot)]$ путем выбора $u(\cdot)$, где $D[u(\cdot)]$ - функционал, описывающий близость деформированного и эталонного изображения, $J[u(\cdot)]$ - функционал, описывающий энергию упругих деформаций поля зрения. При минимаксном оценивании распределение случайной погрешности $\nu(\cdot)$ считается известным, строится случайное множество S минимального размера, оценивающее поле u с заданной надежностью [3] и строится оценка $\hat{u}$ поля u, минимизирующая максимальную погрешность: $h(\hat{u}) = \min_{\tilde{u}} \max_{u \in S} \|u - \tilde{u}\|$. В работе приводится сравнение результатов эластичного совмещения и минимаксного оценивания гарантированной надежности на изображениях рукописных надписей.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант 08-07-00120-а.

Автор выражает признательность д.ф.-м.н. проф. Чуличкову А.И. за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. Пытьев Ю.П. Задачи морфологического анализа изображений. - В сб.: Математические методы исследования природных ресурсов Земли из космоса. М.: Наука. 1984.

2. Bernd Fisher, Jan Modersitzki FLIRT: A Flexible Image Registration Toolbox.

3. Пытьев Ю.П. Методы математического моделирования измерительно-вычислительных систем // М.: Физматлит, 2002. - 384с.

ПАРАЛЛЕЛЬНЫЙ АЛГОРИТМ С ПЕРЕМЕННЫМ ШАГОМ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ФИЛАМЕНТАЦИИ МОЩНОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА НА ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОМ КЛАСТЕРЕ

Дергачев А.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: dergachev88@yandex.ru

При распространении мощных фемтосекундных лазерных импульсов в прозрачных изотропных средах, например, в атмосфере, совместное проявление самофокусировки за счет керровской нелинейности и дефокусировки в самонаведенной лазерной плазме может приводить к образованию филаментов – нитевидных структур с относительно высокой концентрацией энергии, вытянутых по направлению распространения импульса [1].

Характерная особенность этого явления – большой диапазон пространственных масштабов, в котором развивается филаментация. Поперечный размер импульса на вы-

ходе лазерной системы – более 1 см, а размер филамента – менее 100 мкм. С учетом того, что при численном моделировании процесса филаментации размер расчетной сетки должен на порядок превышать размер пучка, а шаг сетки быть на порядок меньше размера филамента, количество узлов сетки только в поперечном сечении импульса может достигать величины порядка 10^8. Это требует применения мощных вычислительных комплексов и алгоритмов параллельных вычислений.

Данная работа посвящена развитию предложенных в [2, 3] двух алгоритмов распараллеливания вычислений для моделирования процесса филаментации. Показано, что в случае среды без дисперсии алгоритм с пространственным разбиением позволяет организовать кольцевую расчетную схему и требует существенно меньшего числа операций обмена данными, чем алгоритм с разбиением по бегущему времени. В работе предложено дополнительное распараллеливание по одной пространственной переменной – декартовой координате в поперечном сечении, что позволило существенно увеличить максимальное число процессов, на которых запускается программа, и тем самым сократить расчетное время. Параллелизм реализован на базе технологии MPI, предназначенной для вычислительных систем с разделенной памятью.

Расчеты выполнены на вычислительном кластере СКИФ МГУ «Чебышёв»

Литература

1. Кандидов В.П., Шленов С.А., Косарева О.Г. (2009) Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения. // Квантовая электроника, т. 39, № 3, с. 204-227.

2. Безбородов А.Е., Шленов С.А. (2006) Формирование плазменных каналов при многофиламентации лазерного импульса в турбулентной атмосфере // Известия РАН. Серия физическая, 2006, том 70, № 9, с. 1246-1250.

3. Shlenov S., Bezborodov A., Smirnov A. (2006) Parallel Algorithm for Filamentation of High-Power Super-Short Laser Pulses / Proc. Int. Conf. on Parallel and Distributed Processing Techniques and Applications (PDPTA'06, Las Vegas, Nevada, USA, June 26-29, 2006), v. 1, p. 286-291.

ЭЛЕКТРОВИХРЕВЫЕ ТЕЧЕНИЯ В СТАЛЕПЛАВИЛЬНЫХ ПЕЧАХ

Казак О.В.

Донецкий Национальный Университет, Донецк, Украина
E–mail: olegkazak@yandex.ru

Для выплавки метала широкое распространение получили электрические печи, работающие на постоянном токе. Примерная схема такой печи с двумя электродами приведена на рис. 1, где 1 – огнеупорная футеровка, 2 - жидкий металл, 3 – электроды, $\vec{j}$ и $\vec{B}$ - линии плотности тока и магнитной индукции. Вихревое течение жидкости возникает при подводе электрического тока к проводящей жидкости в отсутствии внешних магнитных полей при пространственной неоднородности электрического тока.

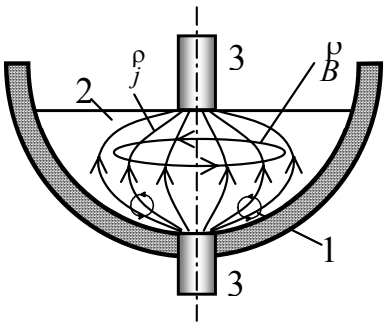


Рис. 1

Построена математическая модель электрической печи для выплавки стали, основанная на общепринятых уравнениях магнитной гидродинамики. Предложенная модель не имеет аналитического решения и решалась численно методом конечных элементов при помощи пакета ANSYS. Рассматриваемая задача относится к категории сопряженных, поэтому ее решение с помощью прикладного пакета ANSYS следует выполнять поэтапно:

1-й этап – моделирование электромагнитных полей;

2-й этап – моделирование электровихревых течений;

3-й этап – моделирование электровихревых течений с учетом теплообмена и конвекции.

Рассмотрена модель в осесимметричной постановке электрической печи, на которой отработаны методы расчета электромагнитных полей при помощи пакета ANSYS. Расчеты проводились с использованием различных видов анализа на различных сетках. Исследовано влияние граничных условий на границах расчетной области на параметры в центральной зоне. Выяснено существенное влияние на результаты расчетов размеров расчетной сетки и формы конечных элементов. Проведены расчеты для трехмерной модельной постановки, а так же для реальной электрометаллургической печи.

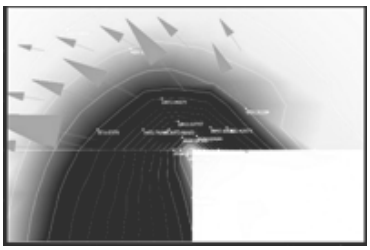


Рис. 2

Результаты расчетов в ANSYS сравнивались с расчетами в FEMLAB и экспериментальными данными. На рис. 2 приведено векторное и контурное поле силы Лоренца около подового электрода (анода). Результаты расчетов подтверждают факт, что сила Лоренца в таких печах является определяющей при возникновении электровихревого течения. Хорошее совпадение расчетов разными методами и пакетами говорит о надежности методов и достоверности результатов.

Автор выражает признательность профессору, д.т.н. Семко А.Н. за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. Бояревич В.В., Фрейберг Я.Ж., Шилова Е.И., Щербинин Э.В. Электровихревые течения / Под ред. Щербинина Э.В. – Рига: Зинатие, 1985. – 315 с.
2. Повх И.Л., Капуста А.Б., Чекин Б.В. Магнитная гидродинамика в металлургии. – М.: Металлургия, 1974. – 240 с.
3. Левич В.Г. Курс теоретической физики: В 2 т. Т. 1 / В.Г. Левич . – М.: Наука, 1969 г.,912 с.
4. Release 11.0 Documentation for ANSYS

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПОЛУЧЕНИЯ УЛЬТРАМЕЛКОЗЕРНИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ ДИНАМИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Коробенков М.В., **Козулин А.А.**

Томский государственный университет, Томск, Россия
E–mail: maxik_tomsk@mail.ru

Для получения металлов и сплавов с объемной ультрамелкозернистой структурой широко применяются методы интенсивной пластической деформации (ИПД). Актуальной задачей, связанной с совершенствованием технологий, реализующих методы ИПД, является изучение процессов формирования ультрамелкозернистой структуры в объеме материалов методами компьютерного моделирования. Создание алгоритма численного моделирования процессов деформации и построение адекватной математической модели, описывающей все тонкости появления ультрамелкого зерна в материале заготовки, является основой для исследования многих не до конца объясненных физических процессов, происходящих при ИПД.

Целью данной работы является разработка модели, описывающей процессы деформации и эволюции структуры металлических образцов, при использовании моди-

фицированного динамического метода равноканального углового прессования (РКУП). В рассматриваемом методе цилиндрический металлический стержень влетает в канал со скоростью в несколько сотен метров в секунду и претерпевает деформацию под действием инерционных сил.

Для изучения закономерностей эволюции напряженно-деформированного состояния материала при движении стержня через канал проводилось численное моделирование методом частиц с применением программного комплекса ANSYS Workbench 11/ AUTODYN. Для описания пластического течения в образце использована микродинамическая модель, учитывающая особенности деформационного упрочнения и чувствительность напряжения течения в широком диапазоне скоростей деформации, а также разупрочнения в результате динамической рекристаллизации и температурного разупрочнения. Изменение размеров зерна в зависимости от накопленной плотности дислокаций, степени пластической деформации и температуры оценивалось с помощью феноменологических соотношений. На практике материал каналов выбирается намного жестче материала образца, поэтому при построении физико-математической модели деформациями каналов и, соответственно, возникающими в них напряжениями пренебрегаем.

Показано, что при прохождении стержня через канал в объеме материала формируется неоднородное распределение неупругих деформаций. Результаты моделирования согласуются с имеющимися экспериментальными данными. Показано, что разработанная вычислительная модель позволяет исследовать закономерности развития пластических деформаций, эволюции зерна при интенсивной пластической деформации при динамическом нагружении.

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта АВЦП ФАО РФ Рег. № 5993.

Автор выражает признательность профессору, д.ф.-м.н. Скрипняку В.А. за помощь в подготовке тезисов.

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ СВЯЗАННОЙ ВОДЫ НА ТЕРАГЕРЦОВЫЕ СПЕКТРЫ ПОГЛОЩЕНИЯ И ПРЕЛОМЛЕНИЯ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ

Кулешов Е.А.

Физический институт академии наук, Москва, Россия
E–mail: evgeniy_kuleshov@mail.ru

Терагерцовая спектроскопия водных растворов интересна ввиду пикосекундного времени релаксации водородных связей в воде, и, одновременно с этим, очень сложна из-за большого поглощения жидкой воды (порядка 10^2 $см^{-1}$). В настоящей работе указанная трудность преодолена с помощью эффекта полного внутреннего отражения, реализуя его с помощью заведения терагерцового излучения внутрь кремниевой призмы. В работе рассматривался раствор арабинозы, однако по предложенной методике можно оценить влияние связанных молекул воды с любым соединением, что интересно при анализе функционирования белков в естественной среде.

Влияние связанной с арабинозой воды оценивалось посредством экстраполяций концентрационных зависимостей коэффициента поглощения и показателя преломления до предполагаемых модельно значений концентрации. Раствор представлялся в виде суммы невзаимодействующих компонент свободной воды и молекул арабинозы в сольватной оболочке. Чтобы определить размер этой оболочки – число связанных молекул воды, необходимо экстраполировать концентрационные зависимости до концентраций молекул арабинозы, при которых исчезает свободные молекулы воды. Ясно, что приго-

товить такой раствор невозможно, поэтому построение модели необходимо. В работе предполагалось отсутствие взаимодействия между связанной водой и арабинозой. Таким образом, для каждой частоты спектра поглощения возникало ограничительное условие, выражаемое для всего спектра функционалом X(C).

$$\mathrm{X}(C) = \sum_{\omega} \left[\frac{\dfrac{\alpha(\omega)}{C} - \left[\dfrac{C_{воды}(C)}{C} \cdot \varepsilon_{воды}(\omega) + \varepsilon \right]}{\dfrac{\Delta\alpha(\omega)}{C}} \right]^2$$

здесь C – концентрация арабинозы, α(ω) и Δα(ω) суть коэффициент поглощения раствора, (вычисленный как экстраполяция линейной концентрационной зависимости коэффициента поглощения для каждой частоты до оптимальной концентрации) состоящего только из квазимолекул сорбента и погрешность его определения, $\varepsilon_{воды}$ – коэффициент экстинкции воды. Оптимальное значение концентрации арабинозы 5,37 моль/л, а число связанных молекул воды составляет 5,2±0,5. Аналогичные построения для показателя преломления дают число связанных молекул воды 3,65±0,7.

Большие различия внутри спектроскопического расчета между подходом через поглощение и через преломление говорит об отличии свойств связанной воды от свойств свободной. На основании настоящей работы можно сделать вывод о более низком преломлении (≈75%) и более высоком поглощении связанной воды (≈105%).

Литература

1. M. Nagai, H. Yada, T. Arikawa, K. Tanaka ” Terahertz time-domain attenuated total reflection spectroscopy in water and biological solution” // International Journal of Infrared and Millimeter Waves, Vol. 27, 2006 No. 4 p. 505.

2. J. Xu, K.W. Plaxco, S. J. Allen “Probing the collective vibrational dynamics of a protein in liquid water by terahertz absorption spectroscopy”// protein Science Vol. 15, 2006, pp.1175-1181

3. М.М. Назаров, А.П. Шкуринов, Е.А. Кулешов, В.В. Тучин, "Терагерцовая импульсная спектроскопия биологических тканей", Квант. электроника, 2008, 38 (7), 647-654.)

4. U. Heugen etc “Solute-induced retardation of water dynamics probed directly by terahertz spectroscopy”// PNAS Vol.103, 2006, 12301-12306

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОСЦИЛЛЯЦИОННОГО РЕЖИМА РЕАКЦИИ ОКИСЛЕНИЯ МЕТАНА С УЧЕТОМ ГЕТЕРОГЕННЫХ РАДИКАЛЬНЫХ СТАДИЙ

[**]Малхасян В.Р.

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения
E-mail: vahmalk@yahoo.com

Исследованы осцилляционные режимы окисления метана в проточных условиях. На основании схемы окисления метана [1], выделена краткая модель цепного радикального процесса.

$CH_3 + O_2 \rightarrow CH_3O_2$	1.	$CH_3O_2 + CH_2O \rightarrow CH_3OOH + HCO$	6.
$CH_3O_2 \rightarrow CH_3 + O_2$	1’.	$CH_3O + CH_4 \rightarrow CH_3OH + CH_3$	7.
$CH_3O_2 + CH_4 \rightarrow CH_3OOH + CH_3$	2.	$CH_2O + M \rightarrow$ продукт	8.
$CH_3OOH \xrightarrow{s} OH + CH_3O$	3.	$CH_3O_2 \xrightarrow{s}$ гибель	9.

[**] Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

$OH + CH_4 \rightarrow CH_3 + H_2O$	4.	$H \rightarrow$ продукт	10.
$CH_3O \rightarrow CH_2O + H$	5.	$HCO \rightarrow HO_2 \rightarrow$ гибель	11.
$CH_3O + O_2 \rightarrow CH_2O + HO_2$	5a.		

где s – поверхность реактора, M – частица.

Осцилляционный режим реакции возможен при наличии отрицательной обратной связи. Эту роль в схеме выполняет стадия 6, поскольку радикал HCO быстро переходит в менее активный радикал HO_2.

Изучена роль гетерогенных радикальных стадий 6 и 9 в возбуждении концентрационных колебаний. Гибель пероксидных радикалов рассматривается с учетом заполнения поверхности и ее скорость представляется в форме, характерной для гетерогенных процессов:

$$W_9 = \frac{A[CH_3O_2]}{(1+\alpha[CH_3O_2])} \quad , \qquad \text{где A и } \alpha - \text{параметры.}$$

Система дифференциальных уравнений для изменения концентрации продуктов решалась в квазистационарном приближении для концентрации радикалов OH, CH_3O, CH_3 на начальной стадии реакции, когда пренебрегается расходованием метана и кислорода.

$[CH_4]_0 = 4.7\times10^{17}$ молек./см^3, $[O_2]_0 = 2.3\times10^{17}$ молек./см^3, $T = 825K$, $K_2 = 350\ \text{с}^{-1}$.

Величины констант скорости гетерогенных радикальных стадий были в рамках допустимых значений [1].

В результате система сводится к двум уравнениям:

$$\frac{dX}{dt} = K_2'X - k_6'XY - AX/(1+\alpha X) \qquad (1)$$

$$\frac{dY}{dt} = K_2'X - k_6'XY - K_8Y \qquad (2)$$

где $[CH_3O_2] = X$; $[CH_3O] = Y$; $K_2 = k_2[CH_4]$; $K_2' = mK_2$; $k_6' = k_6(1-m)$;

$$m = \frac{k_3[CH_3OOH]}{(K_2 + k_6[CH_2O])[CH_3O_2]} \quad ; \qquad 0 < m < 1.$$

Для выяснения возможности колебательного режима в системе использовался математический аппарат, предложенный в [2] и развитый в [3]. Наличие колебательного режима определяется существованием особой точки типа фокуса.

Анализ особых точек уравнений (1) и (2) показал, что в зависимости от величин констант скорости гетерогенных стадий и значений параметров в случае устойчивого фокуса имеют место затухающие колебания, а концентрационные автоколебания – при наличии неустойчивого фокуса, когда наблюдается предельный цикл. В качестве примера на рис.1 приведены фазовый портрет системы и изменения концентраций радикалов CH_3O_2 и формальдегида в зависимости от времени (с).

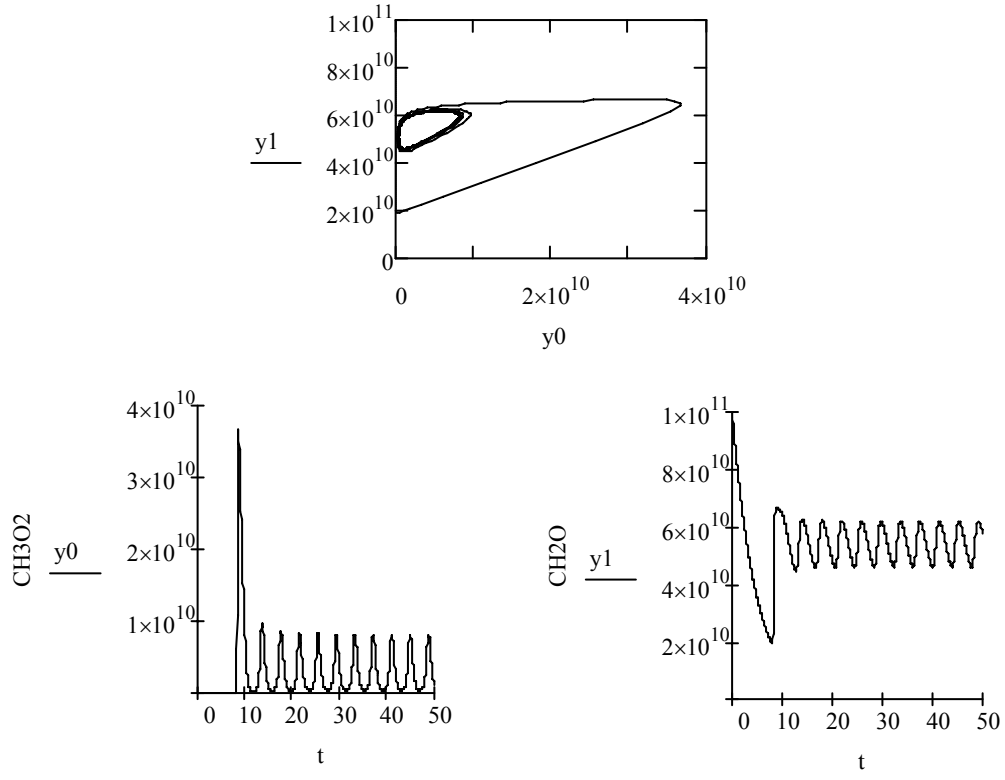


Рис 1. Фазовый портрет системы и изменения концентраций радикалов CH_3O_2 и CH_2O в зависимости от времени. $K_2' = 26.25\,\text{с}^{-1}$; $k_6' = 3.88\times10^{-10}\,\text{см}^3\text{молек.}^{-1}\text{с}^{-1}$; $K_8 = 0.207\,\text{с}^{-1}$; $A = 6.9\,\text{с}^{-1}$; $\alpha = 1.5\times10^{-10}\,\text{см}^3\,\text{част}^{-1}$; $m = 0.075$.

На основании полученных результатов сделан вывод, что гетерогенные радикальные стадии влияют на характер динамического режима процесса.

Авторы выражают признательность профессору, д.ф-м.н. Пытьеву Ю.П. за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. Vardanyan I.A., Nalbandyan A.B. (1985) On the Mechanism of Thermal Oxidation of Methane // International Journal of Chemical Kinetics, v.17, p.901-924.

2. Франк-Каменецкий Д.А. (1967) Диффузия и теплопередача в химической кинетике // Москва, Наука.

3. Грей П., Скотт С. (1988) Колебания и бегущиеволны в химических истемах // Москва, Мир.

ВОССТАНОВЛЕНИЕ РЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТИ ПО ЕЁ ИЗОБРАЖЕНИЯМ

***Мошенцева А.В, Чекушин А.В.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E–mail: hip2@mail.ru

В данной работе была решена задача восстановления рельефа поверхности по её фотоизображениям. Подобные задачи встречаются повсеместно. В нашем случае – восстановление текстуры алюминиевого проката по его изображениям для определения брака уже на этапе изготовления.

*** Работа отмечена жюри как имеющая инновационный потенциал.

Для восстановления рельефа требуется знать отражающие свойства поверхности, её положение относительно камеры, её ориентацию в пространстве, расположение и вид источников, которыми она освещалась в момент фотографирования. В качестве модели отражательных свойств мы используем ламбертову модель. Лист алюминия имеет прямоугольную форму, а фотокамера располагается над ним. 4 фотоизображения получаются при последовательном освещении его с 4-х углов 4-мя точечными источниками. Ориентация поверхности задается нормалью к поверхности в каждой её точке. Систему координат мы выбираем так, чтобы ось z была направлена на изображение вдоль оптической оси фотокамеры и чтобы наиболее удаленные от камеры точки поверхности лежали в плоскости z = 0. Тогда нормаль определяется частными производными z_x, z_y в данной точке. При сделанном предположении о ламбертовости имеет место связь: $I(x,y) = \frac{\left(\vec{h}(x,y), \vec{h} - \vec{r}(x,y)\right)}{\left|\vec{h} - \vec{r}(x,y)\right|^3} I_0$, где $\vec{h}$(x,y) – нормаль к поверхности в точке (x,y), $\vec{r}$(x,y) – радиус-вектор данной точки поверхности, $\vec{h}$ - вектор из данной точки поверхности на источник освещения, I(x,y) – яркость соответствующей точки изображения, I_0 – интенсивность источника. Имея 4 изображения, а следовательно и 4 уравнения, вычисляем 3 координаты $\vec{h}$, а по ним – значения z_x, z_y. Используя их, методом наименьших квадратов находим координату z, которая и задает искомый рельеф поверхности. С другой стороны, т.к. мы имеем 4 уравнения для 3-х неизвестных, то система является переопределенной. Переопределенная система однородных уравнений (данную систему можно свести к однородной) имеет нетривиальное решение, только если её определитель равен нулю. Уравнение det = 0 является уравнением для определения z. Оно нелинейно, но его можно линеаризовать, используя разложение в ряд Тейлора. Эти 2 метода были реализованы на компьютере и показали хороший результат восстановления.

Практически все встречающиеся в природе поверхности не являются ламбертовыми. Но многие по своим оптическим свойствам близки к ламбертовым (их мы будем называть квазиламбертовыми). Нами поставлена и решена задача определения критерия применимости методов восстановления ламбертовых поверхностей к квазиламбертовым. Также разработан и реализован метод учёта дополнительной информации для восстановления квазиламбертовых поверхностей.

Литература

1. Horn, B.K.P. (1986) Robot Vision, MIT Press, Cambridge, MA & McGraw-Hill, New York, NY.
2. Калиткин Н.Н. (1978) Численные методы. М.: Наука.
3. Гершун А. А. (1958) Избр. труды по фотометрии и светотехнике, М.
4. Сапожников Р. А. (1967) Теоретическая фотометрия, 2 изд., Л.
5. Гуревич М. М. (1968) Введение в фотометрию, Л.
6. www.ixbt.com/soft/miss_ph.shtml (Mental ray 3.3 для 3ds max. Часть 3).

ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ РАНЖИРУЮЩЕГО ФИЛЬТРА ГЕНЕТИЧЕСКИМ АЛГОРИТМОМ

Никитин А.Е.

Ярославский государственный университет имени П.Г. Демидова, Ярославль, Россия, E–mail: nikitin@piclab.ru

Использование классических линейных и медианных фильтров для решения задач удаления импульсного шума из изображений приводит к нежелательному размытию контуров объектов. Для решения этой проблемы рядом авторов предлагается применение нелинейных цифровых фильтров, например, подхода на основе ранжирующей фильтрации [1].

Принцип действия ранжирующего фильтра основан на вычислении набора ранжированных разностей $d_k(n)$, $k=1,...,4$, которые несут в себе информацию о вероятности повреждения текущего пикселя. При этом решение о том, является ли текущий пиксель $x(n)$ поврежденным, принимается, используя ряд пороговых значений T_1, T_2, T_3, T_4, исходя из которого алгоритм считает $x(n)$ шумом, если выполняется хотя бы одно из следующих неравенств:

$$d_k(n) > T_k, \quad k=1,...,4.$$

Если текущий пиксель признается зашумленным, то далее его значение заменяется ранжированным средним:

$$m(n) = \frac{r_4(n) + r_5(n)}{2},$$

где $\mathrm{r}(n) = [r_1(n), r_2(n), ..., r_8(n)]$ – вектор, состоящий из пикселей, попавших в окно фильтра, центрированное на текущем пикселе $x(n)$.

Для определения оптимальных параметров ранжирующего фильтра T_1, T_2, T_3, T_4 в смысле критерия информационной точности (КИТ) [2] используется классический генетический алгоритм. Каждый параметр T_1, T_2, T_3, T_4 представляется геном в хромосоме, а под хромосомой понимается некоторый набор этих четырех параметров (генов). Каждый ген кодируется битовой строкой, однозначно определяющей значение параметра. Целевая функция, соответствующая конкретному набору значений параметров фильтра, определяется как усредненное значение КИТ для набора тестовых изображений, восстановленных данным фильтром.

Применение генетического алгоритма позволило подобрать оптимальные параметры ранжирующего фильтра. Анализ полученных данных показывает, что для параметров T_3, T_4 при плотностях шума от 0,2 до 0,6 оптимальные значения практически не меняются и составляют в среднем 18 и 42 соответственно. Похожее заключение можно сделать относительно параметра T_2, поскольку при степенях зашумления $\{0{,}3;\ 0{,}4;\ 0{,}6\}$ его значения также изменяются несущественно (около 230). Однако при других плотностях шума, в частности 0,5, значение параметра T_2 значительно отличается. Такие наблюдения позволяют утверждать, что в пространстве параметров существует несколько субоптимальных областей, которые в зависимости от плотности импульсного шума становятся то глобальным оптимумом, то локальным.

Литература

1. Апальков И.В., Хрящев В.В. Удаление шума из изображений на основе нелинейных алгоритмов с использованием ранговой статистики // Тр. 17-й Межд. конф. по компьютерной графике, машинному зрению, обработке изображений и видео GraphiCon’2007. Москва, 2007. С. 20.1-20.4.

2. Апальков И.В., Абдуллоев А.А. Сравнительный анализ эталонных алгоритмов оценки качества изображений // Доклады 10-й Межд. конф. «Цифровая обработка сигналов и ее применение». Москва, 2008. Т. 2. С. 463-466.

МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИОНОВ ТИТАНА С ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ЖЕЛЕЗНОЙ МИШЕНЬЮ

Панькин Н.А.

Мордовский государственный университет имени Н.П. Огарева, Саранск, Россия, E–mail: panjkinna@yandex.ru

Важными параметрами, характеризующими процесс модификации поверхности ионными потоками, являются коэффициенты распыления материала мишени и отражения падающих ионов. Знание их значений позволяет получить более точные представления о механизмах взаимодействия ионов с поверхностью твердого тела. При этом, в

большинстве случаев их экспериментальное определение для области малых энергий ионов (до нескольких сот эВ) крайне затруднительно. Разработанные на данный момент теории, также недостаточно хорошо описывают поведение коэффициентов распыления и отражения для ионов с энергией меньше 1 кэВ.

Целью настоящей работы являлось компьютерное моделирование, в рамках метода молекулярной динамики, бомбардировки поверхности железной поликристаллической мишени ионами титана с энергией 100-500 эВ при нормальном падении на мишень. Рассмотрен случай, когда поток бомбардирующих ионов был моноэнергетическим.

Мишень представляла собой прямоугольный блок из 800 атомов. Её температура составляла 300 К и задавалась через среднеквадратичные смещения атомов из положения равновесия. Поликристаллическое строение моделировалось поворотом рассматриваемой ячейки на случайно выбранный угол для каждого бомбардирующего её поверхность иона. Ион-атомное взаимодействие описывали с помощью потенциала Циглера-Бирзака-Литтмарка, а между атомами материала мишени - парной функцией Морзе. Неупругие потери энергии ионов при их пробеге в материале мишени не учитывались. Моделируемая мишень находится при температуре ниже точки Кюри для железа. Поэтому в потенциал взаимодействия добавлялось притяжение, вызванное параллельно направленными спинами. Полученные результаты усреднялись после рассмотрения порядка 50000 ионов. Углы рассеяния и распыления отсчитывались от нормали к поверхности мишени.

По мере увеличения энергии бомбардирующих ионов наблюдается рост коэффициента распыления. Одновременно с этим отмечается уменьшение доли ионов, отраженных от поверхности мишени. Это связано с тем, что ион имеет энергию в несколько раз превышающую энергию связи между атомами материала мишени (4.28 эВ), что позволяет ему (в результате упругих соударений) передать значительному числу атомов энергию, необходимую для разрыва связи с его ближайшим окружением на поверхности. Кроме того, по мере увеличения энергии бомбардирующих частиц, возрастает средняя глубина проникновения ионов от -0.2 (знак минус указывает на то, что ионы не проникали в глубь мишени) до 1 нм и она не превышает нескольких периодов кристаллической решетки железа (2.8 Å). При этом, незначительная часть ионов проникает на глубину порядка нескольких десятков ангстрем.

Кроме того, при увеличении энергии в исследуемом диапазоне наблюдается смещение максимума энергетического распределения рассеянных ионов в сторону больших значений E/E0 (E0=500 эВ). Угловое распределение, при этом, остается неизменным. Большие значения угла вылета отраженных ионов соответствуют малой глубине их проникновения в мишень и при углах более 50° ионы отражаются, в основном, лишь от первого атомного слоя. В энергетическом распределении распыленных атомов мишени наблюдается постепенный сдвиг в сторону большей энергии по мере увеличения скорости бомбардирующих частиц.

Полученные результаты можно использовать для оптимизации процессов конденсации и детального рассмотрения механизмов роста покрытий на основе титана.

О НЕКОТОРЫХ АСПЕКТАХ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ЗАВИСИМОСТИ ИНТЕНСИВНОСТИ КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ ПУЧКА В ОДНОРОДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛАХ

Поляков А.Н.

Калужский государственный педагогический университет им. К.Э. Циолковского, Калуга, Россия, E-mail: andrei-polyakov@mail.ru

При взаимодействии электронного зонда с полупроводниковой мишенью возникает катодолюминесцентное (КЛ) излучение, которое может быть использовано для идентификации некоторых электрофизических параметров полупроводника [1]. Интен-

сивность КЛ исследуемого образца может быть определена суммированием вкладов излучения, генерированного в каждом из микрообъемов материала, что позволяет использовать этот метод для диагностики полупроводниковых микро- и наноструктур [2]. Математически это выражается в том, что сначала решается уравнение диффузии для каждого из точечных источников неосновных носителей заряда (ННЗ) [3], после чего посредством интегрирования по объему, занимаемому источником носителей, находится распределение ННЗ в полупроводнике в результате их диффузии. В случае широкого электронного пучка искомое значение интенсивности КЛ вычисляют интегрированием полученного выражения по глубине проникновения электронов в материал [4].

Для решения задачи идентификации параметров полупроводникового материала может быть использован конфлюентный анализ [5]. Это итеративный вычислительный метод, позволяющий получать несмещенные оценки параметров функциональных зависимостей с учетом погрешностей как в значении функции, так и в значении ее аргументов [6]. Ранее было показано, что при реализации конфлюентного анализа численное интегрирование решения уравнения диффузии, полученного в [3], занимает значительное время, а точность решения задачи идентификации существенно зависит от выбора начального приближения для искомых величин [7]. Поэтому в продолжение этих работ рассматривались некоторые вопросы оптимизации процесса вычислений интенсивности КЛ для эффективной обработки результатов эксперимента в катодолюминесцентной микроскопии. Для решения поставленной задачи было предложено аппроксимировать решение уравнения диффузии степенными рядами, а затем провести интегрирование полученного приближения аналитически. В данной работе представлены результаты математического моделирования полученной зависимости интенсивности КЛ от энергии электронов зонда. При расчетах были использованы параметры материалов, характерные для полупроводников групп A3B5 и A2B6. Проведено сравнение полученных результатов с результатами численного интегрирования, определены некоторые границы применимости полученной модели.

Исследования проведены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и правительства Калужской области (грант № 09-02-99027).

Литература

1. Петров В.И. // УФН. 1996. Т.166. Вып.8. С. 859.
2. Van Roosbroeck W. // J. Appl. Phys. 1955. V. 26. № 1. P. 380-387.
3. Белов А.А., Петров В.И., Степович М.А. // Изв. РАН. Серия физическая. 2002. Т. 66. № 9. С. 1317-1322.
4. Михеев Н.Н., Петров В.И., Степович М.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 1992. Т.56. №3. С.176.
5. Гагарин Ю.Е., Петров В.И., Степович М.А. // Изв. РАН. Серия физическая. 2004. Т. 68. № 9. С. 1338-1341.
6. Грешилов А.А. Анализ и синтез стохастических систем. Параметрические модели и конфлюентный анализ. М.: Радио и связь, 1990.
7. Гагарин Ю.Е., Михеев Н.Н., Поляков А.Н., Степович М.А. // Поверхность, Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2008. № 9. С. 35-41.

МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОГОФАЗНОГО ПОТОКА В ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ НЕФТЯНЫХ СКВАЖИНАХ

Семенов А.А.

ЗАО «Ванкорнефть», Красноярск, Россия,
E–mail: andrey.a.semenov@gmail.com

Численное моделирование нефтяных скважин на данный момент является основным методом определения потенциальных характеристик работы скважин при изменении управляющих параметров системы. Типичные математические модели включают в себя: уравнение фильтрации в пористой среде, уравнение потока в сква-

жине, а также характеристики дополнительных элементов (штуцер, насос и т.д.). Решением данных уравнений является поле давлений и скоростей флюида в скважине. Основными сложностями выступают: написание и решение уравнений для движения 3-х фаз (газа, нефти и воды) в пласте и скважине, учет изменения физико-химических свойств скважинного флюида с изменением условий течения, а также определние отклика системы при введении в нее новых элементов.

Для разработки Ванкорского месторождения используются инновационные в России горизонтальные скважины с установкой в них устройств для пассивного контроля притока. Существует два основных подхода для прогнозирования поведения таких систем: гидродинамичсекие симуляторы (Eclipse) и программы для дизайна системы заканчивания (NetTool [1]). Гидродинамические симуляторы позволяют строить долгосрочные прогнозы, однако являются слишком грубыми для описания поведения месторождения в масштабе отдельной скважины. В существующих же программах для выбора заканчивания не реализованы современные подходы к расчету многофазного потока и они не позволяют адаптировать модели к результатам реальных замеров потока и давления.

В данной работе предлагается математическая модель системы пласт-устройство контроля притока-горизонтальная скважина-штуцер. Для расчета притока к горизонтальной скважине используется модель Озкана-Рагхавана [2]. Многофазный поток рассчитывается как с использованием корреляционного подхода [3], так и с использованием физических моделей разных режимов течения [4,5]. Для учета изменения физико-химических свойств флюида с глубиной предлагается использолвать наборы корреляций, которые показывают наименьшую ошибку по сравнению с композиционной моделью. Приницпиально новым в данной работе является расчет перепада давления на устройствах для пассивного контроля притока (спирального и штуцирующего типа) в условиях многофазного потока.

Построенная модель позволяет прогнозировать характеристики работы горизонтальной скважины на основе характеристик пласта, физико-химических свойств флюида и конструкции скважины. Модель реальзована в виде VBA-приложения. В качестве внешнего дополнения к модели предлагается использовать как данные поверхностных замеров, так и профили притока в горизонтальном стволе, полученные с помощью многофазного расходомера. Проведение таких испытаний в реальных скважинах позволило оптимизировать сложность модели.

Литература

1. *Ouyang L-B.* Uncertainty Assessment on Well-Performance Prediction for an Oil Producer Equipped With Selected Completions // Paper SPE 106966, 2007.

2. *Ozkan E., Raghavan R.* Performance of Horizontal Wells Subject to Bottomwater Drive // SPE Reservoir Engineering. –1990. –August. –P. 375-383.

3. *Beggs H.D., Brill J.P.* A Study of Two-Phase Flow in Inclined Pipes // JPT. –1973. –V.5. –P.607-617.

4. *Ansari A.M., Sylvester N.D., Sarica C., Shoham O., Brill J.P.* A Comprehensive Mechanistic Model for Upward Two-Phase Flow in Wellbores // SPE Production and Facilities. –1994. –May. –P. 143-152.

5. Zhang H-Q., Wang Q., Sarica C., Brill J.P. Unified Model for Gas-Liquid Pipe Flow via Slug Dynamics –Part 1: Model Development // Journal of Energy Resources Technology. –2003. –V.125.– P.266-273.

АНАЛИЗ СТАТИСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ИЗОБРАЖЕНИЯ ПРИ ОЦЕНКЕ ЕГО КАЧЕСТВА

Соловьев В.Е.

Ярославский государственный университет имени П.Г. Демидова, Ярославль, Россия, *E–mail: soloviev@piclab.ru*

Исторически сложилось так, что объективные методы для оценки качества сжатых изображений основывались на простых математических выражениях, таких как среднеквадратичная ошибка и пиковое отношение сигнал/шум. Относительно недавно были предложены более сложные в вычислении алгоритмы – универсальный индекс качества и коэффициент структурного подобия, которые в ряде приложений показывают хорошую согласованность с субъективными экспертными оценками. Используемые сегодня метрики имеют один существенный недостаток – они требуют наличия изображения-оригинала (эталона), необходимого для проведения оценки. Однако на практике инженерам в подавляющем большинстве случаев приходится сталкиваться с ситуацией, когда эталонное изображение недоступно. В этом случае возникает необходимость в создании неэталонных критериев, способных оценивать качество изображения «вслепую». В данной работе рассматривается применение статистической модели изображения (СМИ) для создания алгоритмов оценки качества изображений без использования эталона.

Поскольку в последнее время в задачах сжатия изображений все чаще используются вейвлет-преобразования, мы будем рассматривать СМИ в вейвлет области [1]. Данная модель отображает статистические взаимозависимости вейвлет-коэффициентов изображений в каждом поддиапазоне вейвлет-разложения и их корреляцию с другими вейвлет-коэффициентами аналогичных поддиапазонов в последующих уровнях разложения. Она подходит для измерения эффекта квантования вейвлет-коэффициентов изображений, так как квантование зануляет маленькие по величине коэффициенты. Результатом этого процесса является увеличение вероятности нахождения нулевых коэффициентов, в сравнении с ожидаемой вероятностью для обычных изображений.

Статистическая модель, предложенная в [1] и [2], моделирует величину вейвлет-коэффициента $C = MP + N$, определяемого величиной линейного предсказателя коэффициента $P = \sum_{i=1}^{n} l_i C_i$. Здесь M и N – независимые случайные переменные с нулевым средним, C_i – n соседних с C коэффициентов в пространстве, направлении и иерархии и l_i – коэффициенты линейного предсказателя.

Мы предлагаем использовать упрощенную модель двух состояний изображения в вейвлет-области. Эти два состояния соответствуют тому, значителен или незначителен коэффициент или его предсказатель. Коэффициент или его предсказатель считаются значительными, если их значения превышают порог, определяемый для каждого типа изображений. Совместная модель двух состояний обусловлена тем, что в результате процесса квантования в JPEG2000, который проявляется во всех поддиапазонах, большое количество значений P и C являются менее значительными, чем ожидалось для естественных (без сжатия) изображений. Следовательно, хорошим показателем отклонения изображения от оригинала и наличия визуальных эффектов квантования является малая пропорция значительных P и C.

Литература

6. Buccigrossi R.W., Simoncelli E.P. Image Compression via Joint Statistical Characterization in the Wavelet Domain // IEEE Trans. Image Process., Dec. 1999. V. 8, №12, P. 1688-1701.

7. Simoncelli E.P. Statistical models for images: Compression, restoration and synthesis // IEEE Asilomar Conf. on Signals, Systems, and Computers, Nov. 1997. V.1, P. 673-678.

РАСЧЕТНЫЕ МОДЕЛИ И ЭКСПЕРИМЕНТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ РЭЛЕЕВСКИХ ВОЛН С КОМПАКТНЫМИ ЗАГЛУБЛЕННЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

[, ***]Цуканов А.А.*[1], *Горбатиков А.В.*[2]

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия, E–mail: halyx@mail.ru, [2]Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, Москва, Россия

Волна Рэлея является, так называемой, поверхностной волной, распространяющейся вдоль свободной границы твердого тела. Упругие возмущения и энергия такой волны локализованы в тонком приповерхностном слое сравнимом по толщине с длиной волны [1].

Амплитуда колебаний точек поверхности в случае плоской рэлеевской волны, распространяющейся по границе однородной среды без затухания, одинакова во всех точках поверхности. В случае неоднородной среды поле амплитуд может иметь сложную структуру. Рэлеевские волны различной частоты имеют различную глубину проникновения, таким образом, взаимодействие с заглубленной неоднородностью будет определяться соотношением между глубиной залегания неоднородности и длиной облучающей волны. В результате взаимодействия широкополосного пакета волн Рэлея с заглубленными неоднородностями спектр сигнала, регистрируемого на поверхности, различен в разных точках, и в ряде случаев можно говорить о возможности решения обратной задачи.

Целью данной работы является выявление закономерностей влияния свойств компактных заглубленных неоднородностей на спектр вертикальных колебаний точек поверхности.

Была построена численная модель в рамках линейной теории упругости [2] с применением метода конечных разностей. Для решения была реализована на языке Си++ неявная безусловно устойчивая [3] схема с параллельным алгоритмом LUP-разложения [4] разреженных матриц.

Был проведен ряд компьютерных экспериментов по взаимодействию фундаментальной моды волны Рэлея с заглубленными неоднородностями. Результаты моделирования хорошо согласуются с экспериментальными исследованиями [5] и [6]. При определенных условиях удается локализовать компактную неоднородность и оценить ее упругие свойства.

Литература

1. Викторов И.А. Физические основы применения ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике. М.: Наука, 1966.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Том VII. Теория упругости. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2007.
3. Калиткин Н.Н. Численные методы. М.: Наука, 1978.
4. http://parallel.ru/info/parallel/ (Библиотека учебных материалов Parallel.ru).
5. Горбатиков А.В., Степанова М.Ю. Результаты исследований статистических характеристик и свойств стационарности низкочастотных микросейсмических сигналов. ФИЗИКА ЗЕМЛИ, 2008, №1, с. 57-67.
6. 6. Горбатиков А.В., Степанова М.Ю., Кораблев Г.Е. Закономерности формирования микросейсмического поля под влиянием локальных геологических неоднородностей и зондирование среды с помощью микросейсм. ФИЗИКА ЗЕМЛИ, 2008, №7, с. 66-84.

[*] Доклад отмечен дипломом конференции как лучший на подсекции.

[***] Работа отмечена жюри как имеющая инновационный потенциал.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЭЛЕКТРОДИФФУЗИИ ИОНОВ ОКОЛО ИОНОСЕЛЕКТИВНОЙ МЕМБРАНЫ

Чопчиян А.С.

Старооскольский технологический институт (филиал) Государственного технологического университета «Московский институт стали и сплавов», Старый Оскол, Россия

E-mail: channst_18@mail.ru

Рассматривается математическая модель стационарного электродиффузионного переноса бинарного раствора электролита около ионоселективной мембраны с учетом объемного электрического заряда, образующегося вблизи границы раздела фаз электролит/мембрана.

При построении модели использовались законы баланса массы для многокомпонентной среды, уравнение Нернста-Планка для плотности потока электрически заряженных компонентов и уравнение Пуассона для электрического потенциала [1].

В безразмерных переменных математическая модель имеет следующий вид [1,2]:

$$\frac{dp}{dX} = -\eta z_1 p \frac{d\Phi}{dX} - \alpha_p J, \quad \frac{dn}{dX} = -\eta z_2 n \frac{d\Phi}{dX} + \alpha_n J, \qquad \mu^2 \frac{d^2\Phi}{dX^2} = -p + n. \tag{1}$$

$$X = 0: \quad p(0) = 1, \quad n(0) = 1, \quad \Phi(0) = 0; \qquad X = 1: \quad \Phi(1) = -1. \tag{2}$$

где X - пространственная координата; $p = p(X), n = n(X), \Phi = \Phi(\mathrm{X})$ - неизвестные функции распределения концентраций заряженных компонентов и электрического потенциала; J - неизвестная величина плотности тока; η - безразмерный параметр; μ^2 - малый параметр.

Двухточечная краевая задача (1) – (2) содержит два параметра. Параметр η в общем случае может быть малым, большим, а также величиной порядка единицы. Методом пограничных функций А.Б. Васильевой [3] найдено приближенное аналитическое решение сингулярно возмущенной краевой задачи (1) – (2) для случая $\eta \sim 1$, изложенное в [2]. На основании найденного решения установлены некоторые закономерности и особенности мембранного процесса разделения. В частности, показано, что максимальные значения заряда и напряженности электрического поля в рассматриваемом случае достигаются на поверхности мембраны, а концентрационные профили для разных сортов ионов имеют качественно различный характер.

Автор выражает благодарность научному руководителю к. ф-м. н. Коржову Е.Н.

Литература

1. Заболоцкий В.И., Никоненко В.В. Перенос ионов в мембранах. М.:Наука, 1996. 396 с.

2. Коржов Е.Н., Чопчиян А.С. Математическое моделирование электродиффузионного процесса переноса около ионоселективной мембраны с учётом объёмного электрического заряда // Сорбционные и хроматографические процессы, 2007 - Т.7, №5, с.815-823.

3. Васильева А.Б., Бутузов В.Ф. Асимптотические разложения решений сингулярно возмущенных уравнений. – М.: Наука, 1973. 272 с.

4. Barry E. Spielman A Field Theoretic Foundation for the Representation of Quality Factor in Terms of Reactance-Slope Parameters for Electrically Large Three-Dimensional Arbitrarily Shaped Resonators // IEEE TRANSACTIONS ON MICROWAVE THEORY AND TECHNIQUES, VOL. 52, NO. 7, JULY 2004.

5. R. F. Harrington, *Time–Harmonic Electromagnetic Fields*. New York: McGraw-Hill, 1961.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛООТДАЧИ ГАЗОЖИДКОСТНОГО ПОТОКА

Шаймерденова Г.М., Оспанова Д.А., Ыдырыс А.К.

Карагандинский государственный университет им. Е.А. Букетова, Караганда, Казахстан, E-mail: physics@kargu.krg.kz

Моделирование сложного тепломассообмена в реальных физико-химических процессах или инженерных задачах с целью выявления наиболее оптимальных параметров является актуальным на сегодняшний день. Современный уровень развития вычислительной техники и создание новых пакетов прикладных программ позволяет быстро и с высокой точностью проводить анализ экспериментальных данных. В данной работе для решения подобной задачи используется метод группового учета аргументов (МГУА).

При моделировании использовались значения коэффициента теплоотдачи, экспериментально полученные профессором К. Кусаиыновым, для газожидкостного потока с различным объемным газосодержанием β, при течении в вертикальном диффузоре с углом сужения $\alpha = 10°$ при различных числах Рейнольдса. Измерения перепада температур для расчета коэффициента теплоотдачи проводились на разных расстояниях от среза сопла l/d, т.е. на различном удалении от начала течения.

Рассматривались вертикальные сопутствующие потоки газожидкостных сред при пузырьковом режиме, чтобы исключить влияние встречного и поперечного движения пузырьков в потоке. В результате компьютерной обработки получен ряд моделей, из которых выбрана следующая формула:

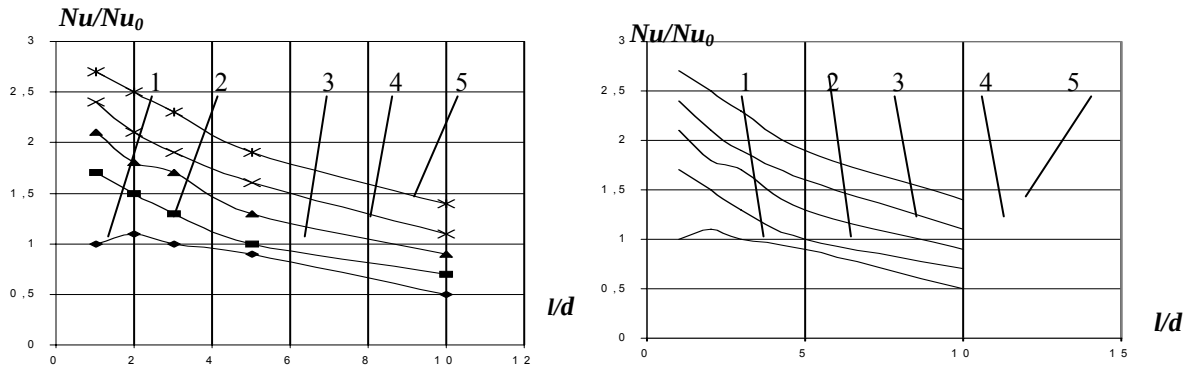
$$Nu = 1{,}9 + 0{,}61\cdot\left(\frac{\lambda}{d}\right) + 1{,}5\cdot 10^{-5}\cdot\beta - 3{,}6\cdot 10^{-2}\cdot\left(\frac{\lambda}{d}\right)^2 - 3{,}3\cdot 10^{-8}\cdot \mathrm{Re}^2\cdot\beta -$$

$$- 3{,}8\cdot 10^{-8}\cdot\beta\cdot\left(\frac{\lambda}{d}\right)\cdot\alpha + 9{,}1\cdot 10^{-9}\cdot\beta^2\cdot \mathrm{Re} + 1{,}2\cdot 10^{-9}\cdot\beta^2\cdot\left(\frac{\lambda}{d}\right) - 4{,}2\cdot 10^{-3}\cdot\beta^4\cdot\left(\frac{\lambda}{d}\right)\cdot\alpha\cdot \mathrm{Re}$$

где β - концентрация газосодержания, l- расстояние по оси от среза сопла до сечения, м; d-диаметр трубы, м; $Re=(ud/\nu)$-число Рейнольдса, u – скорость потока; ν - кинематическая вязкость.

Из графиков видно, что добавление газовой фазы ведет к интенсификации теплоотдачи, и поток остывает быстрее. Получены зависимости, по которым можно определить наиболее оптимальные параметры потока, обеспечивающие необходимую теплоотдачу потока с известной степенью газосодержания. Разработанный алгоритм позволяет быстро и с высокой точностью рассчитать режим, обеспечивающий минимальную или максимальную теплоотдачу при заданной скорости потока.

Рис.1- Зависимость коэффициента теплоотдачи газожидкостного потока в различных сечениях, при β =5,0%; Re =: **1**-*2500;* **2**-*4150;* **3**-*5700;* **4**-*7300;* **5**-*9330*



а) эксперимент *б) расчет*

МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

Председатель подсекции
проф. Уваров Александр Викторович

ВЛИЯНИЕ ТОПОЛОГИИ НЕОДНОРОДНОЙ МОЛЕКУЛЯРНОЙ МАТРИЦЫ НА КИНЕТИКУ ГЕТЕРОАННИГИЛЯЦИОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Баратова А.А.

Евразийский национальный университет им. Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан, E–mail: aliya_baratova@mail.ru

Работа посвящена исследованию влияния структурной организации неоднородной молекулярной матрицы на кинетику гетероаннигиляционных взаимодействий, смоделированных в рамках теории вероятностных клеточных автоматов.

Кинетика гетероаннигиляционных взаимодействий и топология образующихся пространственно-временных структур определяются характером начального распределения молекул взаимодействующих частиц. Анализ кинетических зависимостей гетероаннигиляционных взаимодействий в системах с начальным хаотическим, мультифрактальным, кластерным распределениями взаимодействующих частиц показал, что если локальные структурные элементы (кластеры), образующие молекулярную матрицу, имеют одинаковые размеры и топологию, а структурная организация матрицы в целом не изменяется в результате межмолекулярных взаимодействий, то при описании кинетики гетероаннигиляционных взаимодействий может быть применен простой формально-кинетический подход. Разрушение кластеров при гетероаннигиляционных взаимодействиях или случайное образование кластеров разных размеров и топологии в результате миграции энергии электронного возбуждения по донорной подсистеме приводит к отклонению от зависимостей, получаемых на основе формально-кинетических уравнений. Для описания протекающих в такой матрице межмолекулярных взаимодействий следует применять фрактально-кинетический подход, позволяющий учитывать топологические особенности образующих матрицу неоднородно распределенных локальных структурных элементов.

Анализ поведения скоростного коэффициента реакции гетероаннигиляции показал, что его значение увеличивается при увеличении температуры матрицы и уменьшается с увеличением начального размера кластера. Наблюдаемые уменьшения скоростного коэффициента реакции гетероаннигиляции связаны с замедлением разрушения кластеров больших размеров при гетероаннигиляционных взаимодействиях. Разрушение молекулярных кластеров малых размеров в результате миграции энергии и гетероаннигиляционных взаимодействий или случайное образование кластеров различных размеров и топологии приводит к появлению различных кинетических режимов на ближне- и дальневременном участках кинетической зависимости, задаваемых значениями соответствующих скоростных коэффициентов.

При этом, увеличение периодической составляющей в распределении локальных областей при увеличении размера кластера и изменении его топологии приводит к замедлению реакции гетероаннигиляции, что позволяет сделать вывод о наличии корреляций между кинетическими параметрами, характеризующими изменение структурной организации матрицы в результате межмолекулярных взаимодействий, и начальной структурной организацией молекулярной матрицы, количественно описываемой параметром упорядоченности.

Наблюдаемое уменьшение информационной энтропии связано с переходом к упорядоченным режимам через возникновение локальной упорядоченности а, следовательно, с возникновением организованного поведения системы в целом. Аналогичный характер в поведении информационной энтропии для случаев начального хаотического и одночастичного распределений молекул позволил сделать вывод о том, что наиболее чувствительны к образованию локальных структурных элементов молекулярной матрицы при гетероаннигиляционных взаимодействиях фрактальные параметры матрицы.

МАГНИТНАЯ МОДУЛЯЦИЯ СКОРОСТИ ДИСТАНЦИОННОЙ СПИН-СЕЛЕКТИВНОЙ АННИГИЛЯЦИИ ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В ПОЛИМЕРНЫХ РАСТВОРАХ

Дюсембаев Р.Н., Царан В.И.

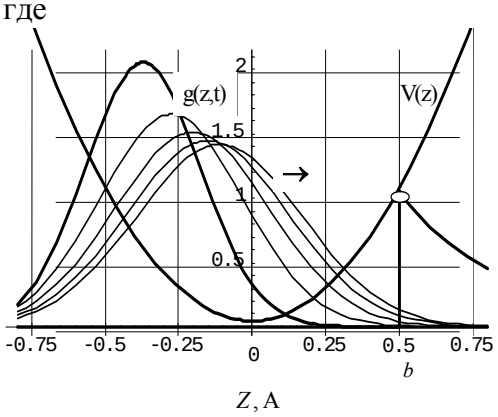
Оренбургский государственный университет,
Центр лазерной и информационной биофизики, Оренбург, Россия,
E-mail: r_dusembaev@mail.ru

Кинетический режим парной аннигиляции электронных возбуждений в полимерных растворах может определяться конформационной динамикой макроцепей, на которых адсорбированы активированные молекулы. Это связано со стохастическим изменением расстояния между аннигилирующими центрами. Для возбуждений триплетного типа реакция их взаимной дезактивации становится спин-селективной, обуславливая ее магниточувствительность. Предложена новая модель магнитного эффекта триплет-триплетной аннигиляции электронно-возбужденных центров на полимерной цепи в растворе, учитывающая динамику конформационных переходов макромолекулы, формируемых в эффективном адиабатическом потенциале специального вида, обеспечивающего возможность необратимого расхождения партнеров по реакции на расстояния, исключающие их взаимодействие [1].

Конформационным колебаниям фрагментов макроцепи можно сопоставить потенциал $V(z)$ параболического типа. В работе принято предположение о наличии ниспадающей ветви этого потенциала в некоторой характерной точке $z=b$. Истечение вероятности через излом потенциала $V(z)$ из параболической ямы порождает распадный кинематический канал, который необходим для формирования магнитного эффекта: он неселективен по спину и является конкурентным для канала триплет-триплетной аннигиляции (ТТА) через парное синглетное состояние.

Решение уравнения Фоккера-Планка для параболического потенциала $V(z) = \kappa z^2/2$ имеет вид $g(z,\xi;t) = \dfrac{1}{\sqrt{\pi\theta(t)}}\exp\left[-\dfrac{[z-\xi\exp(-t/\tau_T)]^2}{\theta(t)}\right]$,(1)

где



$$\theta(t) = 2D\tau_T[1-\exp(-2t/\tau_T)]; \quad \tau_T = k_BT/(\kappa D).$$

Поток вероятности из ямы в точке $z=b$

$$j(b,\xi;t) = D\left[\frac{2[b-\xi\exp(-t/\tau_T)]}{\theta(t)} + \frac{\beta}{k_BT}\right]g(b,\xi;t),$$

где функция $g(z,\xi;t)$ определена формулой (1). При $t\to\infty$ получаем *ненулевое* стационарное значение плотности потока

$$j_{stat}(b) = D\left[\frac{b}{D\tau_T} + \frac{\beta}{k_B T}\right] g_{eq}(b) = D\sqrt{\frac{\kappa}{2\pi k_B T}}\left(\frac{\kappa b + \beta}{k_B T}\right)\exp\left(-\frac{\kappa b^2}{2k_B T}\right).$$

Вероятность $W(t)$ отсутствия выхода из ямы к моменту времени $t \to \infty$, то есть вероятность отсутствия невозвратного конформационного перехода цепи записывается в виде

$$W(t) = \exp\left[-\int_0^t j(b,\xi;\, t')dt'\right]. \qquad (2)$$

В магнитном поле индукции *B* для бимолекулярной константы скорости $K_{ann}(B)$ аннигиляции Т-центров на макроцепи, испытывающей конформационные переходы можем записать

$$K_{ann}(B) = K_D\left[\frac{1}{9}\alpha + \left(1-\frac{1}{9}\alpha\right)\alpha\int_0^\infty \langle 00 \,|\, \rho(t \,|\, B) \,|\, 00\rangle\, \chi(t) W(t) dt\right], \qquad (3)$$

где $\chi(t) = \int_V U(z) g(z,t \,|\, z',t')\, dz$, $U(z)$ - дистанционно зависящая скорость обменно-резонансного акта ТТА; $g(z,\xi;t)$ - функция (1) переходной плотности вероятности для параболического потенциала $V(z)$.

Спиновая динамика когерентных ТТ-пар молекул носит релаксационный характер в случае их вращательного движения диффузионного типа. Определены элементы матрицы

$$R_{NMN'M'} = 2\,\mathrm{Re}\int_0^\infty dt \left\langle H_{SS}(\Omega_0)_{NN'}\, H_{SS}(\Omega)_{M'M}\right\rangle$$

спиновой релаксации (коэффициенты Редфилда) для случая затрудненных стохастических переориентаций триплетной молекулы в поле поворотного конформационного потенциала барьерного типа

$$R_{NMN'M'} = (-1)^{N'+M}\,\frac{D^2}{6\pi}\begin{pmatrix}1 & 1 & 2\\ N' & -N & N-N'\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1 & 1 & 2\\ M & -M' & M'-M\end{pmatrix}\times$$

$$\times\sum_{l=0}^\infty \frac{D_{rot}\varepsilon_l}{D_{rot}^2\varepsilon_l^2 + \omega^2\left(N-N'\right)^2}\left\{b_{l,2} - \sum_{k=0}^\infty{}' a_{lk}b_{k,2}\right\}\left\{c_{l,2} + \sum_{k=0}^\infty{}' a_{lk}c_{k,2}\right\}$$

где ω - зеемановская частота; $\varepsilon_l = l(l+1)$ - спектр оператора свободных вращений, l = 1, 2, 3, … . 3j-символы сформированы из двух единичных спиновых моментов (отдельных Т-молекул). Коэффициенты a, b, c определяются через интегралы от поворотного конформационного потенциала $V(\Omega)$ и сферических гармоник $Y_{lm}(\theta,\varphi)$.

Для жестко закрепленных на звеньях макроцепи Т-молекул спиновая динамика когерентных ТТ-пар имеет осцилляционный характер

$$\langle 00|\rho(t \,|\, B)|00\rangle = \frac{2}{5}\frac{1}{\mathrm{h}^2}\sum_{M=-2}^{2}\left|\langle 00|H_{SS}|2M\rangle\right|^2\left[\frac{1-\cos\left(\omega_J - M(\mu_B B/\mathrm{h})\right)t}{\left(\omega_J - M(\mu_B B/\mathrm{h})\right)^2}\right],$$

где $\mu_B MB$ - зеемановская энергия Т-Т-пары с проекцией суммарного спина *M*; H_{SS} - суммарный гамильтониан внутритриплетного спин-спинового взаимодействия; $\mathrm{h}\omega_J = I_{exc}J(J+1)$ - обменная энергия двутриплетного состояния с моментом *J*. Расчеты магнитного эффекта выполнены как для случая спиновой релаксации (механизм Аткинса-Эванса), так и для случая регулярной спиновой динамики.

Тезисы доклады основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта РФФИ (грант № 08-02-99035-р_офи) и задания Рособразования № 1.3.06.

Авторы выражают благодарность д.ф.-м.н. проф. Кучеренко М.Г.. за помощь в подготовке работы.

Литература

1. Kucherenko M.G. Features of electronic excitations spin-selective annihilation in DNA-solutions and protein structures // Abstracts of Third Russian-Japanese Seminar «Molecular and Biophysical Magnetoscience» SMBM-2008. Hiroshima. 2008.

ВАРИАНТЫ МОДЕРНИЗАЦИИ СЕПАРАТОРОВ-ПАРОПЕРЕГРЕВАТЕЛЕЙ ЛЕНИНГРАДСКОЙ АЭС

Егоров М.Ю.

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия, *E–mail:* egorov12m2u@mail.ru

В турбинах АЭС с РБМК-1000 для осушки и перегрева влажного пара применяются аппараты типа СПП-500-1. К началу модернизации проектный уровень перегрева t~263°С не достигался в ~88% от общего числа аппаратов ЛАЭС. Температура перегрева составляла t~(213…269)°С, оценки влажности пара на выходе из сепараторов составляли y>(2…3)% при проектных 0,2%. Часть теплообменной поверхности ступеней перегревателей отглушена – до 40 из 130 модулей. Имела место корреляция уровня перегрева и числа отглушенных модулей.

Было предложено 10 отечественных вариантов модернизации СПП-500-1, среди которых

1. Конструкция с нижним расположением сепаратора (на основе СПП-1000-1 конструкции ЗиО), перегреватель с трубным пучком из труб с поперечным оребрением.

2. Конструкция с нижним расположением сепаратора (на основе СПП-1000-1 конструкции ЗиО), перегреватель с трубным пучком их труб с поперечным оребрением, в качестве греющего пара в первую ступень подаётся острый пар.

3. Модернизация СПП-500-1 посредством замены перегревателя на перегреватель с трубным пучком из труб с поперечным оребрением.

4. Модернизация СПП-500-1 посредством замены перегревателя на перегреватель с модулями шестигранной формы, поверхностью теплообмена из труб с двухсторонним обогревом, изготовленных из стойкого к усталостному разрушению титанового сплава.

5. Модернизация на элементной базе СПП-500-1 с применением кольцевого коллектора, эллиптическим верхним днищем, верхним расположением сепарационных блоков по концентрическим окружностям, перегреватель с модулями 325-1 и 273-1.

6. Модернизация на элементной базе СПП-500, перегреватель из многозаходных двухрядных и четырёхрядных спиральных змеевиков, эллиптическими верхним и нижним днищами.

7. Модернизация на элементной базе СПП-500 с одной ступенью перегрева из многозаходных однорядных конических спиральных змеевиков, эллиптическими днищами.

Большинство из этих вариантов сложно осуществить в условиях АЭС, и на ЛАЭС была заменена сепарационная часть СПП с использованием сепарационных пакетов Powervane фирмы «*Балке-Дюрр*», Германия. Об уровне эффективности применения на ЛАЭС Powervane и модернизации в целом можно будет судить по мере накопления опыта эксплуатации.

Анализ отечественных вариантов модернизации показывает перспективность использования конструктивных решений, заложенных в конструкцию СПП-500.

В настоящей работе предлагается провести дальнейшую модернизацию конструкции на базе змеевикового перегревателя СПП-500 [1]. Нами разработана уточнённая методика расчёта перегревателя СПП-500, результаты расчётов показали наличие необ-

ходимых конструктивных запасов теплообменной поверхности в обеих ступенях перегревателя.

Автор выражает признательность профессору, д.т.н. Федоровичу Е.Д. за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. Егоров М.Ю., Федорович Е.Д. (2007) Совершенствование системы промежуточной сепарации и перегрева влажнопаровых турбин АЭС: анализ теплогидравлических процессов в конструкциях сепараторов-пароперегревателей на основе опыта эксплуатации // Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО. Выпуск 37. Современная физика. Труды молодых учёных. С. 339–350.

КИНЕТИКА АННИГИЛЯЦИИ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В ПОРИСТЫХ СОРБЕНТАХ СО СФЕРИЧЕСКИМИ НАНОПОЛОСТЯМИ

Измоденова С.В.

Оренбургский государственный университет, Оренбург, Россия
E-mail: otsvetizn@mail.ru

В работе методом лазерной (ИАГ: Nd^{3+}) спектрохронографии субмикросекундного разрешения исследована кинетика аннигиляции электронных возбуждений латерально-подвижных молекул кислорода ($^1\Delta_g(O_2)$) и адсорбированных на стенках сферической нанополости иммобилизованных триплетных (Т) возбуждений молекул органических красителей. Построена математическая модель процесса кроссаннигиляции в приближении сферической геометрии пор.

Парциальная скорость аннигиляции возбуждений определялась выражением

$$K(t|\theta') = 8\pi^2 R r_0 D\left(\frac{\partial G}{\partial \theta}\right)_{\theta=\pi-\theta_0},$$

где $G(t,\theta|\theta')$ - функция Грина уравнения диффузии на сфере

$$G(t,\theta|\theta') = \sum_k \frac{(2k+1)}{4\pi R^2} P_k(\cos\theta) P_k(\cos\theta') \exp\left[-\frac{k(k+1)Dt}{R^2}\right],$$

D – коэффициент диффузии; $P_k(\cos\theta)$ – полином Лежандра степени k.

Среднюю, по поверхности нанопоры, плотность Т-центров получаем интегрированием парциальных кинетических режимов– для аннигиляции односортных возбуждений с начальной плотностью n_0

$$n(t) = \frac{1}{2} n_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_T}\right) \int_0^{\pi-\theta o} \frac{\sin\theta' d\theta'}{1+n_0 S(t|\theta')}, \qquad S(t|\theta') = \int_0^t K(t'|\theta') \exp(-t'/\tau_T) dt'$$

Здесь τ_T – время жизни возбуждённого триплетного состояния люминофора. Для интенсивности аннигиляционной замедленной флуоресценции тогда можно записать

$$I_{DF}(t) = \frac{1}{2} n_0^2 \exp\left(-\frac{2t}{\tau_T}\right) \int_0^{\pi-\theta_o} \frac{K(t|\theta')\sin\theta' d\theta'}{[1+n_0 S(t|\theta')]^2},$$

В результате проведенных вычислений получены графики временных зависимостей концентрации возбуждённых молекул красителя, пропорциональных интенсивности фосфоресценции (рис.1) и интенсивности замедленной флуоресценции (рис.2) для пор разных размеров.

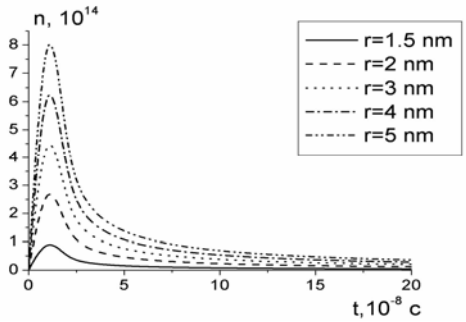


Рис. 1. Графики временных зависимостей концентрации возбуждённых молекул красителя для различных радиусов пор

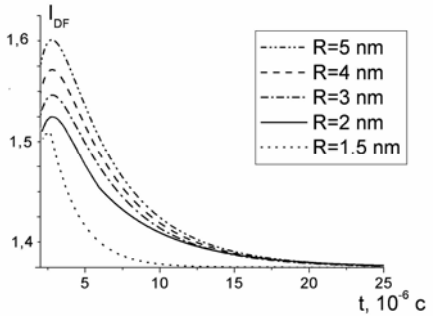


Рис. 2. Графики временных зависимостей интенсивности замедленной флуоресценции для пор различного радиуса

Из графиков видно, что при увеличении радиуса поры происходит рост амплитуды сигнала люминесценции и его затяжка во времени, что и наблюдалось в эксперименте, результаты которого показаны на рис. 3.

В эксперименте использовались пористые стёкла с разными средними радиусами пор ($6,5$ *нм*; $2,9$ *нм* и $1,7$ *нм*). В поры внедрялись молекулы красителей акридинового оранжевого и эритрозина, которые подвергались, затем, лазерной активации. Из сравнения графиков рис.2 и рис.3 видно качественное согласие полученных теоретических данных с экспериментальными.

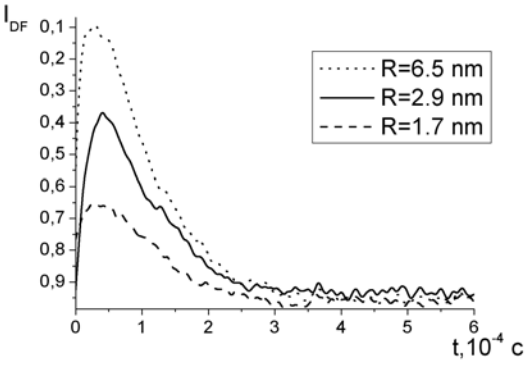


Рис. 3. Экспериментальные кинетические кривые интенсивности замедленной флуоресценции для пористых стекол с разными радиусами пор

Литература

1. Кучеренко М.Г. Определение морфогенных мезоструктурных характеристик поверхностей твёрдых тел и их композиций с некоторыми классами сурфактантов//материалы V Международной конференции «Прочность и разрушение материалов и конструкций». Том 2. С. 149-156.

2. Кучеренко М.Г., Сидоров А.В. (2003) Кинетика статистической аннигиляции квазичастиц в полидисперсной наноструктуре// Вестник Оренбургского государственного университетата. №2(12).[i]

ВЛИЯНИЕ ИНГРЕДИЕНТОВ, ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ И СИЛОВЫХ ПОЛЕЙ НА ВЕЛИЧИНУ КОЭФФИЦИЕНТА ТРЕНИЯ СТРУКТУРНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ЛИНЕЙНЫХ ПОЛИМЕРОВ

Колупаев Б.Б.

Институт химии высокомолекулярных соединений НАН Украины, Киев, Украина, E – mail: Boris_Kolupaev @ ukr.net

На основании того, что макромолекула линейных гибкоцепных полимеров закреплена, если закреплен хотя бы один из ее сегментов, предложена, описана и проанализирована ее динамическая модель при условии $\varphi \le \varphi \le \varphi_{кр.}$ и $\varphi_m \ge \varphi > \varphi_{кр.}$ (где φ - содержание высокодисперсного наполнителя; $\varphi_{кр.}$ и φ_m - его содержание при критическом наполнении системы и величине форм–фактора, соответственно). Показано, что в случае воздействия на систему динамическим напряжением при продольной (l) и сдви-

говой (t) деформации возникает трение (P_i) структурных элементов макромолекулы, величина которого равна:

$$P_i = 4L_i E(\mu)/\omega\pi^4 tg\delta_i , \quad (1)$$

где $i = l,t$; L_i - общая длина структурных элементов, принимающих участие в процессе деформации; $E(\mu)$ - модуль Юнга, сдвига, соответственно; ω - частота деформации; $tg\delta_i$ - тангенс угла потерь. При этом величина коэффициента трения рассмотрена как мера, отнесенная к структурному элементу, средней силы, необходимая для движения (локального и/или сегментального) с единичной скоростью через его окружение. С учетом, что в аморфных полимерах могут существовать только флуктуационные структурные элементы, именуемые микроблоками, с помощью соотношения (1) исследованы гетерогенные полимерные системы (ГПС) на основе ПВХ и ПВБ. Ингредиентами ПВХ (С-С6359М) и ПВБ (ПШ-ДС-9439) выбраны высокодисперсные минеральные (бентонит (ПБ), каолин (ПК), миволл (03-97) (ТУ-5777), митал (05-99) (ТУ-5727) и металлические (Fe, Cu, Mo, W)) наполнители, а также пластификаторы – ДОФ, ДБФ. Образцы прессовали в *T-p* режиме при T = 393 К и p = (1÷300) МПа. Акустические свойства ГПС определяли импульсным методом совместно с методом вращающейся пластины при ω = 0,4 МГц. Установлено, что по мере увеличения φ, зависимость $P_i = f(\varphi)_T$ нелинейно уменьшается. Это касается как наполненных, пластифицированных, так и наполненных – пластифицированных систем. По мере повышения Т величина P_i нелинейно уменьшается. При этом область интенсивного уменьшения P_i смещается (по отношению к T_g исходных полимеров) влево (или вправо) в зависимости от типа и содержания ингредиентов. Наблюдаемый характер изменения P_i объясняется действием энергетических и энтропийных факторов на подвижность структурных элементов ПВХ (ПВБ). Изменение технологического давления в диапазоне (1÷300) МПа существенно влияет на величину P_i композита. Активность наполнителей уменьшается в ряду: миволл, митал, бентонит, каолин; а металлических: Fe, Cu, Mo, W, исходя из данных зависимости величины $P_i = f(\varphi)_T$ и $P_i = f(T)_\varphi$. Показано, что длина структурного элемента, принимающего участие в деформации ГПС, зависит от T, φ и типа ингредиентов в ПВХ и/или ПВБ.

По данным P_i вычислены значения спектра времен релаксации и свободного объема ГПС в зависимости от действия внешних факторов (p, T, φ). Расчетные значения удовлетворительно согласуются с результатами эксперимента.

Автор выражает признательность профессору, д. ф.-м. н. Клепко В.В. за помощь в подготовке тезисов.

К ИДЕНТИФИКАЦИИ НЕНЬЮТОНОВСКОГО ПОВЕДЕНИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ РАСПЛАВОВ

Кочурин Т.С.

Южно-Уральский государственный университет, Челябинск, Россия
physics@susu.ru

Развитая в [1] теория крутильно-колебательной вискозиметрии неньютоновских сред, в частности, измерения предела текучести и пр., использована при описании поведения металлических расплавов в гетерогенных зонах вблизи солидуса и ликвидуса и в области аномалий на политермах вязкости. Проявляющаяся в экспериментах выраженная неизосинхронность колебаний свидетельствовала о присутствии нелинейностей в вязкостном характере течения. Для ряда образцов зависимость параметров колебаний: периода и декремента, определенных по полупериоду, и вне переходных процессов носила колебательный характер, что говорит о присутствии также упругой составляющей

в реологическом нелинейном уравнении состояния. Найдены количественные оценки неньютоновских свойств жидкометаллических систем, в т.ч. пластической вязкости.

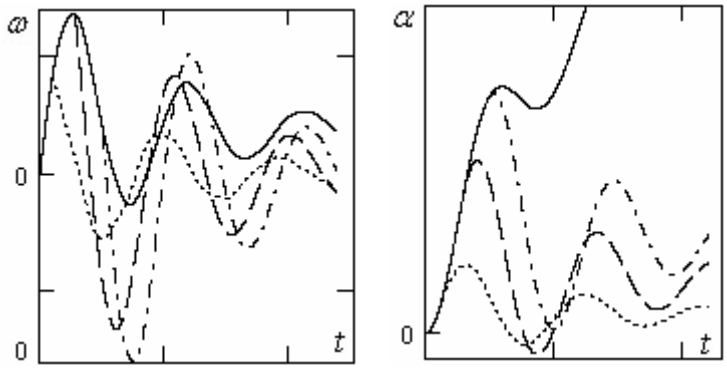


Рис. 1. Зависимость угловой скорости вращения (а) и отклонения (б) зонда от времени t для различных моментов $t = T$ отключения внешней

Изучены вопросы параметрической идентификации в прямой и обратной задачах нелинейной нестационарной крутильной вискозиметрии для режимов затухающих и вынужденных колебаний, для реологических моделей с различными комбинациями вязкой, упругой и пластичной компонент. Модель эксперимента, помимо этого, включала сопряженные в общем случае нелинейные дифференциальные уравнения движения вискозиметра и жидкости в нем. Обсуждена эффективность приложения вариантов численных, а также точных решений, описывающих линейные колебания, для нелинейных проблем. Расчеты проведены на основе оптимальных алгоритмов для таких многопараметрических постановок, в частности, предложенных в [3].

Построен общий подход к нелинейному вискозиметрическому описанию в подобных системах с вертикальной цилиндрической геометрий. Подробно проанализированы различия в поведении вязкоупругих образцов с преобладанием свойств жидкости или твердого тела в инерционном вискозиметре, предназначенном для изучения свойств оксидных расплавов, при движении зонда по инерции или в процессе развития течения при действии момента (например, рис.1). Выполнены рекомендации по выбору метода колебаний для наблюдения и идентификации требуемых неньютоновских свойств высокотемпературных расплавов.

Работа выполнена в рамках проекта РФФИ–Урал, № 07-02-96016.

Литература

1. Елюхина И.В. Наблюдение и измерение неньютоновских свойств высокотемпературных жидкостей крутильно-колебательным методом. Теплофизика высоких температур. 2006. Т. 44, № 3. С. 411–417.

2. Швидковский Е.Г. Некоторые вопросы вязкости расплавленных металлов. М.: ГИТТЛ, 1955. 206 с.

3. Елюхина И.В., Кочурин Т.С. Параллельные алгоритмы при выборе оптимальных условий в вискозиметрии металлических расплавов. Вестник ЮУрГУ. Серия «Математика, физика, химия». 2008. Вып. 10, №7(107). С. 39-40.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ РЕЛАКСАЦИЯ НАНОКОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ ЛИНЕЙНЫХ ПОЛИМЕРОВ

Ляшук Т.Г.

Ровенский государственный гуманитарный университет, Ровно, Украина
E–mail: nightquesttg@rambler.ru

Перспективным направлением физики полимеров является получение и исследование полимерных нанокомпозиций, полученых с помощью нелинейных электрофизических эффектов.

Соответственно исследовали с помощью диэлектрического метода молекулярную релаксацию в гетерогенных системах полученых на основе гибкоцепных полимеров (ПВХ, ПС, ПММА), содержащие нанодисперсные порошки металов. Разработана методика получения нанокомпозиций наночастиц ХЧ меди с помощью электрического взрыва. Установлено зависимость размеров наночастиц (8÷20)нм в зависимости от линейных размеров проволочек, напряжения взрыва, типа среды получения материалов. Наночастици вводили в полимерную матрицу двумя способами:

взрывом проволочек в дисперсной фазе полимеров;

взрывом проволочек в растворе полимера в циклогексаноне с последующим удалением растворителя; количество композита контролировалось с помощью МИМ-8.

Диэлектрические свойства материала определяли с помощью моста пееременного тока Р5083 в частотном диапазоне 100 *Гц* ÷ 100 *кГц* и при изминениях температуры (293 ÷ 393)*К*, при скорости нагрева 3 *К/мин*. Ряд образцов подвергали циклическому нагреванию-охлаждению.

Анализ полученых результатов температурной и частотной зависимости ε', ε'', $tg\delta$ от температуры и концентрации нанонаполнителя показал, что внедрение ингредиентов начиная от 0,01об% при T=const приводит к изминению даных параметров. При это наиболее ярко молекулярная релаксация элементов структуры полимеров проявляется при содержании 0,05об% Cu. Так, для системы ПВХ+Cu при частоте 100 *кГц* в диапазоне (293÷320)*К*, имеет место линейное возростание ε', ε'', $tg\delta$ с незначительным изменением их величины в диапазоне (308÷310)*К*, что видимо связано с β-переходом в исходном полимере. При дальнейшем увеличении температуры имеет место нелинейное возростание *S*-образное изменение величины ε', а ε'' и $tg\delta$ проходят через явно выраженый максимум порядка 360*К*, соответствующий α-релаксации. Увеличение содержания исполнителя в диапазоне (0,06 ÷ 0,10)об% приводит при изотермическом процесе к нелинейному изменению элекрофизических параметров системы. Так, величина ε', ε'' в области (0,06 ÷ 0,08)об% уменьшается. Дальнейшее увеличение содержания наночастиц меди приводит к их увеличению по сравнению с соответствующими параметрами исходных полимеров. Характерно что, для исходных полимеров равно как и их гетерогенных систем проявляется гистерезисные изменения которые наиболее существены для систем содержащие (0,08 ÷ 0,09)об% дисперсной фазы.

Обяснение полученых экспериментальных результатов проведено с использованием теорий локальной и сегментальной подвижностей диполей в слабых электрических полях.

Автор выражает признательность профессору, д.х.н. Колупаеву Б.С. за помощь в подготовке тезисов.

СОЗДАНИЕ ЭФФЕКТИВНОГО НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ФОТОКАТАЛИЗАТОРА НА ОСНОВЕ TiO_2 ДЛЯ ОЧИСТКИ ВОЗДУХА ОТ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ЗАГРЯЗНЕНИЙ

Собур Д.А.

Московский физико-технический институт (государственный университет, Москва, Россия, E-mail: soburda@gmail.com

Создание новых эффективных и экономичных технологий очистки воздуха и воды является актуальной проблемой. Одним из перспективных методов очистки является метод фотокаталитического окисления. К наиболее изучаемым нанокристаллическим фотокатализаторам относится оксид титана TiO_2. На поверхности TiO_2 под воздействием ультрафиолетового (УФ) излучения могут быть окислены до CO_2 и H_2O

практически любые органические соединения и многие неорганические [1]. В качестве источника УФ излучения традиционно используются бактерицидные лампы с длиной волны излучения 254 нм или ртутные газоразрядные “black-light” лампы с длинной волны 365 нм.

Важным фактором, резко ухудшающим качество воздуха, особенно в крупных городах, являются посторонние запахи (например, сероводород). Подобные запахи обусловлены присутствием в воздухе молекулярных загрязнений. При этом многие дурнопахнущие вещества имеют высокий порог чувствительности органами обоняния человека. Эффект фотокаталитического окисления может быть использован для очистки воздуха от примесей в малых концентрациях, при которых традиционные способы экономически не выгодны.

В настоящее время существуют нанокристаллические порошки (например, порошок P25 компании Degussa) TiO_2, имеющие высокую фотокаталитическую активность. Однако, прочное закрепление таких порошков на поверхности носителя представляет собой сложную задачу. Использование в качестве фотокатализатора нанокристаллических пленок позволяет решить эту проблему, однако их эффективность обычно ниже, чем у нанокристаллических порошков.

Целью данной работы являлось создание нанокристаллического пленочного фотокатализатора, прочно закрепленного на поверхности носителя и при этом имеющего высокую эффективность окисления примесей. В работе сравнивалась эффективность двух типов фотокатализаторов: фотокатализатор на основе мелкодисперсного порошка двуокиси титана и пленочный нанокристаллический фотокатализатор, изготовленный по методике, являющейся модификацией общепринятой золь-гель методики [2]. В качестве модельного загрязнителя использовался сероводород.

Зависимость эффективности удаления H_2S времени работы для кварцевых трубок с покрытием Degussa P25 представлена на рисунке. Видно, что в начальный момент времени эффективность катализатора Degussa P25 несколько выше и спадает на стабильный уровень (с небольшой тенденцией к понижению) через час работы. Катализатор на основе порошка Degussa P25 довольно продолжительное время работает на стабильном уровне без сильного снижения эффективности. Однако нанесенный слой держится непрочно, легко стирается при механическом воздействии.

В другом эксперименте исследовалось фотокаталитическое окисление сероводорода на поверхности пленочного нанокристаллического оксида титана. После того, как образцы потеряли фотокаталитическую активность, покрытие промыли в деионизованной воде. На рисунке видно, что в начальный момент времени эффективность катализатора, изготовленного по технологии золь-геля, близка к катализатору типа Degussa, но со временем довольно быстро уменьшается. Падение эффективности катализатора объясняется загрязнением его поверхности продуктами реакции. После промывки катализатор практически полностью восстановил свою первоначальную эффективность. При использовании фотокатализатора Degussa P25 толщина слоя получается существенно больше, чем толщина пленки. Поэтому образцы, покрытые данным катализатором, имеют значительно больший ресурс работы, благодаря большому количеству TiO_2. Однако, удаление продуктов реакции с поверхности порошка Degussa P25 промыванием технически невозможно.

Также была исследована эффективность работы фотокатализатора TiO_2 с добавлением SiO_2. Данный катализатор имеет ресурс работы значительно больший, чем пленки из чистого TiO_2. При увеличении числа слоев пленки, увеличивается эффективность очистки воздуха, и возрастает ресурс работы фотокатализатора. Поверхность данной пленки имеет развитую структуру, с большим количеством неоднородностей. Это позволяет увеличить эффективную площадь и ресурс работы. За счет добавления оксида кремния полученная по золь-гель методике пленка прочно держится на поверхности кварца.

Таким образом, созданные фотокаталитические пленочные покрытия показали хорошую эффективность очистки воздуха от модельного загрязнителя. При этом тол-

щина пленки существенно меньше, чем толщина слоя катализатора Degussa P25. Таким образом, даже при малой толщине полученные пленки имеют высокую эффективность работы. Полученные пленки прочно закрепляются на поверхности носителя, что позволяет удалять продукты реакции без потери эффективности катализатора. Методика золь-геля позволяет наносить фотокатализатор на различные носители, такие как кварц, металл, керамика. Небольшой ресурс работы фотокатализатора на основе TiO2 усложняет использование эффекта фотокатализа для очистки воздуха и требует технических решений, позволяющих очищать катализатор от продуктов реакции.

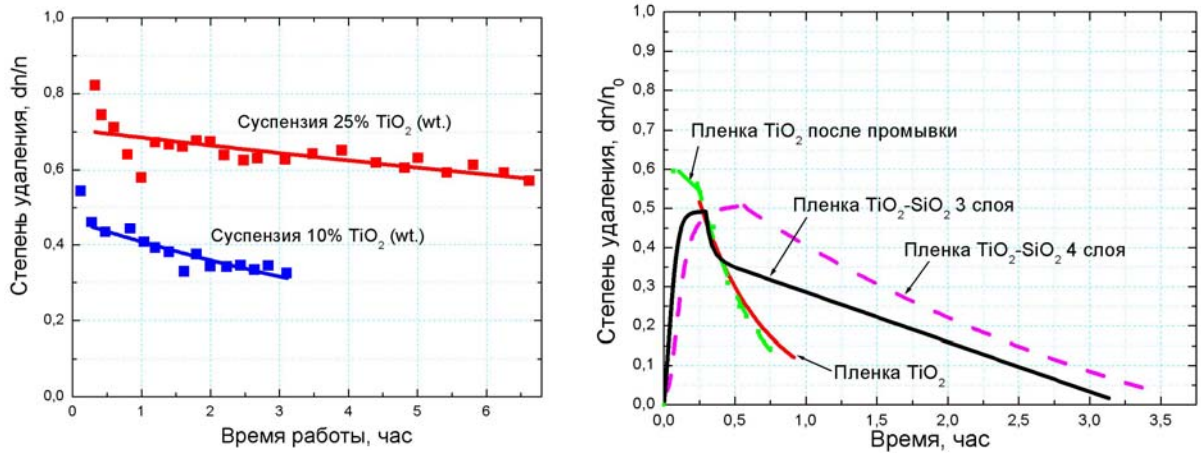


Рис. Зависимость эффективности окисления H_2S от времени работы. Слева покрытие - Degussa P25. Справа – нанокристаллические пленки TiO_2.

Автор выражает признательность д.ф.-м.н. Сасорову П.В. за помощь в подготовке тезисов и благодарность коллективу ЗАО «ЛИТ» (Москва) за помощь в проведении экспериментов.

Литература

1. Е.Н. Савинов, "Фотокаталитические методы очистки воды и воздуха", Соросовский образовательный журнал, Том 6, №11, 2000
2. C.P. Ao, S.C. Lee, J.C. Yu., Journal of Photochemestry and photobiology A: Chemestry 156 (2003) 171-177
3. J. Kim et al., Catalysis Today 111 (2006) 271-274

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРЫ ТЕЧЕНИЯ ВБЛИЗИ ДРЕЙФУЮЩЕГО ШАРА

[*]Шатрова Е.Ф.

Пермский государственный университет, Пермь, Россия
E–mail: Zhenya.Shatrova@gmail.com

Исследование движения тел во вращающихся жидкостях помимо чисто научного интереса, представляется важным и в практическом отношении. Эти вопросы активно изучаются в нефтяной, металлургической и других отраслях промышленности (оптимизация параметров центрифуг, машин, в проточных каналах которых движутся двухкомпонентные жидкости), в метеорологии и экологии (генерация движения теплых воздушных масс за счёт плавучести), в медицине и биологии (разделение растворов веществ на фракции).

[*] Доклад отмечен дипломом конференции как лучший на подсекции.

Стационарное движение быстро вращающейся жидкости относительно вращающейся с той же скоростью системы отсчета представляет собой наложение двух независимых движений – плоского течения в поперечной плоскости XY и осевого движения, не зависящего от координаты Z.

Опыт показывает, что в жидкости, которая быстро вращается с постоянной угловой скоростью, скорость всплывания пузырька значительно уменьшается. А по мере увеличения значения угловой скорости вращения скорость дрейфа будет уменьшаться практически до нуля.

Исследование влияния вращения на скорость движущихся по оси вращения шаров восходит к экспериментам Тэйлора. В этих экспериментах обнаружено подавление дрейфа шаров и образование областей вихревого движения жидкости за шаром (Тэйлоровские колонны) или перед ним (блокирующий эффект).

Наблюдение дрейфа шаров осуществлялось на установке, собранной на основе ультрацентрифуги СМ-06М "Элми". Вращение с помощью карданового сцепления передавалось на устройство с передаточным числом 100, что позволяло менять скорость вращения горизонтальной платформы, установленной на вертикальной оси устройства, от нуля до 30 об/мин. В качестве экспериментальной кюветы использовался прозрачный плексигласовый цилиндрический сосуд квадратного сечения со стороной 10 см и высотой 40 см, заполненный водой. Шарами служили пластмассовые бусинки (a = 0.484 см , ρ_0 = 2,21 г/см^3), полый пластилиновый шарик ($a \approx$ 0. 4 см , средняя плотность $\rho_0 \approx$ 0.99 г/см^3) и (для демонстрационных целей) заполненный пластилином шарик от пинг-понга (a= 1.85 см , средняя плотность ρ_0 = 0.997 г/см^3). Для визуализации течения вблизи шаров использовалась подкрашенная перманганатом калия вода, две-три капли которой с помощью тонкой стеклянной трубочки выдавливались перед дрейфующим шаром. По другой методике шары дрейфовали через слой подкрашенной перманганатом калия воды.

Таким образом, сравнение теоретических и экспериментальных результатов позволяет сделать вывод, что причиной резкого уменьшения скорости гравитационного дрейфа тел во вращающейся жидкости является образование и присоединение к ним в носовой и кормовой областях вихревых зон в виде тейлоровских «столбов»(рис.1. Структура «столбов» Тейлора из подкрашенной перманганатом калия воды перед и позади всплывающего во вращающейся жидкости шара. Число Рейнольдса 1400).

Автор выражает признательность профессору, д. ф.-м. н. Кучеренко М.Г. за помощь в подготовке тезиса.

НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА

Председатель подсекции
проф. Кандидов Валерий Петрович

УПРАВЛЕНИЕ ДИНАМИКОЙ ГЕНЕРАЦИИ ТРЕХУРОВНЕВОЙ СИСТЕМЫ С ПОМОЩЬЮ ФАЗЫ НИЗКОЧАСТОТНОГО ПОЛЯ

Абрамов И.Е.

МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия
E-mail: abramov.ilya@gmail.com

В последние годы интенсивно разрабатываются методы когерентного управления процессов излучения в многоуровневых средах, например, высокая селективность возбуждаемых переходов в системе [1], фазовый контроль спонтанного излучения [2] или безынверсного усиления [3]. Особенно перспективным выглядит использование когерентного управления динамикой генерации с помощью радиочастотного поля для сред, излучающих в гамма диапазоне, т.к. для данных сред существуют очень жесткие требования к сочетанию интенсивности накачки и величине коэффициента усиления.

Настоящая работа посвящена исследованию процесса генерации трехуровневой среды в зависимости от величины управляющего поля. Рассматривается V-конфигурация трехуровневой среды (см. рис. 1) под действием управляющего поля, резонансного низкочастотному переходу. На основе уравнений для матрицы плотности и уравнений Максвелла проведено численное моделирование динамики генерации излучения. На рис. 2 изображена зависимость максимального значения интенсивности генерируемых импульсов от величины управляющего поля. Также была исследована симметрия зависимостей параметров импульсов от управляющего поля при различных соотношениях времен релаксации трехуровневой системы.

Результаты проведенного численного моделирования динамики радиационного распада трехуровневого атома показывают принципиальную возможность управления временем задержки импульса генерации между изомерным и основным уровнями ядер посредством изменения фазы радиочастотного поля резонансного частоте перехода между выбранными зеемановскими подуровнями верхнего лазерного уровня.

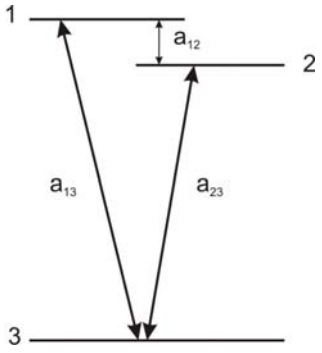


Рис. 1. Схема уровней энергии V-конфигурации трехуровневой среды

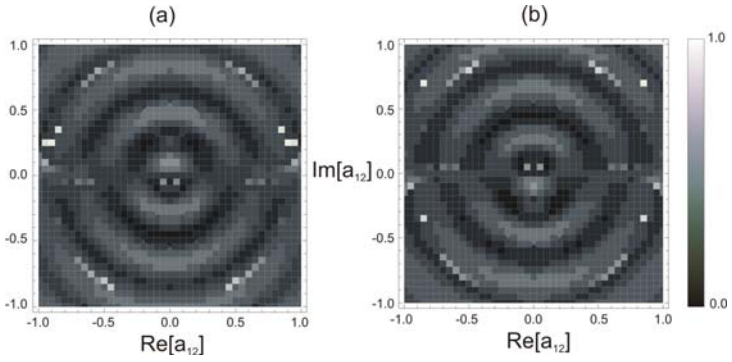


Рис. 2. Зависимость максимальной интенсивности генерируемых импульсов a_{13} (a) и a_{23} (b) от величины управляющего поля a_{12}.

Литература

1. P. Kral, I. Thanopulos, M. Shapiro (2007) Coherently controlled adiabatic passage // Rev. Mod. Phys № 79, p. 53.
2. E. Paspalakis, P.L. Knight (1998) Phase control of spontaneous emission // Physical Review Letters, № 81, p. 293
3. M.A. Anton *et al.* (2004) Control of the inversionless gain and refractive index in a V-type atom via squeezed vacuum and quantum interference // Physical Review A, №69, p. 023801

ФАЗОВЫЙ КОНТРОЛЬ ДВУХИМПУЛЬСНОЙ ДВУХФОТОННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ НУТАЦИИ БИЭКСИТОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Васильев В.В.

Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко, Тирасполь, Молдова, E–mail: vasscorp@mail.ru

Явление оптической нутации относится к явлениям когерентного взаимодействия поля с веществом и представляет собой периодическое изменение начального состояния системы под влиянием поля внешней электромагнитной волны, которое приводит к соответствующей модуляции излучения среды. В данной работе представлены результаты исследования явления оптической нутации в системе когерентных фотонов и биэкситонов в полупроводниках типа CuCl в условиях двухимпульсного взаимодействия света с биэкситонами под действием ультракоротких импульсов лазерного излучения. Считаем, что частоты фотонов каждого из импульсов не попадают в резонанс ни с переходом в экситонной области спектра, ни с переходом из экситонного состояния в биэкситонное в области М–полосы, однако суммарная энергия обоих фотонов совпадает с энергией возбуждения биэкситона из основного состояния кристалла. В общем случае, когда $\omega_1 \neq \omega_2$ возможен только процесс двухимпульсного двухфотонного возбуждения биэкситонов одновременно фотонами обоих импульсов, но не фотонами каждого из них в отдельности. Предполагаем длительность импульсов намного меньше времени релаксации биэкситонов. Ними детально изучен вопрос о возможности фазового контроля процесса двухимпульсной нутации биэкситонов.

Используя гайзенберговские уравнения для операторов рождения фотонов и биэкситонов, нами получено нелинейное уравнение для временной эволюции плотности биэкситонов. Из полученных выражений следует, что явление двухимпульсной двухфотонной нутации в системе когерентных фотонов и биэкситонов представляет собой периодический либо апериодический режим попарного превращения фотонов в биэкситоны. Предсказывается возможность установления особого режима эволюции системы – покоя – при отличных от нуля начальных плотностях фотонов и биэкситонов. Частота нутации существенно определяется начальными плотностями частиц и начальной разностью фаз Θ_0. Влияние начальной разности фаз Θ_0 на процесс нутации свидетельствует о возможности фазового контроля этого процесса.

1.Особенности двухфотонной оптической нутации в системе биэкситонов в полупроводниках, ЖЭТФ, 2007, том 131, вып5, стр.922-931.

2.Двухимпульсная двухфотонная оптическая нутация биэкситонов в полупроводниках, Оптика и спектроскопия, 2008, том1004, №3, стр.392-400.

Автор выражает благодарность профессору, доктору физ.-мат. наук Хаджи П.И.

БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКАЯ КОНДЕНСАЦИЯ АТОМОВ В МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ЛОВУШКАХ

Васильева О.Ф.

Приднестровский государственный университет имени Т.Г. Шевченко, Тирасполь, Молдова, E-mail FLORINA_OF@mail.ru

Первые эксперименты, в которых наблюдалась бозе-эйнштейновская конденсация (БЭК) разреженных паров щелочных металлов при сверхнизких температурах, стимулировали дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования этого явления. Результаты таких исследований представляют огромный научный интерес как с точки зрения углубления представлений о конкретном макроскопическом квантовом явлении, так и с точки зрения проникновения в суть фундаментальных проблем квантовой механики. Современное состояние достижений в этой области можно найти в обзорах.

Одной из важных физических проблем является динамика бозе - конденсата, изменение его параметров в пространстве и времени. В нашей работе мы рассматриваем две ямы, в которых могут локализоваться бозе – конденсированные атомы. Ямы разделены потенциальным барьером, который допускает возможность туннелирования атомов из одной ямы в другую с учетом межчастичного взаимодействия атомов в каждой отдельно взятой яме. Показано, что в линейном пределе (без учета межчастичного взаимодействия атомов) временная эволюция системы представляет собой периодические осцилляции населенностей ям. Если расстройка резонанса Δ отлична от нуля, то только часть атомов из одной ямы за период переходят в другую яму. Доля протуннелировавших атомов тем меньше, чем больше расстройка резонанса. В случае равенства нулю расстройки резонанса за один период все атомы из первой ямы полностью переходят во вторую и затем обратно в первую. Период колебаний плотности атомов в ловушках определяется начальной плотностью атомов в ямах, константой туннелирования и расстройкой резонанса.

В нелинейном режиме (константа межчастичного взаимодействия ν отлична от нуля) единственным параметром, определяющим особенности временной эволюции системы, является параметр ν/κ. Если расстройка резонанса отлична от нуля, то особенности временной эволюции системы определяется двумя параметрами: ν/κ и Δ/κ. Было показано, что даже при нулевой расстройке резонанса только часть атомов из первой ямы переходит во вторую. Эволюция системы является периодической. Период и амплитуда колебаний плотности атомов в ямах существенно определяются начальными условиями. Существует бифуркационное значение параметра ν/κ, при котором резко изменяется амплитуда и период колебаний, что обусловлено характером нелинейного взаимодействия в системе: величина νn играет роль динамической расстройки, которая сложным образом изменяется со временем. Дано детальное объяснение эффекта сомозахвата атомов в одной из ловушек при изменении начальной плотности атомов в ловушках.

Результаты исследования динамики туннелирования атомов в зависимости от начальной разности фаз атомов в ловушках демонстрируют возможность фазового управления процессом туннелирования бозе–конденсированных атомов между двумя ямами.

Автор выражает признательность профессору, д. ф.-м. н. Хаджи П.И. за помощь в подготовке тезисов.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ В КВАНТОВЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ С РЕЗОНАНСНЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ[1]

[*]Гуляев А.В.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: gulyaevav@gmail.com

Быстрый прогресс в развитии лазерных технологий привел к возможности генерации ультракоротких лазерных импульсов длительностью вплоть до одного оптического цикла [1]. Такие импульсы интересны с точки зрения различных физических приложений, в том числе, они могут быть использованы для исследования и контроля динамики различных квантовых систем с высоким временным и пространственным разрешением [2]. В этой связи оказывается важной и актуальной проблема распространения таких импульсов в линейных и нелинейных средах [3].

Ультракороткий импульс длительностью в один - два оптических цикла имеет ряд характерных особенностей, являющихся принципиальными при исследовании его эволюции в среде. Такой импульс имеет большую спектральную ширину, порядка средней по спектру частоты, что делает принципиально невозможной отстройку от резонансов в характеристиках среды и приводит к чрезвычайно интенсивному взаимодействию между полем импульса и средой. Существенными для практических приложений оказываются как неадиабатический характер воздействия импульса на среду, так и чрезвычайно сильное искажение самого импульса. Как следствие, традиционные подходы, описывающие распространение импульсов, как в линейных, так и в нелинейных средах, являются неправомерными в случае ультракороткой длительности и требуют нового осмысления. В частности, дисперсионное расплывание импульса не может быть описано в низших порядках теории дисперсии, неприменимым оказывается также и приближение медленно меняющихся амплитуд.

В данной работе исследовалось распространение предельно короткого лазерного импульса в модельной нелинейной двухуровневой среде методом совместного численного решения самосогласованной системы нестационарного уравнения Шредингера для рассматриваемой квантовой системы и волнового уравнения для процесса распространения импульса. Обнаружены эффекты затягивания импульса по времени и в пространстве. Проанализированы механизмы дисперсионного расплывания импульса, специфика взаимодействия импульса с модельной средой (с учетом ультракороткой длительности лазерного воздействия). Исследуется роль нелинейности в процессе распространения импульса, особенности нелинейного поляризационного отклика среды. Кроме того, проведен анализ влияния большой спектральной ширины и существенной неадиабатичности воздействия ультракороткого лазерного импульса на модельную атомную систему путем сравнения точного решения с приближенным аналитическим, полученным с использованием приближения вращающейся волны и предположений о «плавной» огибающей импульса.

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках грантов РФФИ №06-02-16278, 09-02-00317, гранта Президента РФ НШ №133.2008.2

Литература

1. P.Agostini, L.F.DiMauro Rep. Prog. Phys. 67 p 813 (2004)
2. Th.Ergler, A.Rudenko, B.Feurstein et al Phys. Rev. Lett. 95 093001 (2005)
3. V.P.Kandidov, O.G.Kosareva, I.S.Golubtsov et. al. Appl. Phys. B 77 p 149 (2003)

[*] Доклад отмечен дипломом конференции как лучший на подсекции.

ГЕНЕРАЦИЯ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ МИКРОКАНАЛА В ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ МИШЕНИ СВЕРХИНТЕНСИВНЫМИ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Жвания И.А., Макаров И.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия, E–mail: zhvania@mail.ru

Взаимодействие остросфокусированного сверхинтенсивного ($I>10^{15}$Вт/см^2) фемтосекундного лазерного излучения с плоской твердотельной мишенью сопровождается такими процессами, как образование горячей плазмы твердотельной плотности и абляция вещества мишени. Горячая микроплазма является источником рентгеновского излучения сверхкороткой длительности, в областях критической плотности плазмы происходит генерация гармоник излучения [1-3].

При воздействии последовательности лазерных импульсов на одну и ту же точку мишени, процесс абляции приводит к образованию канала, в котором также инициируется горячая лазерная микроплазма. При этом спектр второй гармоники (ВГ) лазерного излучения может сдвигаться в голубую область [3-5].

Целью данной работы явилось исследование корреляции сигнала ВГ с выходом жесткого рентгеновского излучения, генерируемых фемтосекундными импульсами в процессе формирования канала в твердотельной мишени, а также исследование модификации и динамики спектров ВГ и основного излучения в процессе формирования канала в мишени, находящейся в вакууме и в воздухе.

В экспериментах лазерное излучение (λ=1.24 мкм, $\tau\approx$140 фс, E≈500 мкДж), фокусировалось на поверхность мишени (стекло или алюминий) объективом с фокусным расстоянием f=6 см в пятно диаметром d=5 мкм. Таким образом, на поверхности мишени достигалась интенсивность в вакуумных условиях порядка $I\sim10^{16}$ Вт/см^2.

Обнаружено, что зависимости амплитуды сигнала ВГ, отраженной от мишени и выхода рентгеновского излучения от номера выстрела немонотонны и имеют экстремум, достигая максимального значения при определенном количестве выстрелов. Причем, количество «выстрелов», произведенных в одну и ту же точку мишени и необходимых для достижения максимума выхода жесткого рентгеновского излучения, в целом соответствует количеству выстрелов, при которых наблюдается максимальный сигнал второй гармоники из плазмы (рис.1).

Корреляция сигналов ВГ и рентгеновского излучения свидетельствует о том, что сигнал ВГ может быть использован наравне с данными о выходе рентгеновского излучения для контроля интенсивности воздействующего лазерного излучения на мишени.

Нами также были исследованы спектры основного излучения и его второй гармоники, отраженных от мишени. Обнаружено, что спектр основного излучения и спектр ВГ, генерируемой в горячей плазме абляционного канала, испытывают сильные сдвиги в голубую область (достигающие соответственно 15-20 нм и 30-40 нм), которые немонотонно зависят от номера воздействующего лазерного импульса.

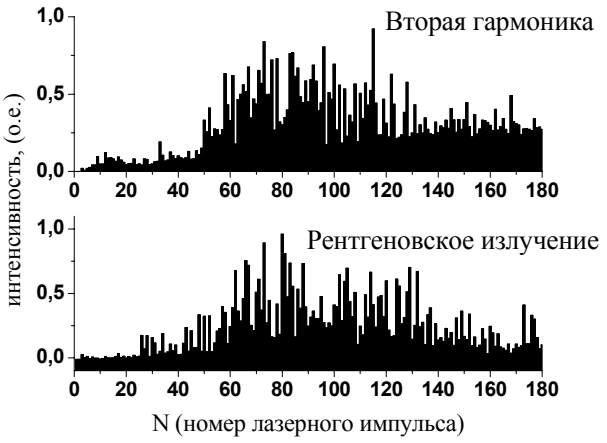


Рис. 1. Сигнал ВГ (вверху) и выход рентгеновского излучения (внизу) при формировании канала в стеклянной мишени, находящейся в вакууме, в зависимости от номера воздействующего лазерного импульса

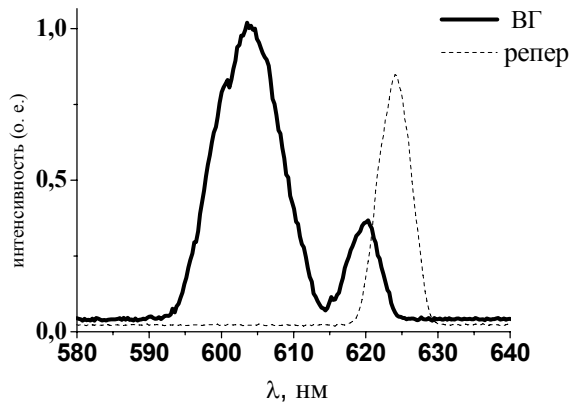


Рис. 2. Примеры спектра ВГ (сплошная линия), отраженной от мишени (стекло) в вакууме. Пунктирная линия – несдвинутый спектр ВГ

Соответствие величин сдвигов спектров ВГ и основного излучения свидетельствует о том, что вторая гармоника генерируется в результате воздействия основного излучения с уже смещенной частотой.

В структуре спектра ВГ стабильно наблюдалось появление двух, а иногда и трех пиков (рис.2).

В докладе также будут обсуждены возможные физические механизмы, приводящие к обнаруженным сильным сдвигам спектров в голубую область, и к сложной структуре спектра второй гармоники, состоящего из нескольких пиков.

Литература

1. Savelev A.B., Akhmanov S.A., Bayanov I.A., Gordienko V.N., Djidjoev M.S., Krayushkin S.V., Magnitskii S.A., Platonenko V.T., Platonov Yu.Ya., Ponomarev Yu.V., Salaschenko N.N., Slobodchikov E.V., Tarasevitch A.P. (1992) Soft x-ray production and harmonic generation in femtosecond laser-driven plasma// Proceed. of SPIE, v. 1627, p.334-340.

2. Басов Н.Г. (1989) Диагностика плотной плазмы// М.: Наука.

3. D. von der Linde, Schulz H., Engers T., Schiiler H. (1992) Second Harmonic Generation in Plasmas Produced by Intense Femtosecond Laser Pulses// IEEE J. QE, 28, p.2388-2397.

4. Ganeev R.A., Suzuki M., Baba M., Turu M., Kuroda H. (2004) Generation of backscattered 2ωand 3ω/2 harmonics of femtosecond radiation from targets with different atomic numbers// Appl. Phys. B 78, p.79–85.

5. Gordienko V.M., Makarov I.A., Rakov E.V., (2007), Hot plasma diagnostics during femtosecond laser ablation in a cavity // Proceed. SPIE, v. 6606, p.66060S.

ИСТОЧНИК ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЫСОКОЙ ЧАСТОТОЙ ПОВТОРЕНИЯ ИМПУЛЬСОВ, СОЗДАВАЕМЫЙ МОЩНЫМ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ НА ПОВЕРХНОСТИ РАСПЛАВЛЕННОГО ГАЛЛИЯ

[**]Иванов КА

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
e-mail: iv_konst_an@rambler.ru

Известно, что плазма, формируемая мощным фемтосекундным лазерным импульсом, является уникальным источником рентгеновского излучения пикосекундной длительности. Обычно в подобного рода экспериментах используются твердотельные мишени, кластеры, струи и т.п. Исследования нашей лаборатории показали, что возможно использовать и мишени в жидкой фазе. Преимуществом такой мишени перед обычно используемыми является отсутствие необходимости обновления поверхности после каждого лазерного выстрела. В наших экспериментах использовался расплавленный галлий при температуре 250^{o}C. Кроме того, показано, что временная структура ла-

[**] Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

зерного импульса (наличие предымпульса, опережающего основной на несколько наносекунд) существенно влияет на параметры лазерно-плазменного источника.

В экспериментах для формирования плазмы использовался лазерный импульс, генерируемый лазерной системой на кристалле Ti:Sa (длительность импульса 60фс, длина волны 800нм, энергия каждого импульса 1мДж, частота повторения 10Гц, пиковая интенсивность – 10^{17}Вт/см^2). В экспериментах с частотой повторения импульсов в 1кГц использовалась другая лазерная система на кристалле Ti:Sa с длиной волны 800нм, длительностью импульса 100фс, энергия каждого импульса 2мДж, частота повторения импульсов от 100 до 1000Гц.

Наши эксперименты показали, что воздействуя на мишень лазерным импульсом с предымпульсом, опережающим основной импульс на несколько наносекунд, можно существенно повысить эффективность рентгеновского источника. При энергии предымпульса, составляющей ~50^{-1} от энергии основного импульса, выход рентгеновского излучения увеличился более чем в 60 раз, а средняя энергия горячих электронов возросла в четыре раза (с 20 кэВ до 75 кэВ) по сравнению с плазмой, формируемой лазерным импульсом без предымпульса. Происходит также эффективное возбуждение характеристического излучения плазмы, соответствующего K_α-линии галлия (9,3 кэВ) и K_β-линии галлия (10,3 кэВ), интенсивность которых растёт с увеличением амплитуды предымпульса.

Проведённое теневое фотографирование облака вещества, образующегося под действием предымпульса, помогло нам объяснить полученные результаты. Оказалось, что при энергии предымпульса в 20мкДж, что соответствует его амплитуде ~50^{-1}, основной импульс взаимодействует с сильно искажённой поверхностью мишени с характерным масштабом выпуклости около 10мкм, что может приводить к эффектам усиления локального поля. Кроме того, основной импульс распространяется не в вакууме, а в облаке вещества размером около 130мкм, что может приводить к его дополнительной самофокусировке.

В работе показано, что расплавленный галлий может быть использован в качестве материала мишени при создании высокостабильных лазерно-плазменных источников при частоте следования лазерных импульсов до 1 кГц. Мишень из такого материала не требует своего смещения в процессе работы, существенно упрощая тем самым конструкцию источника. Без дополнительной фокусировки такой источник остаётся стабильным около полуминуты, а при дополнительной фокусировке – до нескольких часов непрерывной работы при мощности более 10^9 рентгеновских квантов в секунду.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант # 07-02-00724-а.

НИЗКОПОРОГОВЫЙ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЙ ОТКЛИК ФОТОХРОМНЫХ СТЕКОЛ С НАНОКРИСТАЛЛАМИ ХЛОРИДА МЕДИ

Ким А.А.

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Росси

kimalexandr@yandex.ru

В экспериментах использовалось силикатное стекло, имеющее следующий основной начальный состав: Na_2O-B_2O_3-Al_2O_3-SiO_2-NaCl-CuO. Полированные образцы стекла подвергались термообработке при температуре 500, 540 и 580^{o}C в течение 10 часов. В результате термообработки в стекла формировались нанокристаллы хлорида меди, концентрация и размер которых зависит от режима термической обработки. Ниже температуры 500°C не происходит выделение нанокристаллов CuCl. При увеличении температуры и длительности термической обработки наблюдается рост нанокристал-

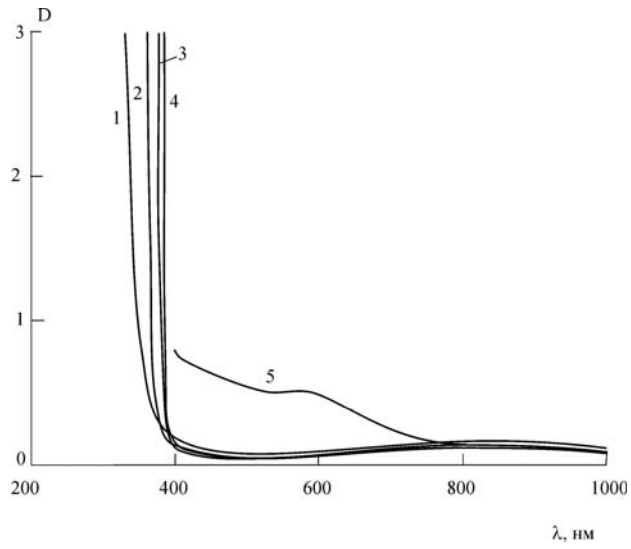


Рис. Спектры поглощения фотохромных стекол с наночастицами хлорида меди. 1- исходное стекло; 2 – отжиг при $t = 500\ ^{o}C$; 3 - $t = 540\ ^{o}C$; 4 - $t = 580\ ^{o}C$; 5 - $t = 580\ ^{o}C$, освещение

лов. Размер нанокристаллов может быть определен по положению максимума экситонной полосы или по температуре плавления нанокристаллов.

В фотохромных стеклах с нанокристаллами хлорида меди под действием импульсов излучения нано- и пикосекундной длительности возникает низкопороговый нелинейно-оптический отклик. Энергетический порог возникновения отклика уменьшается при уменьшении длительности лазерного импульса. Характер нелинейно-оптического отклика и порог его возникновения зависят от режима термообработки стекла и толщины образца. Показано, что оптический отклик возникает при плотности энергии 0,1-1 нДж/см^2. Нелинейно-оптический отклик проявляется, в основном, в виде ограничения излучения, причем энергетический интервал существования оптической нелинейности и энергетический порог возникновения отклика уменьшаются с увеличением температуры отжига стекла. Слабо выраженная нелинейность наблюдается и в образцах стекла, не прошедших термообработку.

Литратура

1. A.V. Dotsenko, L.B. Glebov, V.A. Tsekhomsky (1998) Physics and Chemistry of Photochromic Glasses. CRC Press LLC,190 p.

2. A.M.Malyarevich, I.A.Denisov, V.G.Savitsky (2000) Glass doped with PbS quantum dots for passive Q switching of 1.54 μm laser // Appl. Opt., 39, N24, 4345-4347.

3. A.M.Malyarevich, I.A.Denisov, V.G.Savitsky (2000) Glass doped with PbS quantum dots for passive Q switching of 1.54 μm laser // Appl. Opt., 39, N24, 4345-4347.

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА, ДИСПЕРГИРОВАННЫХ В ПОЛИМЕРЕ

Кудряшов М.А.

Нижегородский государственный университет имени Н.И. Лобачевского, физический факультет, Нижний Новгород, Россия

E–mail: Kudryashov@phys.unn.ru

Композиционные материалы на основе диэлектриков, содержащих металлические наночастицы (МН), являются перспективными с точки зрения их применения в оптоэлектронике и нелинейной оптике. Коллективное возбуждение электронов проводимости в МН под действием электромагнитной волны света и последующее существенное усиление локального поля стимулируют в частицах различные резонансные оптические эффекты. Размер, форма и структура наночастиц определяют свойства композиционных материалов, поэтому исследование их морфологии также является очень важным. Полимеры в признаны превосходными связующими материалами для формирования устойчивой коллоидной дисперсии металлов.

Исследуемые в данной работе системы наночастицы серебра/полиакрилонитрил (НЧ-Ag/ПАН) были изготовлены методом разделения фаз, индуцированного полимеризацией в присутствии фотоинициатора Irgacure 651. Полимеризация осуществлялась при помощи УФ света с длиной волны $\lambda = 365$ нм. Для получения полимерной матрицы использовался акрилонитрил. В качестве соли металла применялся нитрат серебра ($AgNO_3$). Размеры наночастиц серебра и их плотность, рассчитывались из исследований просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Спектральные характеристики пленок в диапазоне 0.3÷0.8 мкм исследовались на спектрофотометре Cary 5000. Инфракрасные спектры на пропускание снимались на ИК-Фурье спектрометре Spectrum BX II.

Из ПЭМ-исследований обнаружено, что нановключения серебра имели сферическую форму. В зависимости от концентрации $AgNO_3$ и фотоинициатора композиты получались с различными размерами и разной плотностью наночастиц. При увеличении содержания нитрата серебра от 10 до 15% диаметр частиц возрастал (от ~ 5 до ~ 10 нм), а их плотность падала (от $\sim 6\times10^{16}$ до $\sim 10^{16}$ см$^{-3}$), что можно связать с коалесценцией наночастиц. Напротив, при увеличении содержания фотоинициатора в диапазоне 0÷25 % частицы серебра уменьшаются в диаметре (от ~ 12 до ~ 2 нм), а их плотность растет (от $\sim 10^{16}$ до $\sim 5\times10^{17}$ см$^{-3}$). Предположительно здесь имеет место зародышеобразование новых наночастиц, что в свою очередь ведет к уменьшению размеров частиц в процессе роста.

Спектры пропускания показали наличие минимума в области 420 нм, который принято связывать с плазмонным резонансом от наночастиц серебра. Выявлено, что интенсивность УФ-лампы, а также время экспозиции влияет на спектры пропускания. На спектрах отражения особенности не обнаружены.

ИК-спектр от полиакрилонитрила, полученного фотополимеризацией при времени воздействия УФ 90 мин, не показал наличие минимума в диапазоне 1420-1410 см$^{-1}$, связанного с колебаниями двойной связи $-CH=CH_2$, что говорит о законченной полимеризации исходного мономера за данное время экспозиции. Однако на ИК-спектрах композитов НЧ-Ag/ПАН выявлены характерные минимумы, свойственные акрилонитрилу, что можно соотнести с частичной полимеризацией данного мономера в присутствии нитрата серебра.

Контроль размера частиц можно осуществить путем изменения содержания соли металла и фотоинициатора в исходной смеси. Кроме того, при изготовлении структур НЧ-Ag/ПАН методом разделения фаз, индуцированного фотополимеризацией, необходимо также учитывать такие параметры получения, как температуру, интенсивность УФ-лампы и время экспозиции.

Автор выражает благодарность профессору, д.ф-м.н. Машину А.И. за помощь в подготовке тезисов.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ФОТОСТРУКТУРНЫХ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ В As_2S_3

[**]Лесик М.А., Шимко А.А.

НИИ Лазерных Исследований, Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия
E-mail: rita-lesik@yandex.ru

В результате воздействия лазерного излучения на оптические материалы в локальной области может происходить изменение структуры и, соответственно, изменение оптических свойств вещества. Это явление находит широкое применение в современных телекоммуникационных системах, устройствах для записи и считывания информации.

[**] Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

В данной работе представлены результаты по записи волноводных структур в стеклах системы As_2S_3. В качестве источника лазерного излучения для реализации структурных изменений использовался фемтосекундный твердотельный лазер на Ti-сапфире. В результате проведенных экспериментов созданы волноводные структуры при различных параметрах: мощности лазерного излучения, скорости перемещения образца, количестве сканирований и способе записи.

Характер структурных изменений, полученных в области лазерного воздействия, в результате записи в стекле исследовался методом комбинационного рассеяния на установке BRUKER Senterra.

Обнаружено, что в результате фемтосекундного лазерного воздействия происходит разрыв гетерополярных связей As-S и образование дефектных гомополярных связей, таких как As-As и S-S [1].

Решение уравнения теплопроводности позволило оценить температуру в области лазерного воздействия. Для случаев мощностей записи и скоростей сканирования было построено температурное распределение в области лазерного воздействия, на основе которого были сделаны выводы о возможных механизмах, развивающихся при записи структурных элементов.

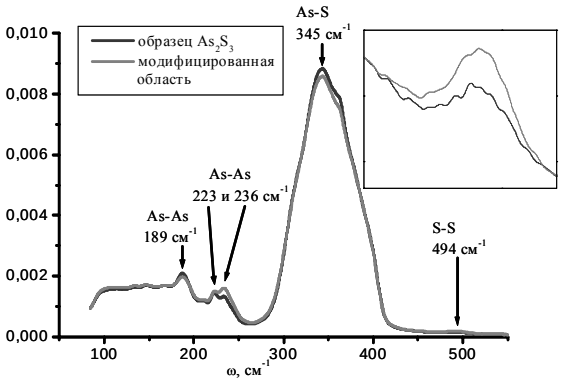


Рис. 1 Спектры комбинационного рассеяния стекла As_2S_3 измерен в области лазерного воздействия и вне ее

На основе полученного распределения интенсивности излучения He-Ne лазера в ближнем поле на выходе из волноводной структуры, был сделан вывод о том, что результатом записи при перемещении образца относительно лазерного излучения является образование волноводов.

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта, полученного на конкурсе грантов 2008 года для студентов, аспирантов вузов и академических институтов, расположенных на территории Санкт-Петербурга (грант серия ПСП № 080107) и гранта РФФИ 08-03-92001-ННС_а.

Литература

1. Лесик М.А., Аверина А.В., Шимко А.А., Маньшина А.А. (2009) Модификация структуры халькогенидных стеклообразных полупроводников под воздействием фемтосекундного лазерного излучения // Оптический журнал, №1 (76), стр. 57-60.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АТОМОВ В ОПТИЧЕСКИХ ДИПОЛЬНЫХ ЛОВУШКАХ

Лобов А.В.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: lobov@physics.msu.ru

Оптические дипольные ловушки – это устройства, используемые для локализации и охлаждения нейтральных атомов до сверхнизких температур порядка микрокельвина. Их использование позволяет проводить прецизионные измерения и получать конденсат Бозе-Эйнштейна. Точная пространственная локализация атомов в ловушке позволяет измерять и изменять состояния отдельных атомов, поэтому оптическая дипольная ловушка рассматривается как основа для создания квантового компьютера.

В работе было проведено компьютерное моделирование динамики атомов в дипольной ловушке, сформированной красно-отстроенным лазерным пучком. Для того,

чтобы лучше изучить взаимодействие атомов в ловушке, в ее схему было введено резонансное лазерное излучение, усиливающее атомное взаимодействие. Кроме градиентной силы, возникающей при взаимодействии атомного дипольного момента с электромагнитным полем, стремящейся вернуть атом в положение равновесия, и силы радиационного трения вследствие допплеровского эффекта, на динамику атомов существенно влияет сила резонансного диполь-дипольного взаимодействия (РДДВ). При расстояниях между атомами больше критического (порядка нескольких нанометров) используется модель дальнодействующего РДДВ, при расстоянии меньше критического – короткодействующего РДДВ. Дальнодействующее РДДВ моделируется классическим белым шумом, как в случае самовоздействия, возникающего при переиспускании атомом фотона, так и в случае взаимодействия двух атомов вследствие обмена виртуальным фотоном. При короткодействующем РДДВ может произойти вылет атомов из ловушки из-за поглощения фотона. Для учета флуктуационного характера РДДВ используется генератор случайных чисел.

Описанная выше модель была реализована с помощью распараллеленного алгоритма в программе для кластера, рассчитывающей траектории атомов и время их жизни в ловушке. Получены траектории движения атомов в дипольной ловушке и спектры их колебаний. Было изучено влияние силы радиационного трения на полную энергию и время жизни атомов в ловушке. Проведено сравнение спектров колебаний одиночного атома в ловушке со спектром взаимодействующих атомов, обнаружено уширение и сдвиг этого спектра. Выявлено влияние как короткодействущего, так и дальнодействующего резонансного дипольного взаимодействия на время жизни атомов в ловушке, при нахождении атомов в одной и в разных потенциальных ямах. Определена зависимость среднего времени жизни атомов в ловушке от расстояния между атомами.

Автор выражает признательность Янышеву Д.Н. за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. D. N. Yanyshev, B. A. Grishanin, V. N. Zadkov, and D. Meschede (2005). Laser Physics, Vol. 15, No. 8.
2. Rudolf Grimm, Matthias Weidemuller, Yurii B. Ovchinnikov(1999). Optical dipole traps for neutral atoms.
3. S. J. M. Kuppens, K. L. Corwin, K. W. Miller, T. E. Chupp, C. E. Wieman (1999). Loading an optical dipole trap. Physical review A, volume 62, 013406.
4. N. Schlosser, G. Reymond, I. Protsenko, and P. Grangier, Nature **411**, 1024 (2001).
5. B. Ueberholz, S. Kuhr, D. Frese, *et al.*, J. Phys. **B33**, 4 (2000).

ШИРОКОПОЛОСНАЯ ФОКУСИРОВАННАЯ МНОГОЭЛЕМЕНТНАЯ АНТЕННА ДЛЯ ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКОЙ ТОМОГРАФИИ

[**], [***]Симонова В.А.

Институт проблем лазерных и информационных технологий при Российской Академии Наук, Шатура, Московская область, Россия
E–mail: varvara.simonova@gmail.com

Лазерная оптико-акустическая (ОА) томография является новым перспективным методом в диагностике биологических объектов [1]. В настоящее время ОА томография развивается в направлении совершенствования систем регистрации сигналов, полученных с помощью многоэлементных антенн. Важным параметром, характеризующим полученное изображение, является его разрешение по трем направлениям.

При диагностике *in vivo* часто предпочтительным оказывается получение двумерных изображений, так как при этом сбор данных и их обработка может осуществ-

[**] Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

[***] Работа отмечена жюри как имеющая инновационный потенциал.

ляться в режиме реального времени [2]. Двумерное изображение представляет собой сечение распределения тепловых источников плоскостью изображения. Пространственное разрешение в направлении, перпендикулярном плоскости изображения, определяется конструкцией антенной решетки. Во всех предложенных до последнего времени конструкциях пространственное разрешение в этом направлении было основным фактором, снижающим качество получаемого изображения [3]. Данная проблема решается путем использования решетки из фокусированных приемников [4, 5, 6, 7, 8].

На настоящий момент полной методики расчета параметров многоэлементной фокусирующей антенны с заданными значениями пространственных разрешений изображения не существует. Для создания антенны с заданными параметрами получаемого изображения необходимо знать связь параметров многоэлементной антенны с задаваемыми разрешениями. В настоящей работе предлагается методика расчета характеристик и геометрических параметров широкополосной многоэлементной антенны с высоким пространственным разрешением для задач ОА томографии.

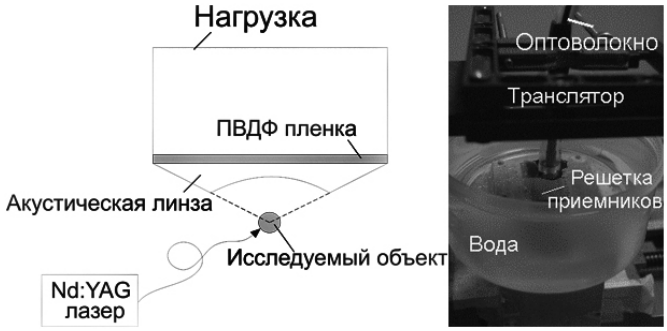


Рис. 1. Схема расположения элементов в антенне (слева), фотография экспериментальной установки (справа)

По предложенной методике сконструирована антенна (рис. 1) с заданными значениями пространственных разрешений по трем направлениям (Δx = 0.1 мм, Δy = 0.5 мм, Δz = 1.6 мм) для задачи томографии рака груди на ранней стадии. Антенна представляет собой набор из 8 линейных пленочных (ПВДФ) пьезоприемников, расположенных на плоскости, и акустической линзы с цилиндрической фокусировкой. Для сконструированной антенны проведены измерения карты фокальной области отдельного приемника антенны и функции передачи точки антенны. Пространственные разрешения антенны, полученные экспериментально, хорошо соответствуют расчетным значениям.

Работа поддержана грантами Российского Фонда Фундаментальных Исследований (проект №07-02-00940-а) и Международного Научно-Технического Центра (проект № 3691).

Автор выражает признательность профессору, д.ф.-м.н. Карабутову А.А. за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. Гусев В.Е., Карабутов А.А. (1991) Лазерная оптоакустика. М.: Наука.

2. Kruger R.A., Kiser W.L., Romilly A.P., Schmidt P. (2001) Thermoacoustic CT of the breast: Pilot study observations // Proc. SPIE, vol. 4256, p. 1–5.

3. Andreev V.G., Karabutov A.A., Solomatin S. V., Savateeva E.V., Aleynikov V.L., Zhylina Y.V., Fleming R.D., Oraevsky A.A. (2003) Opto-acoustic tomography of breast cancer with arc-array transducer // Proc. SPIE, vol. 3916, p. 36-47.

4. Oraevsky A.A., Karabutov A.A., Solomatin S.V., Savateeva E.V., Andreev V.G., Gatalica Z., Singh H., Fleming R.D. (2001) Laser optoacoustic imaging of breast cancer in vivo // Proc. SPIE, vol. 4256, p. 6.

5. Oraevsky A.A., Karabutov A.A. (2000) Ultimate sensitivity of time-resolved optoacoustic detection // Proc. SPIE, vol. 3916, p. 1.

6. Жаринов А.Н., Карабутов А.А., Кожушко В.В., Пеливанов И.М., Соломатин В.С., Хохлова Т.Д. (2003) Пленочный широкополосный фокусированный гидрофон для оптико-акустической томографии // Акустический журнал, т. 49, № 6, с. 799.

7. Ermilov S., Conjusteau A., Mehta K., Lacewell R., Henrichs P.M., Oraevsky A.A. (2006) 128-channellaser optoacoustic imaging system (LOIS-128) for breast cancer diagnostics // Proc. SPIE, vol. 6086, p. 1-12.

8. Khokhlova T.D., Pelivanov I.M., Karabutov A.A. (2008) Optoacoustic tomography utilizing focused transducers: the resolution study // Appl. Phys. Lett., vol. 92, p. 1-3.

ВЛИЯНИЕ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ИМПУЛЬСА НА ПЕРЕНОС ЛАЗЕРНОЙ ЭНЕРГИИ В ФИЛАМЕНТЕ.

Тверской О.В., Силаева Е.П.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: tvoleg@yandex.ru

При распространении мощных фемтосекундных лазерных импульсов в газах и конденсированных средах формируются протяженные филаменты, в которых концентрируется значительная часть энергии излучения [1, 2].

Целью данной работы является исследование влияния длительности мощного фемтосекундного лазерного импульса на перенос энергии при распространении филамента в воздушной среде. Исследования выполнены методом численного эксперимента на основе самосогласованной системы нелинейных уравнений относительно ММА светового поля и концентрации электронов в лазерной плазме. Начальная длительность импульса менялась в диапазоне от 100 фс до 2 пс при сохранении его энергии W = 8,01 мДж, длина волны 800 нм, радиус пучка 1,2 мм.

С увеличением длительности импульса при условии сохранения энергии уменьшается пиковая мощность и, следовательно, увеличивается расстояние до его фокусировки, где, останавливая коллапсирование пучка, образуется плазма. При этом концентрация электронов становится меньше и, как следствие, снижаются потери лазерной энергии на ионизацию. Поэтому характер филаментации становится более плавным в простанстве и времени, уменьшаются потери при рефокусировках. В результате увеличивается длина филамента. На рис.1 приведена зависимость полной энергии импульса W от пройденного расстояния z при различных длительностях.

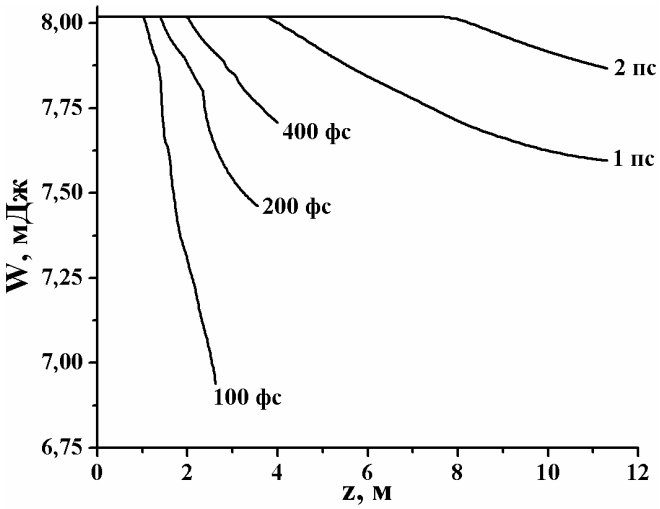


Рис.1 Зависимость полной энергии от расстояния для различных длительностей импульса

В импульсах большей длительности поперечный размер области с наибольшей плотностью энергии увеличивается, возрастает и переносимая филаментом энергия, что говорит об эффективной локализации энергии. Аналогичные результаты получены для филаментации фемтосекундных лазерных импульсов при многократном рассеянии в атмосферном аэрозоле.

Таким образом, при увеличении длительности импульса повышается эффективная передача высоколокализованной энергии лазерного излучения на большие расстояния, что представляет интерес для прикладной атмосферной оптики.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ проект номер 08-02-005

Литература

1. Boyd R.W., Lukishova S.G., Shen Y.R. (Eds.) (2008) Self-focusing: Past and Present. Topics in Appl. Phys. 114, Springer.

2. Couairon A., Mysyrowicz A. (2007) Physics Reports, V. 441, No. 2-4, p. 47-189.

ГЕНЕРАЦИЯ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ МИКРОКАНАЛОВ ИЗЛУЧЕНИЕМ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ХРОМ-ФОРСТЕРИТОВОГО ЛАЗЕРА

Хоменко А.С., Макаров И.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

miriel_t@mail.ru

Источники характеристического рентгеновского излучения, создаваемые высокоинтенсивным (I>1 ПВт/см^2) фемтосекундным лазерным излучением, имеют ряд практических применений в задачах характеризации высокотемпературной плазмы, динамической дифракции при фазовых переходах в конденсированном веществе [1, 2, 3], в рентгеновской микроскопии и литографии [4].

Цель данной работы – измерение эффективности преобразования лазерного излучения в характеристическое рентгеновское излучение при воздействии на мишени разного элементного состава фемтосекундного лазерного излучения с интенсивностью I≈3·10^{15}Вт/см^2 при нормальных атмосферных условиях.

В качестве источника лазерного излучения использована фемтосекундная хром-форстеритовая лазерная система. Последовательность лазерных импульсов (число импульсов N=20÷30) фокусировалась на мишень объективом с фокусным расстоянием 6 см. В процессе формирования микроканалов в теле мишени образовывалась горячая микроплазама, которая была источником рентгеновского излучения. Выход рентгеновского излучения в диапазон 2÷20 кэВ регистрировался рентгеновским спектрометром с пропорциональным счётчиком. Энергетическое разрешение счётчика на энергии 5.9 кэВ (Fe^{55}) не хуже 20 %.

Измерены спектры характеристического рентгеновского излучения. На рис. 1 показано сравнение наших данных с данными других лабораторий по эффективности преобразования лазерного излучения в характеристическое рентгеновское излучение для меди, титана и структурно-неоднородной мишени (дентина) в зависимости от интенсивности лазерного излучения. Кривая отражает тенденцию эффективности преобразования. Из рис. 1 видно, что при одинаковой интенсивности лазерного излучения эффективность преобразования в рентгеновское из индуцированной в канале микроплазмы (наши данные) для медной мишени выше, чем из приповерхностной плазмы [4, 5]. Для дентина (пористая мишень) выход характеристического излучения выше, чем для плотных мишеней (Ti, Cu). В докладе обсуждается специфика строения дентина и возможная роль увеличения локального поля в пористых мишенях, что может быть причиной увеличения выхода рентгеновского излучения. Авторы выражают благодарность Петухову В.П. за плодотворное сотрудничество.

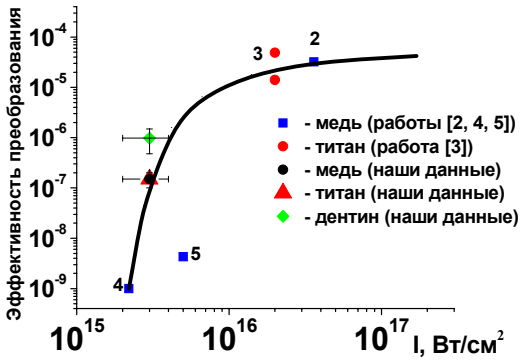


Рис. 1. Эффективность преобразования лазерного излучения в рентгеновское

Литература

1. T. Pfeifer et al., Reports on Progress in Physics, Vol. 69, 2006, pp. 443–505.
2. C.G. Serbanescu et al., Review of Scientific Instruments, Vol. 78, 2007, pp. 103502.
3. J.A. King et al., Review of Scientific Instruments, Vol. 76, 2005, pp. 076102.
4. N. Takeyasu et al., Applied Physics Letters, Vol. 78(9), 2001, pp. 1195-1197.
5. P.P. Rajeev et al., 2001, http://arxiv.org/abs/physics/0107022v1

ОПТИКА

Председатель подсекции
Проф. Короленко Павел Васильевич

СПЕКТР ПРОПУСКАНИЯ РЕЗОНАНСНОГО ОДНОМЕРНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА

[**] Авдеева А.Ю.

Сибирский федеральный университет, Институт инженерной физики и радиоэлектроники, Красноярск, Россия, E-mail:Avdeeva-Anastasiya@yandex.ru

Фотонные кристаллы (ФК) представляют собой, в основном, искусственно созданные среды с периодическим изменением диэлектрических свойств на пространственном масштабе порядка оптической длины волны. Спектральные свойства ФК можно дополнительно существенно изменять, помещая внутрь периодической структуры резонансные среды (атомные либо молекулярные газы). Сочетание резонансной дисперсии газа с дисперсией ФК-структуры приводит к появлению дополнительной полосы пропускания на краю фотонной запрещенной зоны.

В данной работе исследованы особенности спектра пропускания одномерного резонансного фотонного кристалла (РФК) при изменении угла падения, параметров РФК. Методом трансфер-матрицы проведены численные расчеты спектра пропускания РФК, который представляет собой слоистую среду, состоящую из чередующихся слоев двух материалов, одним из которых является резонансно поглощающий газ. Рассматриваемая структура характеризуется диэлектрическими проницаемостями слоев, соответственно изотропной среды и резонансного газа ε_1 $\varepsilon_2(\omega)$. Диэлектрическая проницаемость газа в модели Лоренца:

$$\varepsilon_2 = 1 + \frac{\omega_p^2\left(\omega_0^2 - \omega^2\right)}{\left(\omega_0^2 - \omega^2\right)^2 + (\gamma\omega)^2} - i\frac{\omega_p^2\gamma\omega}{\left(\omega_0^2 - \omega^2\right)^2 + (\gamma\omega)^2}$$

где $\omega_p^2 = 4\pi N f e^2/m$, e – заряд электрона, m- масса электрона, N - плотность резонансных атомов, f- сила осциллятора, γ - ширина линии, ω_0 - центральная частота резонанса, ω - частота излучения. В качестве резонансно поглощающего газа рассмотрены пары атомов Hg, с параметрами $\gamma/\omega_G = 5\cdot10^{-7}$, $\omega_p^2/\omega_G^2 = 7\cdot10^{-8}$, где $\omega_G = \pi c/L_0$ – характерная частота запрещенной зоны, оптическая толщина - $L_0 = d_1\sqrt{\varepsilon_1} + d_2$, где d_1 и d_2 – толщины слоев. Резонансу на длине волны 253,6 нм соответствует ширина линии $\gamma \approx 10^9$ Гц.

Из рисунка 1 видно, что коэффициент пропускания весьма чувствителен к углу падения θ, при увеличении θ до 10° значение в максимуме кривой пропускания уменьшилось на порядок. При увеличении в 3 раза плотности резонансного газа затухание также увеличивается в 3 раза в случае ударного механизма уширения. При этом спектр полосы пропускания, штриховая кривая, сдвигается от резонанса, ширина полосы возрастает в 3 раза, а коэффициент пропускания в максимуме полосы не меняется.

По мере приближения резонансной частоты ω_0 к краю запрещенной зоны при прочих неизменных параметрах системы, пропускание существенно увеличивается. Например, при $\omega_0 = 1{,}85\omega_G$ оно достигает 55% (рис.2).

[**] Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

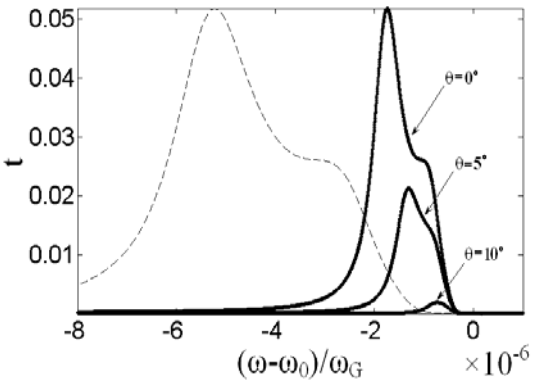


Рис. 1. Частотные зависимости коэффициента дополнительного пропускания t(ω) в первой запрещенной зоне поглощающего РФК. Сплошные линии приведены для различных углов падения θ когда плотность резонансных атомов $N=4\cdot10^{14}$см$^{-3}$. Штриховая линии рассчитана, для нормального падения, когда плотность резонансных атомов и соответственно ширина резонансной линии увеличены в 3 раза $N=12\cdot10^{14}$см$^{-3}$, $\gamma=15\cdot10^{-7}\omega_G$. Толщина рассматриваемого РФК, содержащего 30 периодов, составляет 3 мкм, $\varepsilon_l=3{,}24$

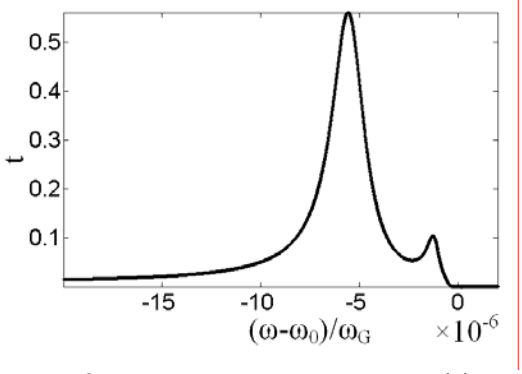


Рис. 2. Частотные зависимости коэффициента пропускания t(ω) поглощающего РФК. При $\omega_0 = 1{,}185\ \omega_G$, остальные параметры те же, что и для рис.1

Таким образом, показано, что имеются реальные возможности эффективного управления процессами пропускания в запрещенной зоне РФК за счет изменения плотности резонансного газа, положения резонансной частоты относительно края запрещенной зоны, угла падения лазерного излучения. В практических приложениях такие РФК могут быть перспективны при создании узкополосных фильтров с перестраиваемыми характеристиками, при построении новых типов оптических устройств. Наконец, заметим, что отмеченные спектральные особенности РФК для ТМ-волн сохраняются и для волн ТЕ-типа.

Автор выражает признательность, профессору Ветрову С.Я. за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. *Шабанов В.Ф., Ветров С.Я., Шабанов А.В.* Оптика реальных фотонных кристаллов: жидкокристаллические дефекты, неоднородности. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2005. 240 с.

2. *Желтиков А.М., Наумов А.Н., Баркер П., Майлс Р.Б.* // Оптика и спектр. 2000. Т. 89, № 2. С. 309–313.

3. *Ветров С.Я., Тимофеев И.В., Авдеева А.Ю.* Оптика и спектроскопия, 2009, том 106, №5, с.840-844.

4. *K. Busch, S. Lölkes, R. B. Wehrspohn, and H. Föll.* Photonic Crystals: Advances in Design, Fabrication and Characterization. Weinheim: Wiley-VCH, 2004. 354 p.

СПЕКТРАЛЬНО – ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ СКАНДИЕВЫХ ГРАНАТОВ, АКТИВИРОВАННЫХ TR^{3+} ИОНАМИ

Аладышева Е.В.

Мордовского государственного университета имени Н.П.Огарева, Саранск, Россси, E-mail: Zhenya40886@yandex.ru

Кристаллы со структурой граната, активированные TR^{3+} ионами, широко используются в качестве активных сред твердотельных лазеров. Исследованию спектроскопических свойств кристаллов гранатов с TR^{3+} ионами посвящены многочисленные оригинальные научные работы и обзоры [1-3].

Технологические особенности выращивания, структурные свойства гадолиний-скандий-алюминиевого граната, а также некоторые спектроскопические характеристики TR^{3+} ионов в этих гранатах представлены в [2].

В настоящей работе представлены результаты спектроскопических исследований кристаллов гадолиний-скандий-алюминиевого граната (ГСАГ) и гадолиний-иттрий-скандий-алюминиевого граната (ГИСАГ), активированного ионами Nd^{3+}. Для данных кристаллов определены параметры интенсивности Ω_t (t = 2, 4, 6), с использованием которых сделана оценка вероятностей переходов с уровня $^4F_{3/2}$ на нижележащие уровни ионов Nd^{3+},определены коэффициенты ветвления люминесценции и значение радиационного времени жизни с уровня $^4F_{3/2}$. Проведен сравнительный анализ спектроскопических характеристик для данных кристаллов.

Также в работе исследованы спектры люминесценции с уровня $^4F_{3/2}$ ионов Nd^{3+} в кристаллах ГСАГ: Nd и ГИСАГ: Nd при возбуждении лазерным диодом с $\lambda_{\text{èçë}}$=806 нм.

Тезисы доклады основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 07-02-00055).

Автор выражает признательность кандидату ф.-м.н., доценту Рябочкиной П.А.за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. Лазер на кристаллах иттрий-эрбий-алюминиевого граната // Труды ИОФАН. 1989. М. Наука.
2. Оптически плотные активные среды // Труды ИОФАН. 1990. М. Наука.
3. Спектроскопия оксидных кристаллов для квантовой электроники // Труды ИОФАН. 1991. М. Наука.

УСИЛЕННОЕ ПРОХОЖДЕНИЕ СВЕТА ЧЕРЕЗ ПЕРИОДИЧЕСКИЙ МАССИВ ЩЕЛЕЙ В ТОНКОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛЕНКЕ

Бабичева В.Е.

Московский физико-технический институт (ГУ), Долгопрудный, Россия,
E-mail: vitanyvitany@mail.ru

Одним из важных вопросов в изучении аномального прохождения электромагнитной волны через металлическую пленку с периодическим массивом субволновых щелей является определение природы пиков и, в частности, роли поверхностных плазмон-поляритонов в этом явлении.

Согласно теории Бете, коэффициент прохождения волны через одиночную субволновую апертуру в бесконечно тонком металлическом экране определяется фактором $(a/\lambda)^4$, где a - характерный размер апертуры. Однако для периодической структуры отверстий в металлической пленке обнаруживаются пики прохождения, в сотни раз превышающие это значение.

Так как задача аномального прохождения сложна для аналитического изучения, очень важен численный эксперимент с наименьшими упрощениями. Мы провели численное моделирование этого явления с помощью метода конечных разностей (Finite-Difference Time-Domain Method, FDTD, [1]).

Рассчитаны спектры пропускания и поглощения для систем с различными геометрическими параметрами, не только тонких пленок, но и с толщинами сравнимыми с периодом структуры. Пики поглощения наблюдаются при тех же длинах волн, что и пики аномального прохождения. Величина пика поглощения уменьшается с увеличением длины волны.

Мы провели изучение прохождения электромагнитного излучения не только для реального металла, но и для идеального металла (в той же геометрии, что и для реального металла — серебра). Так как наибольший интерес вызывает происхождение пика в области длин волн близких к периоду структуры, то мы провели исследование аномального прохождения для тонких пленок. В тонких пленках наблюдается только пик в области длин волн близких к периоду структуры. Численное моделирование методом FDTD аномального прохождения электромагнитной волны через массив субволновых щелей в металлических пленках с различными толщинами показало полное согласование с результатами, предсказанным формулой Фабри-Перо [2,3,4]. Моделирование идеального металла также обнаружило аномальное прохождение. Оказалось, что положение и величина пиков аномального прохождения может быть объяснена в рамках лишь одномодового приближения и не требует введения плазмон-поляритонных резонансов, отсутствующих в идеальном металле.

В области длин волн, близких к периоду решетки, наблюдается узкая полоса пропускания, что позволяет применять данное явление в частотных фильтрах и наносенсорах.

Выражаю благодарность научному руководителю Юрию Ефремовичу Лозовику.

Литература

1. A. Taflove and S. C. Hagness, Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method, 3rd. ed., (Artech House, 2005).

2. A.Moreau, C.Lafarge, N.Laurent, K.Edee, G. Granet, J.Opt. A:Pure Appl.Opt. 9, 165(2007).

3. J. A. Porto, F.J. Garcia-Vidal and J.B. Pendry, Phys. Rev. Lett. 83, 2845 (1999).

4. F. J. Garcia-Vidal and L. Martin-Moreno, Phys. Rev. B 66, 155412 (2002).

ОПТИЧЕСКИЕ ФУНКЦИИ КРИСТАЛЛОВ Cu_2ZnSnS_4

[*]Гурьева Г.А.

Институт Прикладной Физики Академии Наук Молдовы, Кишинев, Молдова
e-mail : gurieva_galina@mail.ru

Для получения современных высокоэффективных тонкопленочных солнечных элементов на основе твердых растворов $CuIn_xG_{1-x}Se_2$ [1] необходимы такие редкие и дорогие материалы как индий и галлий, что влияет на их конечную стоимость. Более дешевой альтернативой могут послужить такие новые, перспективные материалы как Cu_2ZnSnS_4, $Cu_2ZnSnSe_4$, квантовая эффективность фотопреобразования которых на сегодняшний день достигает 6.7%.

В работе были исследованы оптические свойства поликристаллов Cu_2ZnSnS_4, выращенных методом Бриджмена. Измерение оптических функций производилось с помощью метода спектральной эллипсометрии в области энергий фотонов 0.8-4.7 эВ при температуре 300 К. Модель отражения от изотропной среды использовалась для определения функции диэлектрической проницаемости из спектральной зависимости поляризационных углов, характеризующих относительный коэффициент отражения. Для объяснения структуры оптических функций было использовано поведение функции диэлектрической проницаемости вблизи критических точек [2]. Для расчета параметров теоретической модели: энергии межзонного перехода, константы затухания и силы осциллятора был использован SA алгоритм случайного поиска с обучением [3]. В результате было получено хорошее согласие с экспериментальными данными (рис. 1) на всем спектральном интервале с относительной ошибкой 1.3-1.5% и 2.6-2.7% для

[*] Доклад отмечен дипломом конференции как лучший на подсекции.

действительной (ε_1) и мнимой (ε_2) части диэлектрической проницаемости соответственно. Были также определены коэффициенты преломления, экстинкции, поглощения и отражения при нормальном падении света.

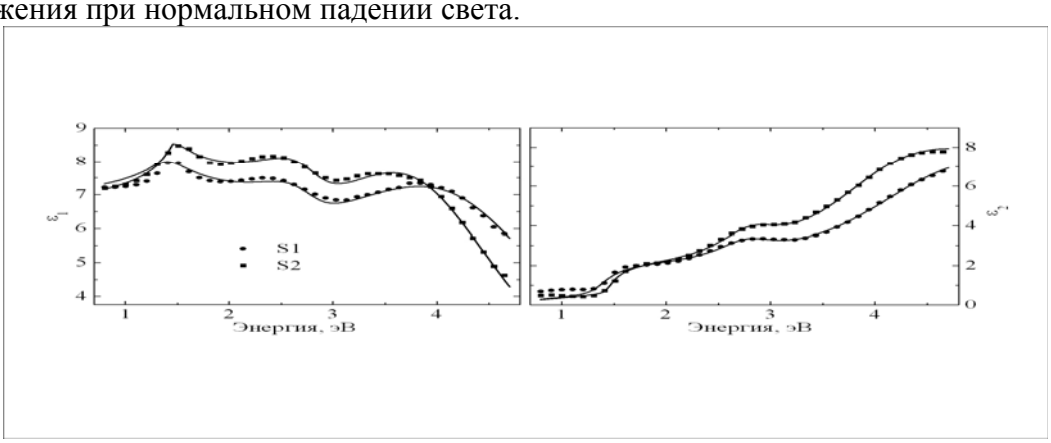


Рис. 1. Действительная (ε_1) и мнимая (ε_2) часть диэлектрической проницаемости для двух образцов кристаллов Cu_2ZnSnS_4. Теоретическая кривая получена из совместного расчета ε_1 и ε_2 с помощью SA-алгоритма.

Тезисы доклады основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта AŞM-BMBF 09.820.05.07.GA.

Автор выражает признательность, к.ф-м.н. Левченко С.В. за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. Contreras M A, Ramanathan K, Abushama J, Hasoon F, Young D L, Egaas B and Noufi R (2005) Diode characteristics in state-of-the-art ZnO/CdS/Cu($In_{1-x}Ga_x$)Se_2 solar cells//*Prog. Photovolt:Res. Appl.* 13 p.209

2. S. Adachi. (1990) Excitonic effects in the optical spectrum of GaAs // *Phys. Rev.* B 41, p.1003.

3. A. Corana, M. Marchesi, C. Martini, and S. Ridella. (1987) Minimazing multimodal functions of continuous variables with the “Simulated annealing”algoritm// ACM T.Math. Software 13, p. 262.

ЦИРКУЛЯРНЫЙ ДИХРОИЗМ В ПЛАНАРНЫХ ХИРАЛЬНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛАХ

Добындэ М.И.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: dobynde@nanolab.phys.msu.ru

В последние годы существенное внимание в оптике уделяется исследованиям оптических свойств планарных металлических наноструктур, представляющих собой упорядоченные объекты с характерными размерами порядка десятков или сотен нанометров, называемых оптическими метаматериалами. Класс данных материалов открывает новые возможности управления светом благодаря возбуждению в них поверхностных электромагнитных волн, так называемых поверхностных плазмон-поляритонов. На основе таких структур могут создаваться элементы для оптоэлектронных схем: волноводы, Т-коннекторы, мультиплексоры. Кроме того, значительный интерес к таким структурам обусловлен, например, эффектом аномального оптического пропускания света на определённых длинах волн и эффектом оптической ааактивности (удельное вращение плоскости поляризации порядка 10^4 °/мм [1]). Считается, что эти эффекты обусловлены коллективным возбуждением поверхностных плазмон- поляритонов.

В данной работе исследован эффект циркулярного дихроизма в планарных хиральных метаматериалах. Объект называется хиральным в плоскости, если он никаки-

ми сдвигами и поворотами не может быть совмещён со своим зеркальным изображением. Исследуемый эффект заключается в частичном преобразовании падающей под нормалью циркулярно поляризованной волны в циркулярно поляризуемую волну с противоположным направлением вращения вектора поляризации. Такой эффект может наблюдаться только в хиральных анизотропных средах с поглощением [2], поэтому в данной работе была численно рассмотрена структура, представляющая собой металлическую плёнку толщиной 150 нм, периодически перфорированную S-образными нанотверстиями. Характерный период массива отверстий составил 400 нм. Для численного интегрирования уравнений Максвела был применён метод конечных разностей во временном пространстве (finite-difference time-domain method, FDTD) [3]. Чтобы показать чувствительность образца к направлению вращения вектора поляризации, были рассчитаны коэффициенты пропускания для правой и левой циркулярно поляризованных волн.

Полученные спектральные зависимости различны и имеют ряд пиков и провалов, которые связываются с резонансным возбуждением поверхностных плазмон-поляритонов. Использование FDTD метода позволило получить временную зависимость прошедшего через образец поля. На основании этих данных были определены амплитуда и фазовая задержка между двумя линейными ортогональными поляризациями, а затем и состояния поляризации на выходе.Найдены собственные состояния поляризации света для данной структуры, оказавшиеся эллиптическими.

Литература

1. Makoto Kuwata-Gonokami *et al., "*Giant Optical Activity in Quasi-Two-Dimensional Planar Nanostructures,*"* Phys. Rev. Lett. **95**, 227401 (2005).

2. A. Papakostas *et al., "*Optical Manifestations of Planar Chirality," Phys. Rev. Lett. **90**, 107404 (2003).

3. Kane Yee, "Numerical solution of boundary problems involving Maxwell's equations in isotropic media*"*, Antennas and Propagation, IEEE **14**, pp. 302-307 (1966).

ЛАЗЕРНЫЙ ДВУХИМПУЛЬСНЫЙ АНАЛИЗ БРОНЗОВЫХ СПЛАВОВ

Ермалицкая К.Ф.

Белорусский государственный университет, г. Минск, Беларусь
E-mail: ermalitskaya@biz.by

Изделия из бронз широко применяются в различных областях промышленности и народного хозяйства. Однако до сих пор не существует эффективной аналитической методики прямого количественного атомно-эмиссионного экспресс-анализа, позволяющей одновременно определять концентрации всех входящих в состав бронз компонентов. Так, содержание меди, из-за матричных эффектов, влияющих на поступление вещества в плазму, определяется с помощью рентгеноспектрального метода, в противном случае, получающиеся корреляционные связи, как правило, нельзя аппроксимировать полиномом ни первой, ни второй степени, вследствие чего невозможно построить градуировочные графики для проведения количественного анализа.

Применение лазеров в качестве источников возбуждения спектра атомов позволило значительно расширить возможности эмиссионного спектрального анализа, снизить пределы обнаружения элементов и уменьшить влияние примесей на результаты анализа. Целью данной работы было определение оптимальных параметров лазерного излучения, позволяющих снизить влияние матричного эффекта на результаты анализа, и разработка аналитической методики прямого экспресс-анализа.

При проведении экспериментов использовался лазерный многоканальный атомно-эмиссионный спектрометр LSS-1 (производство СП "ЛОТИС ТИИ", Беларусь,

Минск). Лазер работает на длине волны 1064 нм, длительность импульсов составляет 15 нс. Энергия накачки лазера $E_н$ изменяется в пределах от 8 до 16 Дж, энергия импульса $E_{имп}$ – от 10 до 110 мДж. Главной особенностью данного спектрометра является использование в качестве источника возбуждения спектра сдвоенных лазерных импульсов с регулируемым временным интервалом Δt между ними. Первый импульс взаимодействует с поверхностью исследуемого образца, возбуждая эрозионную плазму. Излучение второго импульса, частично поглощаемое плазмой, дополнительно возбуждает атомы и ионы, находящиеся в парогазовом облаке, увеличивая регистрируемую интенсивность линий элементов.

В результате исследований было определено, что для снижения влияния матричного эффекта на поступление компонентов сплава в эрозионную плазму оптимальными параметрами являются следующие: $E_н$=11 Дж, $E_{имп}$=42 мДж, Δt=10 мкс. При данных параметрах лазерного излучения градуировочные графики, построенные с помощью МНК в стандартных координатах $\lg I = k_1 \lg C + k_2$, для всех элементов, входящих в состав исследуемых стандартных образцов бронз, линейны и имеют положительный наклон к оси абсцисс (рисунок). Коэффициенты корреляции линейной аппроксимации R^2 составляют порядка 0,8-0,9.

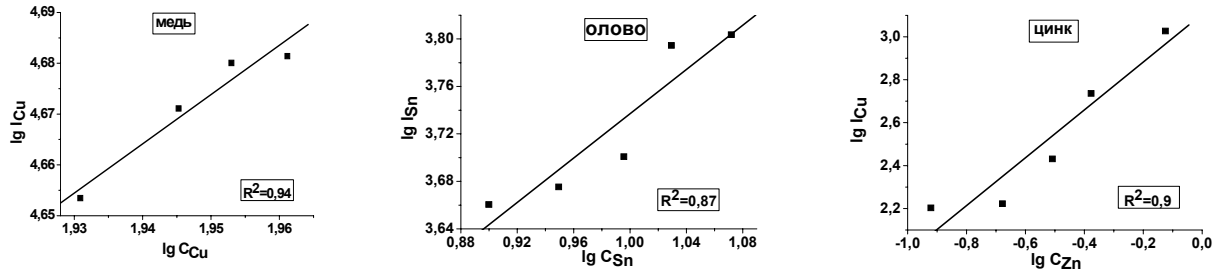


Рис.1. Градуировочные графики для определения концентрации меди, олова и цинка в бронзах

Предложенная методика двухимпульсной лазерной атомно-эмиссионной спектроскопии позволяет одновременно определять концентрацию меди, олова и других элементов в бронзовых сплавах без использования рентгеноспектрального анализа и привлечения дополнительных вычислений.

АНАЛИЗ СЕКРЕТНОСТИ ПРОТОКОЛА КВАНТОВОЙ КРИПТОГРАФИИ С НЕОГРАНИЧЕННЫМ ЧИСЛОМ БАЗИСОВ

Курочкин Ю.В.

Московский Физико-Технический Институт (ГУ), Москва, Россия
E–mail: ykurochkin@yandex.ru

Квантовая криптография позволяет реализовать абсолютно секретную передачу данных между двумя легитимными пользователями линии связи. Секретность и невозможность незаметного прослушивания посторонним лицом передаваемых данных основана на фундаментальных законах природы, в противоположность используемым сейчас методам криптографии, которые основаны на математических закономерностях и, в принципе, поддаются расшифровке.

Первыми обосновали принципы квантовой криптографии и предложили протокол для их реализации Беннет и Брассард [1] в 1984г, позднее он был назван BB84. Суть данного протокола заключатся в том, что для передачи случайного секретного

ключа используются два неортогональных базиса. Позже был предложен ряд протоколов, в том числе и с увеличенным количеством базисов [2].

В данной работе рассматривается секретность оригинального протокола квантовой криптографии с неограниченным количеством базисов [3, 4]. Основной идеей данного протокола является то, что, при помощи вспомогательного секретного ключа принимающая и передающая стороны синхронизируют используемые базисы, что увеличит скорость передачи ключа как минимум вдвое. Также положение текущего базиса может занимать произвольную точку в рассматриваемом Гильбертовом пространстве, что значительно усложняет задачу перехвата и позволяет увеличить дальность передачи ключа. Данный протокол позволяет за счет имеющегося вспомогательного секретного ключа получать новый секретный ключ значительно большего размера при более высокой скорости генерации и меньших ограничениях на условия секретности.

В основной части работы представлен анализ секретности, состоящий из 2х частей.

1. Анализ секретности передаваемого ключа при условии секретности вспомогательного, который базируется на принципе сложения двух секретных последовательностей, одна из которых абсолютно случайна.

2. Анализ секретности вспомогательного ключа безотносительно к секретности основного ключа основан на физических ограничениях точности измерения, которая заключается в том, что предельная точность измерения квантового состояния равна $R=1/K$, где K число измеренных квантов. В данном случае $K<2^N$ рассматривается, как число фотонов, покинувших передающую установку, а N это число бит, используемых во вспомогательном ключе. Таким образом, при выполнении условия $R>1/2^N$ вспомогательный ключ остается полностью не раскрытым. Из чего следует, что максимальное число бит, которое возможно получить при перехвате $n = ln(K)$, в то время, как $I = N-ln(K)$ бит остается секретными.

Таким образом, перехватчик может получить только $s = ln(K)/(N-ln(K))$ часть информации, которая может быть очищена при помощи процедуры повышения секретности [2].

Достоинством данного протокола является то, что он может быть использован на стандартных установках квантовой криптографии с минимальными изменениями.

Тезисы доклады основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта РФФИ № 07-07-00283

Литература

1. Bennet C.H. Brassard G. Proc. of IEEE Int. Conf. on Comput. Sys. and Sign. Proces., Bangalore, India, December 1984. P. 175-179.

2. N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel, and H. Zbinden, Rev. Mod. Phys 74, 145 (2002)

3. Kurochkin Y., Kurochkin V.L. Quantum key distribution and eavesdropping in multi bases protocols. Digest IV International Symposium on Modern Problem of Laser Physics. Novosibirsk, Russia. August 22-27, 2004, pp. 265-266.

4. Kurochkin Y. Quantum cryptography with floating basis protocol. Proc. SPIE Vol. 5833, p. 213-221, Quantum Informatics 2004; Date: Jun 2005

ОПТИЧЕСКИЕ И ТЕРМООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЛАЗЕРНОЙ КЕРАМИКИ CaF_2-SrF_2-YbF_3

Ляпин А.А.

Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарева, Саранск, Россия, E–mail: andrei_lyapin@mail.ru

Исследование физических свойств лазерной керамики является важной задачей в физике твердотельных лазеров. Анализ работ [1-3], посвященных исследованию раз-

личных физических свойств наноструктурированной керамики, свидетельствует о том, что она обладает хорошими механическими свойствами, высокой теплопроводностью, а также ее спектрально-люминесцентные свойства практически не отличаются от монокристаллов. Подобные свойства делают оптическую керамику привлекательным материалом для активных сред твердотельных лазеров.

В настоящей работе исследованы оптические свойства керамики состава CaF_2-SrF_2-YbF_3 и проведен сравнительный анализ данных свойств с оптическими свойствами аналогичного монокристалла.

В таблице 1 приведены значения показателей преломления, средней дисперсии, число Аббе, а также коэффициентов A и B приближенной формулы Зельмейера: $n^2 - 1 = \frac{\lambda^2}{A \cdot \lambda^2 + B}$, определенные при T=300K для лазерной керамики и монокристалла CaF_2-SrF_2-YbF_3 соответственно.

Таблица 1

Показатель преломления n	Длина волны λ, нм	CaF_2-SrF_2-YbF_3	
		монокристалл	керамика
	404,66	1,455	1,461
	435,83	1,453	1,459
	491,60	1,450	1,457
	546,07	1,448	1,455
	576,96	1,448	1,454
Средняя дисперсия D_F		0, 005	0, 004
Число Аббе ν		90	114
A		0,93	0,91
B, $нм^2$		$6 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^3$

В работе также исследованы термооптические свойства монокристалла и лазерной керамики CaF_2-SrF_2-YbF_3 .

Автор выражает признательность доктору химических наук, профессору Федорову П.П. и к.т.н. Конюшкину В. А. за предоставленные образцы монокристаллов и керамики.

Литература

1. Федоров П.П., Осико В.В., Басиев Т.Т, Орловский Ю.В.(2007) и др. Российские нанотехнологии. Т.2. №5-6. С. 95-105.

2. Попов П.А., Дукельский К.В., Миронов И.А., Смирнов А.Н.(2007) и др. Доклады РАН. Т.412. №2. С.185-187.

3. Басиев Т.Т., Дорошенко М.Е., Конюшкин В.А., Осико В.В.(2007) и др. Квантовая электроника. Т.37. №11. С. 1082.

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕПРОПОРЦИОНАЛЬНОСТИ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ВЫХОДА BaF_2 В НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

Марков И.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: igormarkov@yandex.ru

В последние годы возрос интерес к новым типам сцинтилляторов в связи с расширением области их применения. Одним из перспективных сцинтилляторов является BaF_2, обладающим субнаносекундным свечением, что обеспечивается кросслюминес-

ценцией при переходе дырки между остовной и валентной зоной. Однако эта быстрая кросслюминесценция обладает относительно низким выходом при возбуждении в рентгеновской области спектра (> 1%). Широкому применению этого сцинтиллятора препятствует относительно медленное свечение автолокализованных экситонов. Известно, что как выход кросслюминесценции, так и свечения экситонов сильно зависят от плотности возбуждения.

Недавно полученные экспериментальные данные выявили еще ряд особенностей в спектре BaF_2, в частности, непропорциональность квантового выхода в области энергий фотонов от 300 до 690 эВ и положительный скачок квантового выхода на 690 эВ – пороге образования дырок на 1s уровне фтора. Эти нетипичные особенности связаны с различными каналами релаксации энергии высокоэнергетических возбуждений и взаимодействием вторичных электронных возбуждений, созданных в областях нанометрового размера после каскада неупругих соударений первичного электрона (дырки).

Для объяснения данных особенностей было проведено моделирование каскада размножения электронных возбуждений в кристалле фтористого бария по методу Монте-Карло. При таком подходе возможно следить за координатами всех частиц, получающихся в результате каскада, что дает возможность провести учет их взаимодействия между собой. Это взаимодействие приводит к тушению как кросслюминесценции, так и свечения автолокализованных экситонов. Для оценки вероятности неупругого рассеяния и длин пробега возбуждений в поляризационном приближении был предложен метод расчета функции потерь энергии электрона в широком диапазоне энергий. В результате проведенного моделирования было получено объяснение непропорциональности выхода кросслюминесценции BaF_2 при возбуждении фотонами в области энергий до 1.5 кэВ и получены параметры диполь-дипольного взаимодействия электронных возбуждений.

ДИНАМИКА КОМПРЕССИИ КОРОТКИХ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ С ФАЗОВОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ В ДИСПЕРГИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ

Пасека О.И.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: olgapaseka@gmail.com

Предельно короткие оптические импульсы (ПКИ), содержащие несколько колебаний электромагнитного поля, находят все более широкое применение в нелинейной оптике, спектроскопии, в лазерной физике при изучении взаимодействия света с веществом, в телекоммуникационных системах и др. Для получения ПКИ используются различные методы компрессии импульсов с ФМ в средах с частотной дисперсией. В нелинейных средах для сжатия импульса используется эффект самокомпрессии. В последнее время выполнены работы по сжатию импульсов, обладающих спектральным суперконтинуумом [1]. Сильная компрессия достигнута при параметрическом усилении импульсов с чирпом частоты. Теория компрессии пикосекундных импульсов развивалась с помощью метода медленно-меняющихся амплитуд (ММА) во втором приближении теории дисперсии [2]. Однако для предельно коротких фемтосекундных импульсов такой метод становится не применимым, так как спектральная ширина импульсов из небольшого числа осцилляций поля сравнима с шириной спектра. Поэтому для описания распространения ПКИ используют или ММА с учетом дисперсии более высоких порядков [2], или метод медленно меняющегося профиля (ММП) электрического поля импульса. Выполнен комплекс численного моделирования уравнения для электрического поля оптической волны при варьировании индекса ФМ и длительности импульса. Найдено оптимальное значение индекса, при котором импульс сокращается в диспер-

гирующей среде до одного периода осцилляций поля. Дальнейшему сжатию препятствуют хроматические аберрации, обусловленные дисперсией третьего порядка. Более подробно результаты работы представлены в [3-5].

Нами развита теория компрессии импульса из малого числа осцилляций с квадратичной фазовой модуляцией в рамках метода медленно меняющегося профиля поля. Численно решено уравнение для электрического поля оптического импульса при варьировании индекса ФМ, числа осцилляций и длительности входного импульса. Найдена оптимальная величина индекса модуляции, при которой возможно сжатие импульса до одного периода осцилляций поля. При превышении оптимальной величины длительность в точке компрессии увеличивается.

Тезисы доклады основаны на материалах исследований, проведенных в рамках грантов «Ведущие научные школы» НШ-671.2008.2, РФФИ № 08-02-00717, 09-02-01028.

Автор выражает признательность профессору, д. ф.-м. н. .А. П. Сухорукову. за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. Dudley J. M., Coen S. (2004) // Optics Express, v. 12(11), p. 2423-2428.
2. Baltuska A., Wie Z., et al. (1997) // Opt. Lett., v. 22, p. 102-104.
3. Пасека О. И., Лобанов В. Е., Сухоруков А. П. (2008) // Известия РАН. Серия физическая, т. 72(12), с. 1725-1728.
4. Пасека О. И., Лобанов В. Е., Сухоруков А. П. (2008) // 7 международная научная конференция “Лазерная физика и оптические технологии”. 17-19 июня . Т. 3. Сборник научных трудов конференции. Нелинейная оптика и спектроскопия. Физика и техника лазеров. г. Минск, с. 221-224.
5. Пасека О. И., Лобанов В. Е., Сухоруков А. П. (2008) // Сборник статей "Когерентная оптика и оптическая спектроскопия", Казань: КГУ, вып.12, с. 274-277.

ОСАЖДЕНИЕ СПЛАВА Au-Cu МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОГО ОСАЖДЕНИЯ МЕТАЛЛА ИЗ РАСТВОРА

[***]Поволоцкая А.В., Поволоцкий А.В.

НИИ лазерных исследований, Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия, E-mail: ava2005@mail.ru

В настоящее время метод лазерного осаждения металла из раствора электролита был успешно реализован для осаждения таких металлов как медь (Cu), золото (Au), палладий (Pd), никель (Ni) и т.д. на различные типы диэлектриков и полупроводников (Si, Ge, GaAs, полимеры и т.д.) [1-2]. Но вопрос об осаждении сплавов данным методом никогда не ставился.

Метод лазерного осаждения металла состоит в том, что лазерное излучение фокусируется на границе раздела подложка-электролит и в следствие термически или фотолитически инициированной химической реакции происходит осаждение металла.

В настоящей работе была исследована возможность осаждения сплава методом лазерного осаждения металла. В качестве источника лазерного излучения был выбран аргоновый лазер, работающий в многомодовом режиме генерации. Осаждение производилось из металлоорганического комплекса, состоящего из $[Au_6Cu_6]$ кластеров ‘завернутых’ в $[Au_3(diphosphine)_3]^{3+}$ треугольники [3]. Возможность изменения соотношения Au-Cu в исходном растворе позволяет менять состав получаемых металлических структур. На рисунке 1 представлена микрофотография полученной металлической

[***] Работа отмечена жюри как имеющая инновационный потенциал.

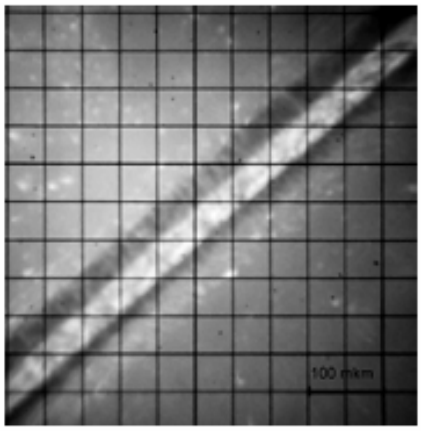


Рис. 1. Микрофотография полученной металлической структуры, осажденной из металлоорганического комплекса, в состав которого входят медь (Cu) и золото (Au)

структуры, осажденной при мощности лазерного излучения, мощность которого составляла 300 мВт и скорости сканирования 0.001 мм/с.

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта, полученного на конкурсе грантов 2008 года для студентов, аспирантов вузов и академических институтов, расположенных на территории Санкт-Петербурга (грант серия ПСП № 080106).

Литература

1. 1. A.A. Manshina, A.V. Povolotskiy, T.Yu. Ivanova, A.V. Kurochkin, Yu.S. Tver'yanovich, D. Kim, M. Kim, S.C. Kwon (2007) "Laser-assisted metal deposition from $CuSO_4$-based electrolyte solution" // Las. Pys. Lett. 4**,** 163.

2. 2. A.A. Manshina, A.V. Povolotskiy, T.Yu. Ivanova, A.V. Kurochkin, Yu.S. Tver'yanovich, D. Kim, M. Kim, S.C. Kwon (2007) "$CuCl_2$-based liquid electrolyte precursor for laser-induced metal deposition" // Las. Pys. Lett. 4, 242.

3. 3. I.O. Koshevoy, A.J. Karttunen, S.P. Tunik, M. Haukka, S.I. Selivanov, A.S. Melnikov, P.Y.Serdobintsev, M.A. Khodorskiy, T.A. Pakkanen (2008) "Supramolecular Luminescent Gold(I)-Copper(I) Complexes: Self-Assembly of the Au_xCu_y Clusters inside the $[Au_3(diphospine)_3]^{3+}$ Triangles," Inorg. Chem. 47, 9478.

ПРИМЕНЕНИЕ МАЛОМОЩНОГО ВОЛОКОННОГО ЛАЗЕРА ДЛЯ ПОДГОНКИ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ РЕЗИСТОРОВ

Попов И.А.

Саратовский государственный технический университет, г.Саратов, Россия, E–mail:popov@pribor-t.ru

В электронной промышленности широко используют различные методы для достижения требуемых характеристик электронных приборов. Задача состоит не в том, чтобы получить точные параметры составляющих элементов (пассивных элементов гибридных интегральных схем (ГИС), пленочных поглотителей ЭВП и т.д.), а в том, чтобы получить точные выходные параметры схемы, определяемые этими элементами. Эти методы получили название функциональная, активная или динамическая подгонка.

Функциональная подгонка – одно из актуальных направлений применения лазерных технологий в настоящие время.

Нами предлагается использовать короткоимпульсные маломощные одномодовые волоконные иттербиевые лазеры с торцевой диодной накачкой. Компактность излучательного модуля позволяет использовать волоконный лазер в виде сменного модуля в установках лазерной подгонки резисторов без замены измерительного модуля и несущей конструкции.

Для исследования технологических особенностей испарения резистивных пленок – основных настраиваемых элементов тонкопленочных схем- создан макет установки лазерной функциональной настройки на базе маломощного волоконного лазера. Выходные параметры излучателя: длительность импульса τ=250x10-9 с, частота следования импульсов f=5-8 кГц, средняя мощность излучения – 4 Вт. Удаление пленок зависит не только от длительности и частоты следования импульсов, но и от соотношения параметров пленки и подложки и распределения температуры между ними, учет этих факторов при разработке технологических процессов позволяет получать равно-

мерное удаление пленок с более ровными краями. Последнее обстоятельство обеспечивает большую стабильность работы резисторов при высокочастотной нагрузке.

Предварительные сравнительные данные по удалению резистивных пленок с учетом требований, предъявляемых к качеству реза в специальном приборостроении, полученные экспериментальным путем, позволяют отдать предпочтение использованию одномодового волоконного лазера для подгонки тонкопленочных резисторов высокочастотного диапазона в условиях повышенной степени интеграции элементов микросхем.

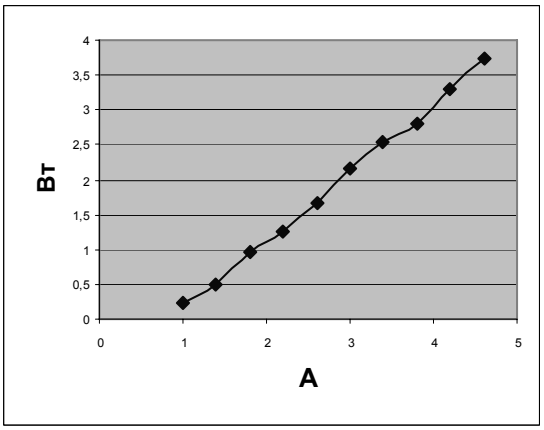


Рис. 1. Генерационная характеристика излучателя (после коллимирующей оптики)

Рис. 2. Распределение мощности излучения по сечению пучка

После завершения исследования макетного образца и его возможностей использования и подбора наиболее оптимальной оптической фокусирующей системы, планируется разработка и выпуск установок модульного типа для лазерной подгонки резисторов на базе волоконного лазера.

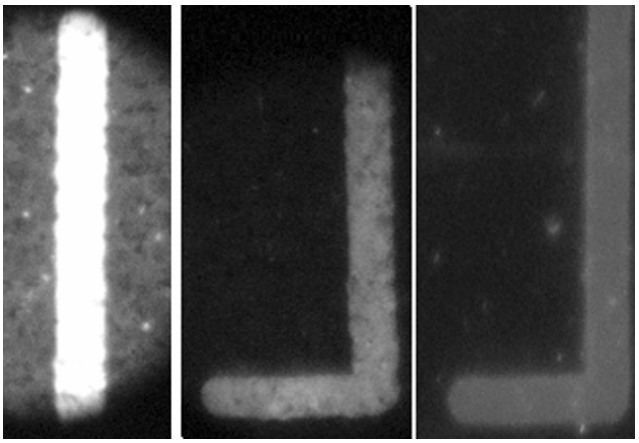


Рис. 3. Результаты удаления резистивных пленок излучением исследуемого волоконного лазера

Литература

1. 1.Сурменко Л.А., Соколова Т.Н. и др.// Лазерная функциональная подгонка элементов и узлов изделий электронной техники. Обзоры по электронной технике. Серия 7: Технология, организация производства и оборудования. вып. 13 – М.: ЦНИИ «Электроника».-1987, 63 с.

ОПТИЧЕСКОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ ГАДОЛИНИЙ-ГАЛЛИЕВОГО ГРАНАТА, ЛЕГИРОВАННОГО ЦЕРИЕМ

Рандошкин И.В.

МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия, E-mail: AivenArd@gmail.com

Одним из направлений создания быстродействующих сцинтилляторов является поиск материалов с быстрой кинетикой затухания люминесценции [1]. Кристаллы активированные ионами Ce^{3+}, считаются перспективными для разработки быстрых сцинтилляторов на $5d \rightarrow 4f$ межконфигурационных переходах ионов церия. Такие сцинтил-

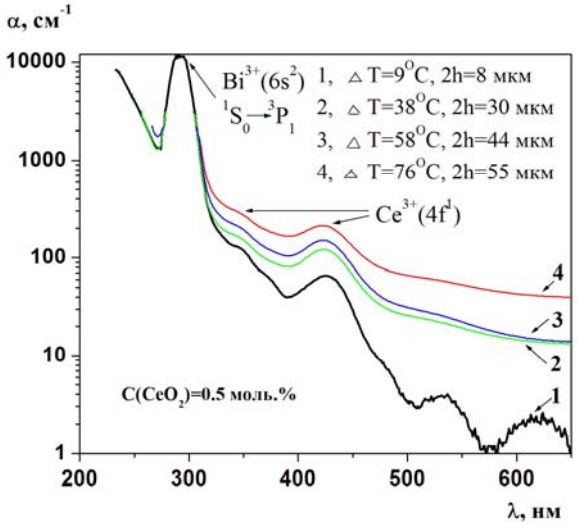
ляторы могут быть использованы в системах регистрации событий в физике элементарных частиц, ядерной физике.

Целью настоящей работы являлось выращивание эпитаксиальных монокристаллических пленок гадолиний-галлиевого граната с различной концентрацией иона Ce^{3+} из переохлажденных растворов-расплавов на основе системы Bi_2O_3 - B_2O_3 на подложках ГГГ с ориентацией (111) и исследование оптического поглощения выращенных пленок.

В эксперименте было выращено 16 образцов монокристаллических пленок методом жидкофазной эпитаксии. Концентрация оксида церия CeO_2 в шихте была 0.1 и 0.5 мол.%, а концентрация оксида гадолиния в обоих случаях – 4.0 мол.%. Пленки выращивали из платиновых тиглей на воздухе при различном переохлаждении $\Delta T = T_s - T_g$, где T_s – температура насыщения, T_g - температура роста.

Суммарную толщину (*2h*) пленок, выращенных на обеих сторонах подложки, определяли, взвешивая сначала подложку перед ее погружением в раствор-расплав, а затем выращенную эпитаксиальную структуру (пленка-подложка-пленка). При этом пренебрегали различием количественного состава пленки и подложки.

Спектры пропускания пленок измеряли с помощью спектрофотометра Lambda 900 фирмы Perkin-Elmer при комнатной температуре в диапазоне длин волн 186 – 860 nm.



В спектрах поглощения выращенных пленок наблюдаются (рис.):

- интенсивная полоса поглощения с максимумом на длине волны $\lambda_{max} = 290$ нм (34480 см$^{-1}$), обусловленная электронным переходом $^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$ ионов Bi^{3+} ($6s^2$), причем она отчетливо наблюдается в спектрах поглощения всех исследованных пленок ;

- слабоинтенсивные широкие полосы поглощения с максимумами на длинах волн $\lambda_{max} \approx 344$ и 422 нм (29070 и 23697 см$^{-1}$), соответствующие разрешенным переходам *4f* → *5d* ионов Ce^{3+} ($4f^1$).

Автор выражает благодарность профессору, д.ф.-м.н. Сысоеву Н.Н., с.н.с., к.ф.-м.н. Васильевой Н.В., с.н.с., к.ф.-м.н. Спасскому Д.А. за помощь в выполнении работы.

Литература

1. Снигирева О.А., Соломонов В.И. Роль ионов Ce^{2+} в люминесценции фторида церия // ФТТ. –2005. – Т.47, Вып.8. – С. 1392-1394.

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЕТА В СИСТЕМАХ ПЕРЕДАЧИ ИНФОРМАЦИОННЫХ СИГНАЛОВ НА ОСНОВЕ ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА ПРИ МЕХАНИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Резак Е.В.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия, E–mail: lenasletter@mail.ru

В условиях бурного развития информации, появления новых информационных сервисов, развития цифровых методов передачи, развивается потребность в росте объемов передаваемой информации. Это заставляет искать и внедрять в широкую повсе-

дневную практику новые технические средства для более эффективного построения сетей и распределения информационных потоков. Одно из таких средств – системы передачи информационных сигналов, на основе оптического волокна, являющегося в настоящее время наиболее совершенной физической средой для передачи информации.

Распространение света в оптическом волокне рассматривается в спектре различных условий. Так из-за механического воздействия (деформации), на этапе изготовления или в процессе эксплуатации, в волокне происходят временные или постоянные изменения, которые приводят к затуханию сигнала, и как следствие, потери передаваемой информации. Все виды деформации (растяжение или сжатие, сдвиг, изгиб, кручение) сводятся к одновременно происходящим деформациям растяжения или сжатия и сдвига.

Поставим задачу рассмотреть изменение свойств оптического волокна на фоне воздействия изгиба, при изменении угла и радиуса изгиба, при разрыве волокна без смещения концов, на основе двух рабочих длин волн.

Проведенное исследование показало: во-первых, при прохождении сигнала по изогнутому волокну происходит его затухание на выходе, вопреки техническим характеристикам; во-вторых, затухание растет при уменьшении радиуса изгиба; в-третьих, с увеличением расстояния в разрыве волокна без смещения, оптический сигнал затухает сильнее и угол, при котором становятся заметны различия в затуханиях сигнала, уменьшается; в-четвертых, угол поворота, при котором возникают заметные потери, с ростом длины волны, уменьшается.

В результате обобщения полученных данные можно отметить следующую тенденцию: разность вносимых потерь при разрыве волокна без смещения с увеличением угла изгиба увеличивается быстрее для малых радиусов изгиба. На наш взгляд, происходит изменение направления максимума диаграммы направленности из конца волокна или (и) возможно поперечное смещение диаграммы направленности, вызванное сдвигом максимума поля моды, но при малых углах, отклонение волнового фронта от оси сердечника не превышается предельный угол скольжения и тем самым обеспечивается полное внутреннее отражение.

Автор выражает признательность профессору, к. ф.-м. н. Прокоповичу М.Р. за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. Яковлев В. Основы оптоволоконной технологии. // СТА №4, 2002.
2. Гладышев М.А., Щербаткин Д.Д. Поляризационная модовая дисперсия. // Основы ВОЛС №1, 2005.
3. Калитеевский Н.И. Волновая оптика: учеб. пособие. – М.: Высшая шкала, 1995.
4. Корнейчук В.И. Измерения параметров компонентов и устройств ВОСП. – Одесса: УГАС им. А.С. Попова, 2000.
5. Иоргачев Д.В., Бондаренко О.В. Волоконно-оптические кабели и линии связи. – М.: Эко-Трэндз, 2002.

ЗОННАЯ СТРУКТУРА РЕЗОНАНСНОГО ДВУМЕРНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА

Рудакова Н.В., Тимофеев И.В.

Сибирский федеральный университет, институт инженерной физики и радиоэлектроники, 660074, Красноярск, Россия
atrum528@yandex.ru

Фотонные кристаллы (ФК) представляют собой, как правило, искусственные структуры с периодически меняющейся в пространстве диэлектрической проницаемостью. Периодичность диэлектрической проницаемости приводит к зонному характеру

спектра фотонов, подобно тому, как периодический в пространстве потенциал приводит к зонному спектру электронов. Спектральные свойства ФК можно дополнительно существенно изменять, помещая внутрь периодической структуры резонансные среды. Простейшей известной реализацией резонансного фотонного кристалла (РФК) являются слоистые структуры, состоящие из чередующихся слоев двух материалов, в качестве одного из которых рассматривается резонансно поглощающий газ. Оказывается, что сочетание резонансной дисперсии газа с дисперсией ФК-структуры приводит к появлению дополнительных узких полос прозрачности в фотонной запрещенной зоне, а также дополнительных запрещенных зон в спектре пропускания РФК.

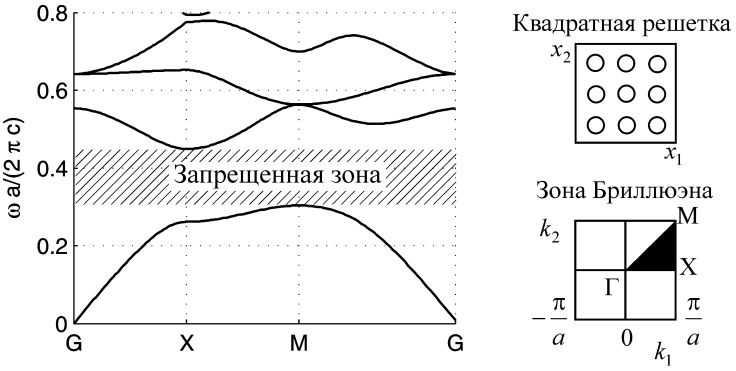


Рис. 1. Зонная структура для волн распространяющихся в плоскости xy, перпендикулярно стержням, так, что вектор электрического поля направлен по оси z (E-поляризация). Две вставки показывают квадратную решетку и соответствующую зону Бриллюэна; неприводимая зона заштрихована

В настоящей работе с помощью метода разложения по плоским волнам мы рассчитали зонную структуру резонансного двумерного фотонного кристалла, элементы которого представляют собой бесконечные по длине диэлектрические цилиндры, образующие квадратную решетку, наполненную резонансным газом.

На рисунке 1 показана затравочная структура зон такой квадратной решетки с расстоянием a между соседними одинаковыми стержнями радиуса $r_0 = 0{,}18 \cdot a$ с диэлектрической проницаемостью ε_1. Такой 2D-фотонный кристалл обладает полностью запрещенной зоной в частотном диапазоне $\omega a/(2\pi c)$ от 0,303 до 0,445 (с учетом трех соседей зоны Бриллюэна).

Диэлектрическая проницаемость газа в модели Лоренца дается выражением

$$\varepsilon_2 = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega},$$

где $\omega_p^2 = 4\pi Nfe^2/m$, e – заряд электрона, m – масса электрона, N – плотность резонансных атомов, f – сила осциллятора, γ - ширина линии, ω_0 - центральная частота резонанса, ω - частота излучения.

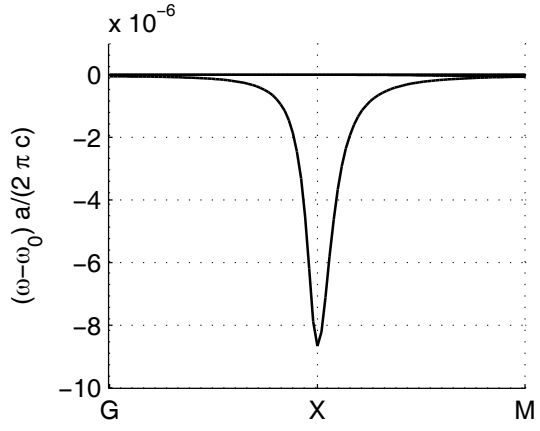


Рис. 2. Фрагмент зонной структуры. Частота измеряется в единицах $\omega_G = 2\pi c/a$, резонансная частота в запрещенной зоне $\omega_0 = 0{,}444\omega_G$, $\gamma = 5 \cdot 10^{-7}\omega_G$, $\omega_p^2 = 7 \cdot 10^{-8}\omega_G^2$.

Сочетание дисперсии ФЗЗ-структуры с резонансной дисперсией газа приводит к появлению дополнительной узкой полосы пропускания, если резонансная частота газа $\omega_0 = 0{,}444\omega_G$ лежит в запрещенной зоне ФК, где $\omega_G = 2\pi c/a$ – нормировочная частота. Этот эффект иллюстрируется на рис 2.

Следует отметить, что спектр рассматриваемого РФК весьма чувствителен к изменению плотности резонансного газа, направлению распространения электромагнитных волн в ФК, положению резонансной частоты относительно края

запрещенной зоны при прочих неизменных параметрах системы.

Таким образом, в настоящей работе проведен расчет зонной структуры двумерного резонансного фотонного кристалла, состоящего из бесконечных цилиндров, образующих квадратную решетку. Вычисления показывают, что комбинация дисперсии ФЗЗ-структуры с дисперсией резонансного газа приводит к появлению дополнительной полосы пропускания и дополнительной запрещенной зоны в спектре РФК, характеристиками которых можно эффективно управлять изменяя параметры системы. В практических приложениях такие РФК могут быть перспективны при создании узкополосных фильтров с перестраевыми характеристиками, при построении новых типов оптических устройств.

Литература

1. K. Busch, M. Frank, A. Garcia-Martin et al. // Phys. Stat. Sol. (a). 2003. V.197. № 3. P. 637.
2. Желтиков А.М., Наумов А.Н., Баркер П., Майлс Р.Б. // Оптика и спектр. 2000. Т. 89. № 2. С.309-313.
3. Шабанов В.Ф., Ветров С.Я., Шабанов А.В. Оптика реальных фотонных кристаллов: жидкокристаллические дефекты, неоднородности. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2005. 240 с.

НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕРЫ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ РЕЗОНАТОРА МЕТОДОМ КВАНТОВЫХ ТРАЕКТОРИЙ

Самойлова М.С.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия, E–mail: mamiska@inbox.ru

В квантовой оптике часто приходится сталкиваться с задачами, в которых рассматриваемая система, атом или мода электромагнитного поля, взаимодействует с макроскопическим окружением, обладающим огромным числом степеней свободы. Такие системы называют открытыми. При определенных условиях результат взаимодействия открытой системы с окружением можно формально описывать как «наблюдение системы» посредством измерения состояния ее окружения. При этом, если речь идет о спонтанном излучении атомов, квантовое состояние системы будет скачкообразно изменяться в случайные моменты детектирования испущенных системой фотонов. Таким образом гипотетически может быть зарегистрирована история изменения квантового состояния единичной системы - квантовая траектория. В период становления квантовой теории сама возможность проведения экспериментов с единичной квантовой системой казалась невероятной, поэтому и понятие квантовой траектории долгое время считалось лишенным смысла. Однако в настоящее время наблюдение единичных ионов в ловушках или небольшого числа фотонов в микрорезонаторе являются рутинной экспериментальной задачей. Поэтому понятие квантовой траектории приобретает реальный смысл как запись результатов последовательных измерений, проведенных над единичной квантовой системой [1].

Однако помимо фундаментального интереса идея квантовой траектории оказывается чрезвычайно плодотворной при численном решении задач динамики открытых квантовых систем [2,3]. При этом вместо непосредственного нахождения элементов матрицы плотности (традиционный подход) можно искать стохастическую эволюцию вектора состояния - квантовую траекторию системы. Затем, как можно продемонстрировать, усреднение по стохастическим реализациям (по траекториям) позволит получить искомую матрицу плотности. В связи с этим другим названием описанного подхода является «метод Монте-Карло для волновых функций» [4]. Этот метод был реализован нами на языке программирования C++ и протестирован на примере простых систем, таких как двухуровневый атом в когерентном поле и одномодовый резонатор, допускающих аналитическое решение. Рассмотрена также известная модель Джейнса-Каммингса [5]. Определено минимальное значение числа траекторий, необходимых для достижения заданной точности. Для рассмотренных систем полученные результаты согласуются с известными аналитическими результатами. Таким образом, созданная про-

граммная база может быть использована в дальнейшем для решения более содержательных квантово-оптических проблем.

Литература

1. Brun, T.A., Gisin, N., O'Mahony, P.F., Riga, M. (1997) Phys. Lett. A, 229, 267-272.
2. Carmichael, H.J., Kim, K. (2000) Optics Commun., 179, 417-27.
3. Tian, L., Carmichael, H.J. (1992) Phys. Rev. A, 46, R6801-R6804.
4. Molmer, K., Castin, Y., Dalibard, J. (1993) J. Opt. Soc. Am. B, 10, 524.
5. Jaynes, E. T., Cummings F. W. (1963) Proc. IEEE, 51, 89.

ДИФРАКЦИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОННЫХ ВОЛН НА ГРАНИЦЕ ДИЭЛЕКТРИК–МЕТАЛЛ И ДИЭЛЕКТРИК-МЕТАМАТЕРИАЛ

Сапарина Д.О

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E–mail: dsaparina@gmail.com

Вдоль границы раздела сред с разным знаком диэлектрических или магнитных проницаемостей могут распространяться плазмон-поляритонные волны, представляющие собой связанные колебания электронной плазмы и электромагнитного поля. Впервые такие поверхностные волны были описаны Зоммерфельдом [1] для случая распространения радиоволн вдоль поверхности Земли. Долгое время поверхностные плазмон-поляритоны наблюдались и были теоретически описаны для поверхностей металлов, однако после изготовления метаматериалов с отрицательными значениями диэлектрической и магнитных проницаемостей ε и μ, была исследована так же возможность их наблюдения на поверхностях метаматериалов [2,3]. В данной работе исследуется дифракция ограниченных в поперечном размере волновых пучков, характерная ширина которых больше длины волны.

Пусть плоскость z=0 соответствует границе раздела сред, ось *Oz* направлена по нормали к ней; пусть поверхностная волна распространяется вдоль оси *Ox*. Из уравнений Максвелла для компонент электрического поля в каждой из сред может быть получено уравнение:

$$\Delta \vec{E} + k_0^2 n_j^2 \vec{E} = 0 \qquad (1)$$

где k_0 – величина волнового вектора в вакууме, n_j – показатель преломления среды с j=1 или 2. Отметим, что в случае металлов $n_j^2 = \varepsilon_j$. При описании распространения поверхностных волн обычно используется приближение неограниченных в направлении оси *Oy* волн [2,3]. Решение волнового уравнения (1) может быть найдено в виде

$$\vec{E} = A(x,y)\exp(-\gamma_i z + i\beta x). \qquad (2)$$

Коэффициент локализации поля около границы сред γ_j зависит от вида поляризации волны:

$$\gamma_j\big|_{TM} = k_0\varepsilon_j\sqrt{\frac{n_2^2-n_1^2}{\varepsilon_2^2-\varepsilon_1^2}},\ \gamma_j\big|_{TE} = k_0\mu_j\sqrt{\frac{n_2^2-n_1^2}{\mu_2^2-\mu_1^2}}, \qquad (3)$$

и имеет разные знаки по разные стороны от границы раздела сред. Таким образом, на границе происходит излом профиля волны. Волновые числа поверхностных *TE* и *TM* волн:

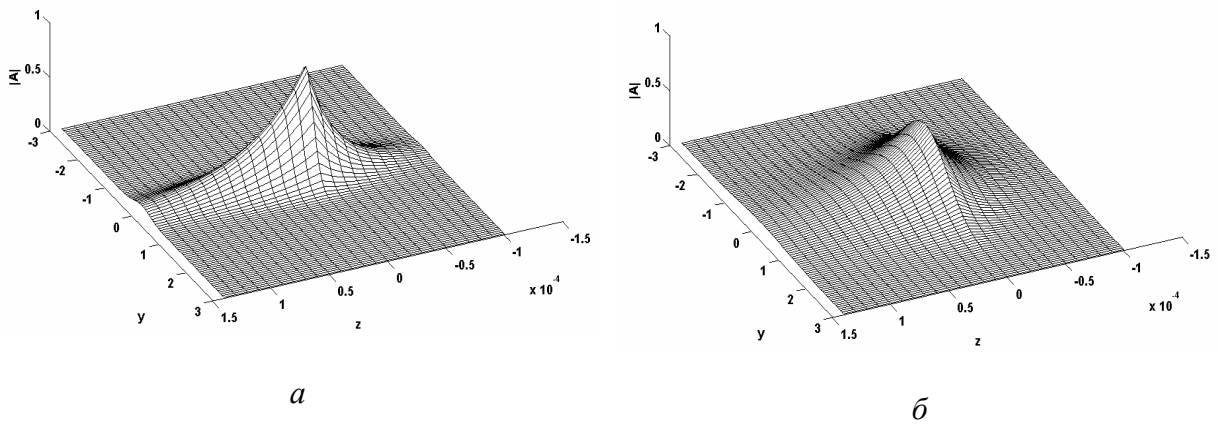
$$\beta_{TM}^2 = \varepsilon_1\mu_1 k_0^2\varepsilon(\varepsilon-\mu)/(\varepsilon^2-1),\qquad \beta_{TE}^2 = \varepsilon_1\mu_1 k_0^2\mu(\mu-\varepsilon)/(\mu^2-1). \qquad (4)$$

Медленно меняющаяся огибающая пучка *A(x,y)* должна удовлетворять уравнению

$$\frac{\partial A(x,y)}{\partial x} + i\frac{1}{2\beta}\frac{\partial^2 A(x,y)}{\partial y^2} = 0. \qquad (5)$$

Уравнение (5) описывает дифракцию ограниченных волновых пучков на поверхности, разграничивающей диэлектрик с металлом или метаматериалом. Возможна фокусировка поверхностных волн при наличии начальной кривизны волнового фронта. Нами было проведено численное моделирование дифракции поверхностного плазмон-

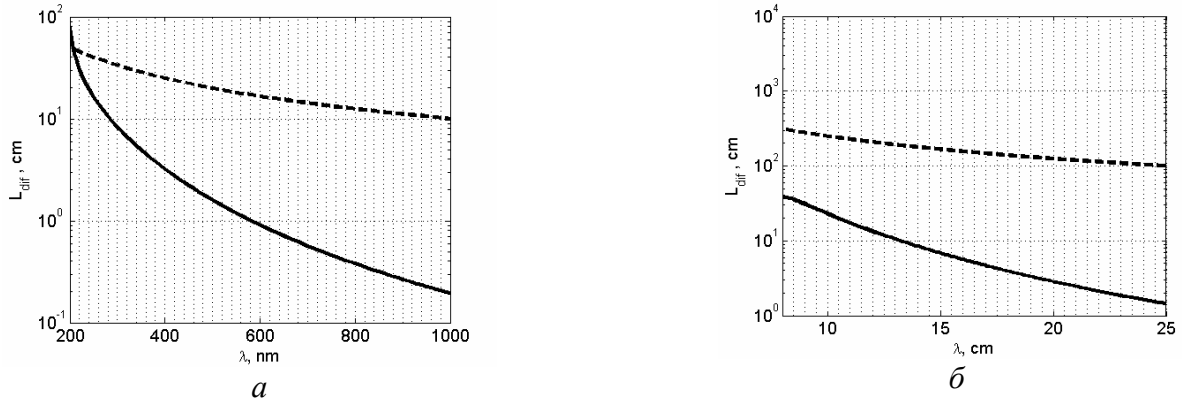
поляритона на границе раздела метаматериала и диэлектрика. На рис. *2а* представлено начальное распределение амплитуды при x=0, на рис. *2б* – распределение амплитуды на расстоянии дифракционной длины $x=l_{dif}$.



а *б*

Рис. 1. Дифракция поверхностных плазмон-поляритонных волн: *а* – начальное распределение амплитуды $E = \exp(-y^2 / w^2 - \gamma_i z)$, *б* – распределение амплитуды на расстоянии дифракционной длины $x = \beta w^2 / 2$

Затухание плазмон-поляритонных волн обусловлено наличием поглощения в металлах, имеющего разную природу в разных частотных диапазонах [4]. Длина затухания на границе воздуха и серебра достигает от 1 до 10 см для длины волны от 300 нм до 1 мкм соответственно, в области сантиметровых волн длина затухания превышает 100 м. Дифракционная длина $l_{dif} = \pi a^2 / \lambda_{surf}$, рассчитанная с учетом дисперсии серебра и метаматериала, для поверхностных волн на границе серебро-воздух (рис. *1а*) и метаматериал (рис. *1б*) оказывается меньше, чем указанная длина затухания, следовательно, дифракционные эффекты играют существенную роль при распространении пространственно ограниченных плазмон-поляритонных волн.



а *б*

Рис. 2. Зависимость дифракционной длины от длины волны поверхностного плазмон-поляритона с учетом дисперсии сред: *а* - для поверхности серебра (оптический диапазон), *б* - для поверхности метаматериала (сантиметровый диапазон).

Отметим основные отличия волн на поверхностях металлов и метаматериалов. На границе металла (μ=1) и диэлектрика могут существовать только *TM* моды (это следует из выражения (4) и требования экспоненциального затухания волн в направлении нормали к границе), в то время как на границе метаматериала и диэлектрика могут существовать как *TE*, так и *TM* моды. Волновое число β волн на поверхности метаматериала может быть существенно больше, чем волновое число в вакууме или на поверхности металлов.

Тезисы доклады основаны на материалах исследований, проведенных в рамках грантов РФФИ №08-02-00717-а, 09-02-01028-а, НШ, и при поддержке Фонда «Династия»

Автор выражает признательность научному руководителю, профессору, д.ф.-м..н. Сухорукову А.П.

Литература

1. A. Somerfeld. (1909) Surface waves //Ann. Physik, Vol 28, p. 665, 1909.
2. R. Ruppin, (2000) Surface polaritons of a left-handed medium // Phys. Lett. A Vol. 277, p. 61.
3. I.V. Shadrivov, A.A. Sukhorukov, Yu.S. Kivshar (2004) // Phys. Rev. E. Vol. 69, p. 016617.
4. Б.А. Князев, А.В. Кузьмин (2007) Поверхностные электромагнитные волны: от видимого диапазона до микроволн // Вестник НГУ. Сер.: Физика. Т. 2, вып. 1, стр. 108.

ИК-СПЕКТРОСКОПИЯ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ЗОНДОВ НА ПОВЕРХНОСТИ ПОРИСТЫХ СТЕКОЛ

Старокуров Ю.В.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: yurikstar@mail.ru

Композиционные материалы на основе пористого стекла, являющиеся низкоразмерными системами, представляют большой интерес для прикладной оптики. Интересны свойства пористых стекол при их применении в качестве адсорбентов, носителей катализаторов, полупроницаемых мембран[1].

Свободный объем в пористом стекле играет большую роль в процессах трансляционной и вращательной диффузии молекул различных веществ в порах. Такие молекулы могут быть использованы в качестве зондов для изучения морфологии поверхности пористых материалов. Поведение этих зондов может быть исследовано различными методами. Одним из перспективных методов исследований является метод «колебательного» зонда, в котором анализируются колебательные спектры адсорбированных молекул зондов. В этих спектрах проявляются структура молекул, внутримолекулярные и межмолекулярные взаимодействия[1,2].

В данной работе представлены результаты исследования ИК-спектров поглощения молекул в пористых бор-силикатных стеклах марки ДВ-1 с порами различных размеров и структуры. В качестве зондов использовались ацетонитрил, а также конформационно-неоднородные зонды – 1,2-дихлорэтан и 1,1,2,2-тетрабромэтан. В качестве образцов использовались бор-силикатные пористые стекла с семью характерными радиусами пор от 1,85 до 9,8 нм.

Для зонда ацетонитрила рассматривались две спектральные линии 2945 $см^{-1}$ и 3000 $см^{-1}$, которые относятся к фундаментальным колебаниям молекулы ацетонитрила. Анализ зависимости двух параметров спектров[2] ширины спектральной линии и остроты от радиуса пор для этих двух линий показал, что пористая среда образов заметным образом влияет на окружение молекул зонда только для образцов с характерным радиусом пор 2,2 нм и 3,7 нм.

Для спектров конформационно-неоднородных зондов исследовались интенсивности полос относящиеся к транс- и гош- конформерам. Для 1,2-дихлорэтана установлено увеличении концентрации гош-конформы с ростом радиусов пор от 1,85 до 2,8 нм, при дальнейшем увеличении радиуса пор концентрация гош-конформы уменьшается. Для зонда 1,1,2,2-тетрабромэтан максимальная концентрация гош-конформы наблюдается для образца с самых малым радиусом пор (1,85 нм), а увеличение радиуса ведет к уменьшению этой концентрации.

Установлено, что плотная упаковка молекул зондов приводит к тому, что молекулы зонда, находящиеся вблизи поверхности пор, взаимодействуют как с молекулами вещества образца, так и с соседними молекулами зонда, динамическое равновесие конформационные превращений зондов меняется для этих молекул. характерные размеры молекул зондов сопоставимы с радиусами пор, то соотношение числа молекул зонда, находящихся вблизи стенок пор и в их центральной части, сопоставимо по величине, что объясняет такие зависимости.

Литература

1. Т.В. Андропова, Ю.А. Гордеева, Б.Д. Рыжиков, А.М. Салецкий. Журн. прикл. спектр., **72** (2005), 446-449.

2. Ю.А. Гордеева, А.М. Салецкий. Журн. прикл. спектр., **73** (2006), 824-827.

3. Д.И. Камалова, С.А. Петрова, А.Б. Ремизов. Структура и динамика молекулярных систем, (2003), Выпуск X, Часть 1, 66-70.

ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ БИОТИН-ФУЛЛЕРОЛ НАНОСТРУКТУР

Спорыш И.М., Гоготси Е.Г., КисильЕ.А.

Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев, Украина, E–mail: iryna.sporysh@gmail.com

Биомолекулы, ковалентно присоединенные к атомам углерода молекулы фуллерола или контактирующие с поверхностью фуллерола, имеющей заряд, в результате кулоновского взамодействия, как показывают результаты моделирования электронных свойств этих молекулярных структур, влияют на оптические характеристики фулеролла – поглощение и фотолюминесценсию в видимой области спектра – и определяют их использования в нанофотонике и наномедицине. В докладе анализируются структурные модели супрамолекул из биотина и фуллерола, характеризующегося наличием гидроксильных групп (22 -26) на углеродных атомах, с кулоновским взаимодействием между этими молекулами в коллоидном растворе: а - C60(OH)n молекулы фуллерола агрегируют в водных растворах, образуя сети с водородной связью между молекулами, и отрицательно заряженных молекул C60(O)м , имеющих связь углерод-O - , которые размещены с внешней стороны агрегатной оболочки; б – молекула биотина $C_{10}H_{16}N_2O_3S$, заряд на которой зависит от pH раствора и фотовозбуждения, может образовать окружение для агрегатной оболочки сетей из фуллеролов. .

Рассмотрены различные архитектуры таких наноструктур в коллоидных растворах для управления их оптическими характеристиками, основанные на выявленных особенностях спектров поглощения и фотолюминесценции для изученной электронной структуры фуллерола в коллоидных растворах. В оптических спектрах поглощения агрегатов фуллерола в коллоидных растворах с и без молекул биотина (насыщенный раствор) в результате сравнения с рассчитанными спектрами для оптических переходов в молекуле C_{60} (пики в спектрах поглощения при 220, 263, 345, 450 нм): наблюдаеться два пика при 266 нм и 340 нм которые соответствуют поглощению на C_{60} с $(-OH)_n$ группами и с $C_{60}(O)m$, соответственно. Определено, что молекула фуллерола в водном растворе, имеющая 11 C-OH групп и 7 $C-O^-$ групп , определяет особенности спектра поглощения в (260 – 350)нм и (440-460) нм диапазонах. Спектр поглощения фуллерена в (440-460)нм диапазоне как известно из теоретического расчета, определяется образованием квазикристаллов в водном растворе. Тогда, возможно, что при кулоновском взаимодействии между фуллеролом ($C – OH^-$) и группой CO+ биотина также возможна организация квазикристалов из молекул фуллерола и биотина с пиком поглощения при 440 нм..

Экспериментальные оптические характеристики наноструктур с контролированной архитектурой – спектры поглощения в ультрафиолетовом, видимом и инфракрасном диапазонах длин волн и фотолюминесценции в (300 – 750) нм диапазоне – проанализированы для подтверждения предложенной модели формирования фотоактивных супрамолекул из донорно – акцепторных пар молекул биотин- фуллерол . Эти характеристики наноструктур дают необходимую информацию для изучения их применения в фотосенсорных системах.

Сфера потенциального использования таких фотоактивных наноструктур в наномедицине включает различные направления, такие как обнаружение нуклеиновых кислот, доставку генов, клиническую диагностику и мониторинг чужеродных микроорганизмов

Авторы благодарят проф. П. Шарффа и его коллег из химической лаборатории (Технический Университет Ильменау, Германия) за помощь в изготовлении молекул фуллерола, а также при измерениях.

ОСОБЕННОСТИ ЗАПИСИ СТАЦИОНАРНЫХ И ДИНАМИЧЕСКИХ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ РЕШЕТОК В ПОЛИМЕРНЫХ МАТРИЦАХ, АКТИВИРОВАННЫХ ОРГАНИЧЕСКИМИ КРАСИТЕЛЯМИ

Федоров Д.С

Оренбургский государственный университет, Центр лазерной и информационной биофизики, Оренбург, Россия E-mail: fed777dim@rambler.ru

Перспективным методом изучения процессов, происходящих в конденсированных средах, является метод голографирования плоской световой волны. Подобные экспериментальные методы могут использоваться для исследования не только оптических, но и тепловых, механических и структурных характеристик системы.

В данной работе теоретически и экспериментально исследованы процессы записи и релаксации амплитудных и фазовых голографических решеток в полимерных средах, активированных красителями. Указаны возможности применения метода голографирования плоской световой волны для изучения различных молекулярных процессов, а также оптических и вязкоупругих свойств полимерных систем.

Температурное поле лазерного излучения вызывает изменение структуры пленки и приводит к появлению напряжений внутри нее, в первом приближении линейных по температуре $F(x,t) \sim T(x,t)$. Внутренние напряжения в пленке вызывают изменение ее объема. Здесь мы будем считать, что у каждой точки пленки всего одна степень свободы, вверх от подложки. Согласно феноменологической теории вязкоупругости в сильновязких жидкостях скорость движения (течения) пропорциональна приложенной силе. Поэтому скорость движения поверхности пленки: $v_S(x,t) \sim F(x,t) \sim T(x,t)$.

Тогда результирующий профиль поверхности пленки:

$$\Delta s(x,t) = \int_0^t v_S(x,\tau)d\tau \sim \int_0^t T(x,\tau)d\tau$$

и дополнительный набег фазы луча при прохождении им деформированного профиля решетки $\Phi(x,t) = k \cdot n \cdot \Delta s(x,t)$, где k – волновое число для считывающего луча; n – показатель преломления матрицы.

Тогда для нестационарной дифракционной эффективности $\eta_m(t)$ m-го порядка прозрачной фазовой решетки можем записать [1]:

$$\eta_m(t) = \frac{1}{\Lambda^2}\left|\int_{-\Lambda/2}^{\Lambda/2} \exp\left[-i\Phi(x,t)\right]\exp\left[-im\frac{2\pi x}{\Lambda}\right]dx\right|^2 . \quad (1)$$

Таким образом, применяя данный метод к рельефной термопластической решетке, можно исследовать оптические и вязкоупругие свойства полимерных систем.

В работе были исследованы образцы, представляющие собой тонкие 10-25 мкм полимерные пленки эритрозина, эозина G в поливиниловом спирте (ПВС).

Для полимерных пленок красителей эозина G и эритрозина с концентрацией $c=4\cdot10^{-4}$ моль/л, $c=5\cdot10^{-4}$ моль/л в ПВС была зарегистрирована нестационарная голографическая решетка с характерным временем жизни 3 мс для эозина G и 800 мкс для эритрозина. Так как постоянная релаксации решетки совпадает со временем жизни данных триплетных центров, мы пришли к выводу, что инициированная структура имеет триплетную природу.

Для полимерных пленок красителей с концентрацией от $c=6\cdot10^{-4}$ моль/л до $c=5\cdot10^{-3}$ моль/л наблюдалась дифракционная картина от зондирующего луча как в проходящем, так и в отраженном свете, а также самодифракция пучков накачки на записанной решетке. По сигналу первого дифракционного максимума регистрировалась кинетика стационарных решеток (рис.1.а). Из рисунка видно, что первый импульс, как правило, является греющим (размягчающим полимер); следующий импульс записывает решетку. Остальные импульсы искажают синусоидальный профиль решетки, при этом мы видим уменьшение дифракционной эффективности. Проведя моделирование по формуле 1, получаем хорошее согласие с экспериментом (рис. 1б).

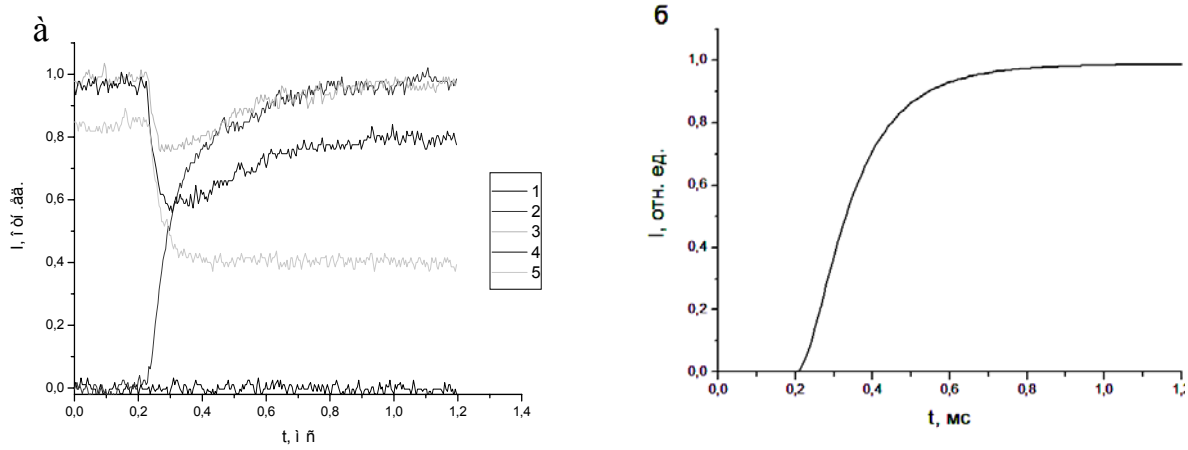


Рис. 1. Зависимость кинетики записи и стирания стационарной (рельефной) решетки в ПВС с эритрозином от числа импульсов: а) эксперимент, б) теория

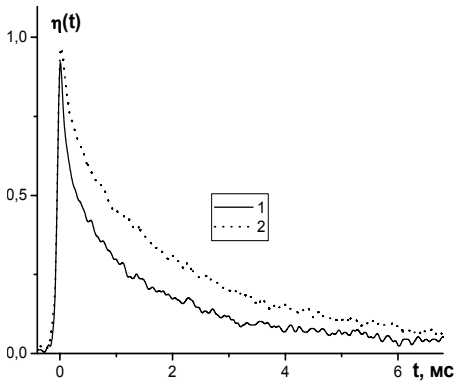


Рис. 2. Кинетика ДЭ триплетной решетки в системе ПВС+эозин 1) при дополнительном непрерывном лазерном воздействии, 2) без воздействия

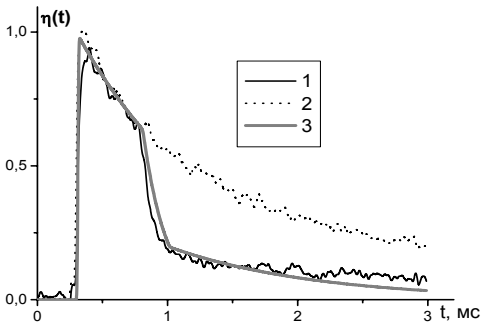


Рис.3. Кинетика ДЭ триплетной решетки в системе ПВС+эозин 1) при дополнительном импульсном лазерном воздействии, 2) без воздействия, 3) теоретический расчет

Также нами исследована кинетика сигнала первого дифракционного максимума нестационарной триплетной решетки при дополнительном импульсном (рис.3) воздействии на полимерную пленку излучением ИАГ Nd3+ лазера с диодной накачкой. По сигналу четко видно изменение времени жизни триплетной решетки – резкое ускорение релаксации, которое обусловлено по нашему мнению двумя возможными процессами: 1) возбуждением с помощью лазера с диодной накачкой триплетных центров красителя в высоковозбужденные состояния из T1 в Tn с последующей конверсией в синглетные состояния Sn, последующей релаксацией и испусканием квантов флуоресценции; 2) увеличением скорости обратной конверсии из T1 в S1, при дополнительном разогреве системы, следовательно, уменьшении населенности триплетного уровня за счет увеличения скорости термоактивированной замедленной флуоресценции.

По нашему мнению большее влияние имеет первый процесс, так как при температурном влиянии на кинетику населенности эффект должен иметь некоторую инерционность, т.е. запаздывание вначале импульса и затягивание процесса после его завершения. Однако в поведенных нами экспериментах эффект обеднения населенности точно соответствует времени действия импульса, что объясняется именно воздействием излучения на время жизни триплетных центров.

Проводя моделирование для дополнительного импульса прямоугольного вида, получаем очень хорошее согласие с экспериментом (рис.3), что подтверждает правильность нашей модели.

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект РФФИ_офи № 04-03- 97513) и гранта Министерства образования России (проект ЕЗН 02-3.2-339).

Автор выражает признательность профессору, д.ф.-м.н. Кучеренко М.Г. и к.ф.-м.н. Русинову А.П. за помощь в подготовке тезисов

Литература

1. Кучеренко М.Г., Русинов А.П. (2004) *Опт. и спектр.*, 97, №6, 1026-1033.
2. Васильев Е.В., Шелковников В.В. (2003) Динамика импульсной записи голографических дифракционных решеток в фотополимерном материале. // Труды третьей международной конференции молодых ученых и специалистов «Оптика 2003»,
3. Санкт-Петербург, 20-23 октября 2003. – СПб: СПбГУ ИТМО, 2003. – С. 240-241.

«СИНИЙ СДВИГ» И КВАНТОВЫЙ ВЫХОД ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ПРИРОДНОЙ ВОДЫ

Шубина Д.М.[*], Федосеева Е.В.[**]

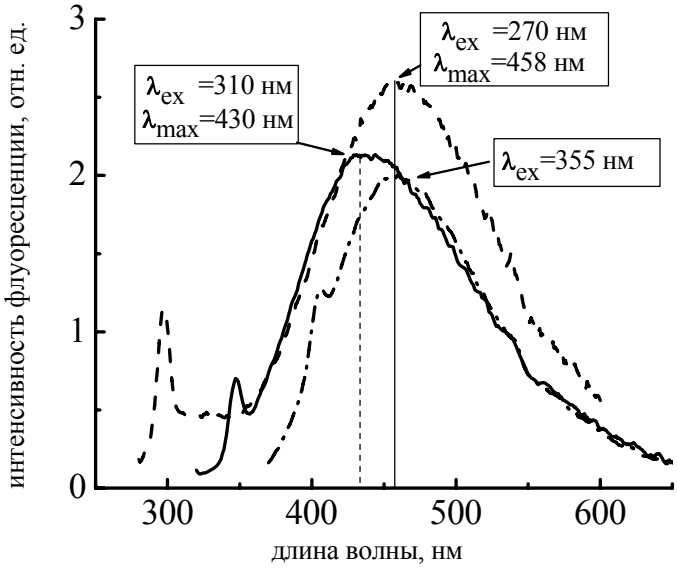
*МГУ имени М.В. Ломоносова, *физический факультет,** факультет почвоведения, Москва, Россия*
wwwater@mail.ru, widumai@mail.ru

Флуоресценция является чувствительным методом, который используется для изучения свойств растворенного органического вещества (РОВ), в частности гуминовых веществ. Параметрами, характеризующими флуоресценцию различных гуминовых веществ, мы взяли квантовый выход флуоресценции и так называемый «синий сдвиг» спектров испускания. «Синий сдвиг» – это изменение положения максимума флуоресценции (λ_{max}) при изменении длины волны возбуждения (λ_{ex}). Для однородного по составу вещества положение максимума интенсивности флуоресценции не зависит от длины волны возбуждения, поэтому «синий сдвиг» является мерой гетерогенности состава вещества. Квантовый выход – это число испущенных фотонов по отношению к числу поглощенных фотонов, он характеризует способность вещества флуоресцировать.

Спектры испускания флуоресценции РОВ природной воды имеют широкую полосу в видимом диапазоне с максимумом на 430-460 нм, обусловленную свечением флуорофоров гуминового происхождения. Гуминовая полоса флуоресценции состоит из трех компонент, каждая из которых возбуждается светом различной длины волны: 270, 310 и 355 нм. Компонента, возбуждаемая светом с длиной волны 310 нм, имеет максимум флуоресценции на более коротких длинах волн, чем две другие компоненты, поэтому наблюдается «синий сдвиг», величина которого 20-30 нм.

Были исследованы пробы воды байкальского и беломорского регионов. Рассчитанный нами квантовый выход гуминовых веществ зависит от длины волны возбуждения флуоресценции. Сопоставление квантового выхода и «синего сдвига» позволяет делать выводы о соотношениях концентраций разных флуоресцирующих компонент и их способности флуоресцировать. Были сделаны измерения также для проб, прошедших микрофильтрацию (фильтр с порами 200 нм) и ультрафильтрацию (поры 5 нм). РОВ и разные фракции имеют отличия по квантовому выходу, наибольший квантовый выход и «синий сдвиг» имеет низкомолекулярная фракция. Можно сделать предположение, что флуоресцирующие компоненты имеют различные размеры частиц. Наблюдение за этими закономерностями в спектрах флуоресценции РОВ помогает лучше понять структуру и свойства гуминового вещества.

Спектры флуоресценции пробы воды Белого моря



МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА

Председатель подсекции
проф. Петрова Галина Петровна

МОРФОМЕТРИЯ СТРУКТУР ГОЛОВНОГО МОЗГА У ПАЦИЕНТОВ С ШИЗОФРЕНИЕЙ

Абаншина И.В.

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: ilona.abanshina@gmail.com

Патогенез шизофрении - биохимические процессы в головном мозгу, морфологические и генетические особенности - до сих пор остаются малопонятными. До этого момента не была разработана единая концепция, объясняющая патогенез этого заболевания. В последнее время нарастает интерес к количественной оценке структурных изменений в головном мозгу. Трудности изучения биохимии мозга человека связаны, прежде всего, с самим объектом: прижизненные неинвазивные исследования возможны только методом МРТ. Метод МРТ позволяет обнаружить структурные аномалии в головном мозге при шизофрении и получить точную информацию о форме и размере внутримозговых структур.

При шизофрении наблюдается отклонение когнитивных функций, за которые отвечают такие структуры, как хвостатое и чечевицеобразное ядра. Стабильно встречающимся при исследованиях данного заболевания МРТ-признаком является увеличение объема желудочков. Высшим отделом ЦНС является кора больших полушарий головного мозга, ее делят на зоны, называемые долями – лобные, височные, теменные и затылочные.

Сопоставить объемы хвостатых и чечевицеобразных ядер, желудочков, объемы белого и серого веществ лобных и височных долей у больных шизофренией и их ближайших родственников (первой степени родства), используя данные морфометрического анализа указанных структур на МР-изображениях мозга.

В данной работе исследованы на предмет патологий группы больных шизофренией в количестве 27 человек, 17 их ближайших родственников без психических расстройств и 35 пациентов контрольной группы (норма). Томографические данные регистрировались на клиническом томографе Bruker Tomikon S 50 с напряженностью магнитного поля 0.5 Тл и General Electric - 0.5 Тл. Получены T1 и T2 взвешенные изображения головного мозга пациентов с толщиной среза 1.5 мм. С помощью специального программного обеспечения для морфометрии были вручную выделены следующие подкорковые структуры: желудочки, хвостатое ядро, чечевицеобразное ядро, а также объемы белого и серого вещества лобных и височных долей. Произведено автоматическое и полуавтоматическое сегментирование белого, серого веществ головного мозга и спинномозговой жидкости. Определен объем всех перечисленных структур с целью составления статистической картины численных данных. Данные морфометрического исследования далее сопоставлялись с данными нейропсихологического и нейрофизиологического исследования с целью выяснения патогенеза данного заболевания.

В ходе статистического исследования были выявлены достоверные корреляции между аномалиями хвостатых ядер и отклонениями эмоциональности, внимания и интеллекта в группе пациентов с шизофренией.

МАГНИТНО-РЕЗОНАНСНАЯ ТОМОГРАФИЯ В МОДЕЛИРОВАНИИ С6 ГЛИОМЫ У КРЫС

Верхоглазова Е.В.[1], Куприянов Д.А.[2]

[1]МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, [2]Центр магнитной томографии и спектроскопии МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Velena85@inbox.ru

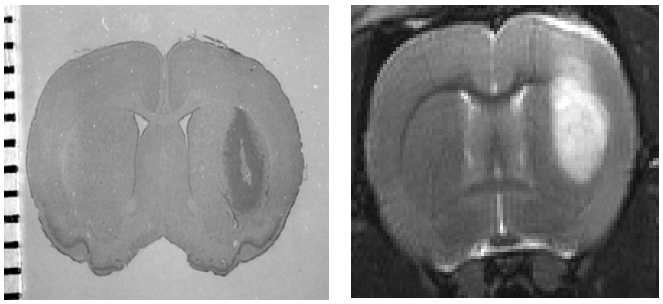
Глиомы самые распространенные первичные опухоли головного мозга. Они составляют 45.6% - 58% всех первичных внутричерепных новообразований у взрослых. Проблема лечения низкодифференциальных опухолей глиального ряда заключается в их быстром и интенсивном развитии [1].

Наиболее адекватной моделью глиобластомы на крысах является экспериментальная глиома С6. По морфологии, характеру инвазивного роста и паттерну экспрессируемых белков глиома С6 почти полностью соответствует мультиформной глиобластоме человека [2].

Целью данной работы являлось моделирование глиомы С6 у лабораторных крыс, исследование динамики ее развития и разработка алгоритма для автоматической сегментации нормальной и патологически измененных тканей с целью количественной оценки объема опухоли.

Группе из 10 самок крыс Вистар была произведена интеракраниальная инъекция клеток глиомы С6. Проведено гистологическое исследование (по методике, описанной в [1] на 8 и 21 сутки), а также МРТ-диагностика (томограф Bruker Biospec 70/30, 7 Тл до и после применения контрастного вещества на 8, 10, 21 постоперационные сутки)

Гистология показала соответствие гистологической картины мультиформной глиобластоме человека (различная форма, размер, полиморфизм ядер). МРТ тоже выявила наличие глиомы в стриатуме, а контрастное вещество позволил получить высококонтрастные изображения опухоли. Статистическая обработка данных, полученных этими способами, показала хорошее совпадение результатов



а) Результат гистологии б) Результат МРТ-

Рис. 1. Изображения головного мозга крысы, полученные с помощью in vitro(а) и in vivo(б) исследований

Таким образом, полученная схема исследования может применяться для экспериментальных работ по оценке эффективности проводимой терапии на модели глиомы С6, таких как апробация новых препаратов и методов лечения мультиформной глиобластомы, исследование процессов, сопровождающих развитие этого вида опухоли.

Литература

1. Чехонин В.П., Баклаушев В.П., Юсубалиева Г.М. (2007) Моделирование и иммуногистохимический анализ глиомы С6 // Клеточные технологии в биологии и медицине, №2,с. 65 — 73.

2. Grobben B., De Deyn (2002) Rat C6 glioma as experimental model system for the study of glioblastoma growth and invasion. // Cell Tissue Res. №310, p. 257–270.

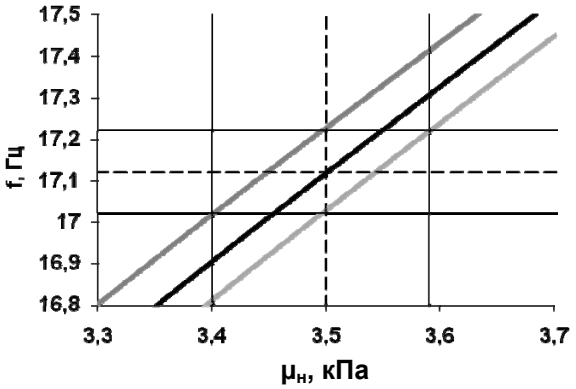
ОПРЕДЕЛЕНИЕ МОДУЛЯ СДВИГА МНОГОСЛОЙНОГО ОБРАЗЦА РЕЗИНОПОДОБНОГО ПОЛИМЕРА МЕТОДОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРА

Крит Т.Б.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: timofey@acs366.phys.msu.ru

Определение вязкоупругих характеристик одного из слоёв двухслойной среды актуально в приложении к исследованию мягких биологических тканей, где распределение таких характеристик неоднородно. Метод составного интерферометра основан на определении модуля сдвига в одном слое двухслойного образца при известном модуле сдвига второго слоя. В работе выясняется возможность определения методом интерферометра линейного модуля сдвига резиноподобного материала, толщина которого не может быть точно измерена.

Были использованы два образца из пластисола, уложенные один на другой и помещённые на нижней пластине с акселерометром, колеблющейся в горизонтальной плоскости, так, чтобы проскальзывание отсутствовало. Плотность каждого образца 1 г/см^3, размеры 40x70x13 мм. Суммарная толщина интерферометра составила 26 мм. Коэффициент сдвиговой вязкости 3.4 Па·с. Модули сдвига образцов были предварительно определены с точностью до 0.1 кПа. У нижнего образца модуль сдвига оказался равным 3.5 кПа, а у верхнего – 6 кПа. На верхнем образце была помещена пластина массой 7 г со вторым акселерометром, которая двигалась вместе с образцом. Была измерена зависимость отношения амплитуд ускорений верхней и нижней пластин от частоты вынуждающей силы в диапазоне от 6 до 40 Гц и обнаружен резонанс на частоте 17.1 Гц. По значению резонансной частоты была определена величина модуля сдвига нижнего образца. При этом были использованы значения остальных параметров, указанные выше. Полученное значение модуля сдвига подтверждает возможность использования предложенной методики в дальнейшем для определения модуля сдвига неизвестного слоя двухслойной среды.



Если модуль сдвига нижнего образца варьировать от 3.3 до 3.7 кПа, резонансная частота будет меняться, как показано на рисунке чёрной линией. Экспериментально можно определить частоту с точностью 0.1 Гц. Поэтому если толщина каждого образца известна приближённо, погрешность при определении модуля сдвига повышается. Серыми линиями показаны зависимости резонансных частот от модуля сдвига верхнего образца при отклонении толщины каждого образца от 13 мм на 5%. Суммарная толщина слоёв при этом остаётся равной 26 мм. Показано, что при такой точности определения толщины образцов погрешность при определении неизвестного модуля сдвига составила 3%. Стоит отметить, что такой точности можно достичь только если образец с меньшим модулем сдвига расположен внизу. Если образец с модулем сдвига 6 кПа, который мы считали в эксперименте известным, расположить внизу, погрешность возрастает до 8%. Первоначально определить, какой из образцов обладает меньшим модулем сдвига, можно качественно. После этого можно применить предложенный метод и с его помощью определить точное значение неизвестного сдвигового модуля.

Тезисы доклада основаны на материалах исследований в рамках гранта РФФИ 08-02-00368.

Автор выражает признательность доценту, к.ф.-м.н. Андрееву В.Г. за помощь в подготовке тезисов.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВКЛАДА ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ В ПОГЛОЩЕННУЮ ДОЗУ, СОЗДАВАЕМУЮ В БИОЛОГИЧЕСКОЙ ТКАНИ ПУЧКАМИ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ ФОТОНОВ

Белоусов А.В., Куц Е.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: eugene.kuts@gmail.com

В работе исследуется распределение по глубине поглощенной дозы от вторичных частиц различных типов, образовавшихся при прохождении высокоэнергетичных фотонов с энергиями 20, 30 и 40 МэВ через биологические ткани. Для исследования поставлен компьютерный эксперимент - численное моделирование методом Монте-Карло с помощью пакета GEANT4 (http://geant4.cern.ch) версия 4.9.1 Patch-02, в котором моделировалось прохождение моноэнергетичного пучка фотонов, имеющим в сечении форму круга, размером 5 см в диаметре, через объем вещества 27 м^3, представляющего собой куб 3×3×3 м, находящимся под нормальным давлением при температуре 273,13° К, плотность вещества равна $1{,}29\,г/см^3$. В процессе моделирования задействован стандартный адронный пакет физики “LHEP_PRECO_HP” (Low and High Energy Parameterized).

Проведенные эксперименты показали, что вклад в поглощенную дозу от вторичных e^- и e^+ слабо зависит от глубины, начиная с глубин 20, 30, 40 см для энергий фотонов 20, 30, 40 МэВ он составляет порядка 80% для электронов и 17% для позитронов. Причем если для электронов вклад в поглощенную дозу падает с ростом энергии фотонов, то для позитронов повышается. В начальной области вклад электронов растет с глубиной, а позитронов падает. Вклад вторичных фотонов в дозу невелик и для всех диапазонов энергий не превышает сотых долей процента. Начиная с некоторой глубины (такой же, как для электронов и позитронов) суммарный вклад в дозу тяжелых заряженных частиц слабо зависит от глубины и составляет 5%, 4.5% и 3% для 20, 30, 40 МэВ, т.е. уменьшается с ростом энергии. Вклад тритонов в дозу пренебрежимо мал для всех энергий фотонов, а дейтронов не превышает десятых долей процента, причем он составляет 0.4%, 0.1% и 0.2% для энергий 20, 30, 40 МэВ. Наибольший вклад в поглощенную дозу среди всех ТЗЧ дают протоны: 1.8%, 2.5% и 1.5% для энергий 20, 30, 40 МэВ. Вклад ядер отдачи слабо зависит от энергии фотонов и составляет 0,8%, 1.2% и 0,8% соответственно.

Особый интерес представляет уменьшение значения среднего коэффициента качества (КК) излучения, который составляет 1.22, 1.18, 1.04 для энергий соответственно 20 МэВ, 30 МэВ, 40 МэВ, с ростом энергии. Уменьшение КК связанно с тем, что при малых энергях фотонов сечение рождения тяжелых заряженных частиц (обладающих высокими значениями КК), а именно протонов, дэйтронов, альфа-частиц и ядер отдачи, имеет значение, существенно выше единицы, которое уменьшается с ростом энергии фотонов.

ПОЛУЧЕНИЕ, МОДИФИКАЦИЯ И РАЗРУШЕНИЕ ПОЛИЭЛЕКТРОЛИТНЫХ МИКРОКАПСУЛ

Марченко И.В.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: iramarchenko85@mail.ru

Полиэлектролитные микрокапсулы весьма перспективны для целей транспорта лекарств, заключенных внутри их оболочки, в нужные места живых организмов. Важной задачей является разработка эффективного способа разрушения микрокапсул и освобождение их содержимого.

В данной работе изучались микрокапсулы, модифицированные молекулами органического красителя. Внедрение в структуру капсул молекул красителя приводит к возможности фотосенсибилизированного разрушения таких структур. Облучение квантами света в полосе поглощения внедренных молекул может приводить к их эффективному возбуждению и, при определенных условиях, к переносу энергии к оболочке капсулы, что может сопровождаться ее перестройкой и даже разрушением.

Оболочку капсул получали методом поочередной адсорбции противоположно заряженных полиэлектролитов: полистиролсульфоната (ПСС) и полидиметилдиаллиламония (ПДАДМА) на сферических частицах карбоната кальция. Были получены капсулы без красителя $(ПДАДМА/ПСС)_4$, и капсулы с включенным в оболочку Родамином 6Ж $(ПДАДМА/ПСС)_2Р(ПДАДМА/ПСС)_2Р(ПДАДМА/ПСС)$. Молекула этого красителя имеет положительный заряд, поэтому Родамин 6Ж адсорбировался на поверхность полиэлектролитной оболочки капсул за счет электростатического взаимодействия с противоположно заряженными молекулами полиэлектролита.

Внедрение в структуру капсул молекул красителя позволило эффективно осуществить их визуализацию с помощью флуоресцентного микроскопа и оценить размеры отдельных капсул, которые составляли от 1500 до 3000 нм. Спектры флуоресценции молекул Родамина 6Ж, внедренных в оболочки капсул, практически не отличались по форме от спектров монослоя молекул красителя, адсорбированных на нейтральной кварцевой подложке. Такой характер спектров говорит о том, что при послойной адсорбции полиионов происходит практически полная компенсация их зарядов, и структура оболочки капсул является довольно совершенной. Интенсивность флуоресценции от водяной суспензии окрашенных капсул более чем на порядок ниже чем интенсивность флуоресценции от растворов красителей (при нормировании на одинаковую среднюю концентрацию молекул Р6Ж во взвеси окрашенных капсул и в растворе красителя). Это свидетельствует об эффективной диссипации энергии фотовозбужденных молекул окружающей органической матрицей, что реализуется при совпадении колебательных частот молекулы Р6Ж и образующих матрицу олиионов.

Для вычисления распределения окрашенных капсул по размерам использовалась методика, основанная на измерении интенсивности рассеянного капсулами света. Обработка данных по рассеянию света неокрашенными и окрашенными капсулами позволила вычислить средние размеры капсул, а также среднюю ширину распределения капсул по размерам на полувысоте кривой распределения. Средние размеры этих параметров для неокрашенных капсул составляли соответственно 1700 нм и 600 нм, для окрашенных - 2400 нм и 800 нм. Предварительное облучение взвесей капсул интенсивным светом в полосе поглощения молекул красителя (лазером с длиной волны 530 нм) практически не влияло на характер рассеяния света неокрашенными капсулами и кардинально его изменяло для капсул с внедренными в их оболочку молекулами красителя. Полученные результаты прямо свидетельствуют о разрушении в результате проведенной лазерной обработки значительной части окрашенных капсул.

ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ОБЪЕКТА ПРИ КОМПЬЮТЕРНОМ МОДЕЛИРОВАНИИ ОБЛУЧЕНИЯ В ПРОТОННОЙ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ

Матусова Т.В.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: matusmtv@gmail.com

Протонная лучевая терапия (ПЛТ) на сегодняшний день является одним из самых перспективных методов в лечении онкологических больных. ПЛТ позволяет создать такое дозовое распределение, при котором поверхность с высоким значением изодозы (>90%) охватывает только объём мишени (опухоли) сложной формы, а на здоровые ткани, особенно органы риска, падает существенно меньшая лучевая нагрузка. Однако создание высоких

граничных градиентов доз без соответствующего технического и технологического оснащения предлучевых этапов и самого облучения может оказаться опасным. В связи с этим в отделе медицинской физики ИТЭФ уделяют особое внимание исследованию влияния различных источников погрешностей на точность проведения облучения протонами.

В настоящей работе проанализированы причины возникновения погрешностей, возникающих при калибровке линейных протонных тормозных способностей биологических тканей и фантомных материалов по соответствующим им компьютерным томографическим (КТ) числам. Экспериментально проверена точность такой калибровки, используемой в программе планирования облучения в ИТЭФ, для нескольких биологических тканей животного.

Методика проведения калибровки заключается в следующем: вещество сканируют на томографе и полученному для него КТ числу ставят в соответствие экспериментально измеренную для этого вещества линейную тормозную способность для протонов. Было выяснено, что разброс значений КТ числа для гомогенной биологической ткани может составлять порядка 10%. Причин этому достаточно много: ужесточение рентгеновского спектра, технические особенности томографа, калибровка томографа, особенности метода реконструкции изображения, индивидуальные параметры биологической ткани и т.д.

Для экспериментальной проверки калибровочной кривой перевода КТ чисел в линейную тормозную способность протонов на медицинском пучке протонов 220 МэВ в ИТЭФ были облучены пять образцов биологических тканей животного (свиньи), а затем в РНРРЦ были сделаны томограммы этих образцов. Полученные данные были поставлены в соответствие и сравнены с данными калибровки. Наиболее точное совпадение наблюдалось в области гомогенных мягких биологических тканей (жир, мышечная ткань, печень), отклонение от калибровки составило порядка 1%. Для ткани лёгкого отклонение 9%, для ребра – 4%. Такая неточность калибровки влечёт ошибку в пробеге протонов от 1 мм до 3 мм, что необходимо иметь ввиду при оценке рассчитанного дозового распределения в теле пациента.

Литература

1. Хорошков В.С. «Введение в технику протонной лучевой терапии», Москва, УНЦ ДО, 2001.
2. Jiang Hongyu, Joao Seco, Harald Paganetti “Effects of Hounsfield number conversion on CT based proton Monte Carlo dose calculations”, Med Phys. 2007 April, 34(4): 1439-1449
3. Schaffner B and E Pedroni “The precision of proton range calculations in proton radiotherapy treatment planning: experimental verification of the relation between CT-HU and proton stopping power”, Phys. Med. Biol. **43** (1998) 1579–1592

ТРАЕКТОРИЯ ДВИЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ В ВОДНОЙ СРЕДЕ

Белоусов А.В., Наместников А.С..

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: fizfak@list.ru

При движении частицы в среде скорость частицы в направлении движения уменьшается. Уравнение движения можно записать в виде:

$\sqrt{E(s)\left[E(s)+2mc^2\right]}\,\frac{d\hat{v}}{ds}=e\left[\hat{v}\times\vec{B}\right]$, где $S_T(E)$ - линейные потери энергии в приближении непрерывного замедления; а энергия частицы с начальной энергией E_0 определяется как $\int_{E(s)}^{E_0}\frac{dE}{S_T(E)}=s$. Введем сферическую систему координат: ξ - угол между направлением скорости $\vec{v}$ и ее проекцией v_{xz} на плоскость xz; η - угол между проек-

цией скорости v_{xz} и осью z. Пусть $\vec{B} = B\hat{gy}$, тогда $\sin\xi = const$ или $\xi = \xi_0$, где ξ_0 - начальное значение ξ. Пусть начальное положение (x_0, y_0, z_0), тогда траектория:

$$\begin{cases} x(s) = x_0 + \cos\xi_0 \int_0^s \sin\eta(s')\,ds', \\ y(s) = y_0 + \sin\xi_0 s, \\ z(s) = z_0 + \cos\xi_0 \int_0^s \cos\eta(s')\,ds'. \end{cases} \quad (1)$$

Будем полагать потери энергии постоянными $E(s) = S_T(R-s)$, где $S_T = const$ ($\cong 2$ Ì ýÂ/ñì для воды), R – пробег, вычисленный в приближении непрерывного замедления. Тогда решение: $\eta(s'') = \eta_0 + \frac{qB}{S_T}\ln\left[\frac{\sqrt{\varepsilon(\varepsilon+2)}+\varepsilon+1}{\sqrt{\varepsilon(1-s'')\left[\varepsilon(1-s'')+2\right]}+\varepsilon(1-s'')+1}\right]$, где $s'' = s/R$ и меняется в пределах от 0 до 1; $\varepsilon \equiv S_T R/mc^2 = E_0/mc^2$. Система уравнений (1), описывающая траекторию частицы, преобразуется к виду:

$$\begin{cases} x(s) = x_0 + R\cos\xi_0\left[\cos\eta_0 S(s/R) + \sin\eta_0 C(s/R)\right], \\ y(s) = y_0 + \sin\xi_0 s, \\ z(s) = z_0 + R\cos\xi_0\left[\cos\eta_0 C(s/R) - \sin\eta_0 S(s/R)\right]. \end{cases} \quad (2)$$

где введены обозначения $C(s) = \int_0^s \cos\left[\eta(s'')\right]ds''$, $S(s) = \int_0^s \sin\left[\eta(s'')\right]ds''$.

Траектория электронов, вычисленная из системы уравнений (2) хорошо совпадает с траекторией электронов, вычисленной по методу Монте-Карло в работе [1] для энергий 4, 8, 14 МэВ, а также с траекторией электронов, полученной в работе [2] для энергии 28 МэВ.

Литература

1. Michael C Lee and Chang-Ming Ma (2000) Monte Carlo characterization of clinical electron in transverse magnetic fields
2. Medical Physics, Vol. 4, No.2, Mar./Apr. 1977

ПРОЕКТИРОВАНИЕ САПФИРОВОГО СКАЛЬПЕЛЯ С ВОЗМОЖНОСТЬЮ ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ

Ростова Е.В.[1], Шикунова И.А.[2],

[1]*МГУ имени М.В. Ломоносова, физико-химический факультет, Москва, Россия, E–mail:* ket02@yandex.ru

[2]*Институт физики твердого тела Российской академии наук, Московская обл., Черноголовка, Россия, E–mail:* yardy@mail.ru

Данная работа является этапом разработки принципиально нового типа хирургического инструмента, позволяющего отличить здоровую ткань от раковой в процессе хирургической операции: скальпель с возможностью одновременной резекции и оптической диагностики ткани в окрестности режущей кромки. Устройство содержит сапфировое лезвие с капиллярными каналами, через которые к режущей кромке подводятся оптические волокна. Таким образом, возможна оптическая диагностика *in situ* прие-

гающих к кромке тканей, позволяющая объективно оценивать степень кровенаполненности ткани для планирования коагуляции и определять наличие раковой ткани[1].

Проведенный анализ существующих диагностических систем [2-4] показал преимущества разрабатываемого нами диагностического скальпеля на основе стабильного кристаллического лезвия, обладающего биосовместимостью с тканями организма [5].

Были построены и исследованы твердотельные математические модели сапфировых лезвий различных конфигураций, применяемых в хирургии, для которых оценивалась глубина диагностики и энергетические параметры возбуждающего и флуоресцентного излучения.

Лезвия с оптимизированной геометрией позволяют получать достаточный для целей оптической диагностики сигнал от тканей, прилегающих к рабочей кромке лезвия, и одновременно эффективную концентрацию энергии излучения в области режущей кромки от излучающего волокна, значение которой достаточно для фотодинамического воздействия или коагуляции.

Литература

1. Photodynamic Therapy and Fluorescence Diagnostics, Loschenov V.B, Konov V.I., and Prokhorov A.M., Laser Physics, 10, No. 6, 2000, pp. 1188–1207.
2. Пат. 2007/031522 Межд., МКП A 61 B 17/32, Perorative sensing head adaptede to be coupled to an ablation tool/ L.Menard, S.Bonzom, Y.Charon et.
3. Пат. 2002/0116022 США, МКП. A 61 B 17/32 Method of making a cutting instrument having integrated sensors/ K.Leibouitz, M. Migliuolo.
4. Gourley P. L. TOPICAL REVIEW: Biocavity laser for high-speed cell and tumour biology // Journal of Physics D: Applied Physics, Volume 36, Issue 14, pp. R228-R239 (2003).
5. Robert A. Freitas Jr., Nanomedicine, Volume IIA: Biocompatibility, Landes Bioscience, Georgetown, TX, 2003.

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЛЕЧЕНИЯ БЕСПЛОДИЯ У ПАЦИЕНТОВ С ПАТОЗООСПЕРМИЕЙ МЕТОДОМ НЕИНВАЗИВНОГО ОТБОРА СПЕРМАТОЗОИДОВ С ПОМОЩЬЮ НОВОЙ СИСТЕМЫ ВЫСОКОРАЗРЕШАЮЩЕЙ МИКРОСКОПИИ

[***]Рутман Б.К.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
Клиника репродукции человека «АльтраВита» , Москва, Россия
E–mail: borisrk@np.by

Сокращение численности населения Российской Федерации представляет собой угрозу национальной безопасности. По прогнозам специалистов, к 2050 году россиян станет на 45 млн меньше. В России около 6 млн супружеских пар бесплодны, что составляет 17 % от всех брачных пар, из них 3 млн нуждаются в проведении цикла вспомогательных репродуктивных технологий (ВРТ). В 2006 году произведено 17254 цикла ВРТ, что говорит о крайне низкой удовлетворенности населения услугами ВРТ. Частота наступления беременности в расчете на один цикл ВРТ по данным российских клиник за 2006 год составила около 33.5 %, из них родами закончились около 78.6 % беременностей [1]. Повышение эффективности лечения бесплодия с помощью ВРТ может значительно улучшить демографическую ситуацию в России.

Целью данного проекта является разработка метода витального отбора морфологически нормальных сперматозоидов с помощью новой высокоразрешающей и высококонтрастной микроскопии. Данный метод дает возможность визуализировать ультраструктуру каждого сперматозоида, при этом для процедуры оплодотворения отбирают-

[***] Работа отмечена жюри как имеющая инновационный потенциал.

ся сперматозоиды с наилучшей морфологией. Он позволяет существенно повысить эффективность лечения бесплодия у пациентов с тяжелыми формами патозооспермии.

В конструкции микроскопической системы была использована система модуляционного контраста Гоффмана (Hoffman Modulation Contrast, HMC) [2]. В литературе показано, что присутствие внутриклеточных вакуолей в сперматозоидах уменьшает частоту наступление беременности, а также увеличивает частоту ранних выкидышей [3]. Совместно с высокоразрешающим объективом и вязкой средой специально разработанного состава, HMC дает возможность отбирать сперматозоидов для оплодотворения без внутриклеточных вакуолей. Были использованы объективы 63x/0.75 NA Planapo с установленными внутрь модуляторами контраста Гоффмана по нашему индивидуальному заказу. Обычно на установках для проведения искусственного оплодотворения для стабилизации температуры среды используется термостабилизирующие подогреваемые стеклянные столики. Однако введение стеклянного столика в оптический путь существенно снижало разрешающую способность установки. Чтобы исключить необходимость стеклянного столика была разработана и установлена термостабилизирующая система подачи воздуха, который направлялся на дно чашки со средой через отверстие в предметном столике микроскопа.

В лаборатории клиники «АльтраВита» данная микроскопическая система была установлена и успешно прошла апробацию. Был проведен ретроспективный анализ лечения бесплодия, который показал значительное увеличение частоты наступления беременности в циклах ВРТ у пациентов с тяжелой формой патозооспермии (30,0 % vs 56,0 %, $P<0,05$).

Предлагаемый метод отбора сперматозоидов без внутриклеточных вакуолей обладает рядом преимуществ перед существующими на сегодняшний день методами. Отсутствует необходимость в использовании одноразовых пластиковых чашек Петри с тонким стеклянным дном (0,17 мм) и оптическим качеством покровного стекла. В установке не используется иммерсионное масло. Удается добиться улучшения контраста, и, как следствие, можно использовать объективы с меньшим увеличением при меньшей апертуре. Отбор и интрацитоплазматическая инъекция спермы (ICSI) происходят на одной и той же установке. Таким образом мы добиваемся уменьшения временных затрат на проведение эмбриологического этапа цикла ВРТ, а также значительного уменьшения стоимости оборудования и работы эмбриолога по сравнению с другими методами отбора сперматозоидов, например IMSI (Intracytoplasmic Morphologically sperm Injection). Существующие центры, находящиеся как в РФ, так и за рубежом, могут успешно применять разработанный нами метод и микроскопическую систему. Предлагаемый метод позволит наиболее эффективно использовать технологии световой микроскопии для лечения тяжелых форм патозооспермии.

Литература

1. *Яковенко Е.М., Яковенко С.А.* Бесплодие. – М.: ЛКИ, 2008.
2. *Hoffman R.* The modulation contrast microscope: principles and performance // Journal of microscopy. – 1977. – V. 110, Pt. 3. – P. 205-222.
3. *Berkovitz A., Eltes F., Bartoov B., et al.* How to improve IVF-ICSI outcome by sperm selection // RBM Online. – 2006. – V. 12, N. 5. – P. 634-638.

АКУСТИЧЕСКАЯ ТОМОГРАФИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПРИ НАГРЕВЕ СРЕДЫ МОЩНЫМ ФОКУСИРОВАННЫМ УЛЬТРАЗВУКОВЫМ ПУЧКОМ

[*]Сайфулин А.Ф.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
e -mail: sanaj-msu@ya.ru

Знание пространственного распределения температуры в фокальной области мощного ультразвукового излучателя необходимо в различных медицинских приложениях ультра-

[*] Доклад отмечен дипломом конференции как лучший на подсекции.

звука. В работе [1] был предложен метод, который позволяет получить пространственное распределение температуры в среде при известном распределении акустического давления. Метод основан на измерении задержки зондирующего импульса, пересекающего нагретую область. Однако распределение акустического давления не всегда известно, особенно в реальных условиях, когда греющий пучок распространяется в неоднородной среде. В [2] показано, что температурное поле также можно восстановить по измерениям задержки зондирующего пучка, пересекающего нагретую область в нескольких точках, в предположении симметричности распределения акустического давления. Однако измерения и расчеты были проведены для небольших изменений температуры (10 - 15^0C), когда теплофизические параметры среды считаются постоянными. В реальных же приложениях ультразвука, в частности, в медицине, нагревы, производящиеся фокусированным ультразвуковым пучком, настолько существенны, что параметры среды уже нельзя считать постоянными. В настоящей работе были проведены измерения температуры при нагревах до 50 ^{0}C.

Экспериментальные исследования проводились в гидробассейне, в котором конфокально располагались три ультразвуковых преобразователя, один из них (греющий) являлся источником мощного ультразвука, а два других (зондирующие) обеспечивали излучение и регистрацию зондирующего импульса малой амплитуды. Эти два излучателя располагались на одной оси, которая была перпендикулярна оси греющего излучателя. В гидробассейн между зондирующими излучателями помещался образец кубической формы, изготовленный из полимерного материала пластисола, таким образом, что фокусы зондирующих преобразователей находились внутри образца. Ультразвуковой пучок мощностью 17 Вт обеспечивал повышение температуры на 45^0C за время 0.5 с. В ходе эксперимента регистрировалась временная зависимость времени задержки зондирующего импульса при остывании образца. В каждом следующем измерении греющий излучатель смещался на 0.1 мм в вертикальном направлении. Таким образом, после 15 экспериментов было получено 15 временных зависимостей времен задержки для зондирующих импульсов, проходящих на различном расстоянии от фокуса греющего излучателя. По методике, разработанной в работе [2], было построено пространственное распределение температуры в фокальной области. Максимальное значение нагрева, полученное из этих расчетов, оказалось равным 40^0C, что согласуется с теоретической оценкой в 45^0C.

Данная работа поддержана грантами РФФИ и Программой поддержки научных школ

Автор выражает признательность научному руководителю доценту Андрееву В.Г. за помощь в проведении исследований и подготовке тезисов доклада.

Литература

1. С.А.Цысарь., С.М.Бобкова., В.А.Хохлова, В.Г.Андреев Измерение распределения температуры в фокальной области ультразвукового излучателя в резиноподобном полимере // Сборник трудов XIX сессии РАО, сентябрь 2007, Н.Новгород

2. С.А.Цысарь, О.А.Сапожников, В.Г.Андреев Акустическая томография распределения температуры при нагреве среды фокусированным ультразвуковым пучком // Известия РАН, серия физическая, 2009 (в печати).

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МОЛЕКУЛ БЕЛКА ЛИЗОЦИМА С ИОНАМИ МЕТАЛЛОВ, ОБЛАДАЮЩИМИ РАЗЛИЧНЫМИ ИОННЫМИ РАДИУСАМИ

[**]Федорова К.В.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: mahunechka@rambler.ru

В кристаллах белков может содержаться до 80% растворителя, поэтому они обладают пористой структурой. Из-за этого внутрь кристаллической решетки могут проникать довольно крупные частицы, которые способны разрушить зародившийся кристалл.

[**] Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

Работа позволяет найти ответ на вопрос, как ведут себя молекулы белка лизоцима в зависимости от параметров растворов, содержащих различные соли. Особенно интересно выяснить вопрос о влиянии на лизоцим ионов европия и возможность соединения этого иона с белком.

Европий является самым активным из редкоземельных элементов. Токсичность европия до сих пор полностью не исследована, но нет никаких подтверждений, что европий более ядовит по сравнению с другими тяжелыми металлами. Биологическая роль европия так же изучена не достаточно.

Лизоцим содержится практически во всех организмах, у позвоночных - главным образом, в слезах, слюне, селезенке, легких, почках и лейкоцитах. В тканях лизоцим локализуется в лизосомах и выполняет функции неспецифического антибактериального барьера.

Эффективным методом изучения растворов макромолекул является метод рассеяния света Рэлея-Дебая.

Этот метод дает возможность прямого определения молекулярной массы M и коэффициента межмолекулярного взаимодействия B частиц раствора.

В работе получено, что зависимость коэффициента межмолекулярного взаимодействия молекул лизоцима в водном растворе имеет нелинейный характер с минимумом в точке pH~3,5. Это согласуется с ранее полученными в нашей лаборатории результатами, и свидетельствует о том, что изоэлектрическая точка лизоцима лежит в области близкой к 3,5.

Кроме того обнаружено, что добавление в раствор лизоцима соли KCl приводит к увеличению массы рассеивающих частиц в 3-4 раза, что свидетельствует об образовании дипольных наноструктур – кластеров, при этом в присутствии ионов Na^+ в растворе, кластеры не образуются.

Наличие в растворе лизоцима ионов Eu^{3+} вызывает увеличение массы рассеивающих частиц примерно на два порядка, по сравнению с молекулярной массой лизоцима. Из чего можно сделать вывод, что европий достаточно прочно связывается с белком лизоцимом.

Зависимость коэффициента межмолекулярного взаимодействия в растворах, содержащих ионы K^+ и Eu^{3+} имеют одинаковый характер с резким максимумом в области изоэлектрической точки белка.

Литература

1. G.P. Petrova, Yu.M. Petrusevich, and A.N. Evseevicheva, Gen. Physiol. Biophys., vol. 17, p. 97, 1998.
2. P.J. Debye // Appl. Phys., vol. 15, p. 338, 1946.
3. G. Alderton, W. H. Ward and H. L. Fevold, J. Biol. Chem., 157, p.43, 1945.
4. E.V. Petrova, V.A. Smirnov, L.N. Rashkovich , Crystallography Reports,2007, v.52, p.255-259.

ИССЛЕДОВАНИЯ РАССЕИВАЮЩИХ СРЕД МЕТОДОМ ОПТИЧЕСКОЙ ТОМОГРАФИИ

Филиппович Е.А.

Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев, Украина, E–mail: kiki_f@ukr.net

Исследования внутренней структуры различных объектов неразрушающими методами имеют большое значение для биомедицины. В последние десятилетия достигнуты значительные успехи в области оптической когерентной томографии (ОКТ). Преимущества ОКТ основываются на использовании свойств оптического излучения, малой волны и когерентности излучения.

Кожа человека является ярким примером многокомпонентной мутной биологической среды и сложна для описания при построении моделей. Кожа является оптиче-

ски неоднородной поглощающей средой со средним показателем преломления, а также сильно рассеивающей мутной средой.

Для изготовления макета рассеивающей среды выбрали полиэтилентерефталат (лавсан). Для количественной характеристики рассеивающих свойств данного макета мы воспользовались зависимостью меры мутности от контраста распределения интенсивности пучка света. Прежде всего, интерес представляет измерение разности интенсивностей, обусловленное разностью показателей преломления смежных участков располагающихся на определенной глубине и с возможностью последовательного восстановления объемного изображения объекта. Разработана методика изготовления и контроля параметров макета рассеивающей среды, который адаптирован к характеристикам человеческого эпидермиса.

Нами были проведены экспериментальные исследования и теоретические расчеты, которые позволяют имитировать явления, возникающие при отражении света от объекта находящегося на определенной глубине.

Литература

1. Гуров И.П.(2004) Оптическая когерентная томография: принципы, проблемы и перспективы. В кн.: Проблемы когерентной и нелинейной оптики / Под ред. И.П. Гуров и С.А. Козлова. СПб: СПбГУ ИТМО, 2004. с.6-30

2. .R. Poddar, S.R. Sharma, J.T. Andrews and P. Sen, Correlation between glucose concentration and reduced scattering coefficients in turbid media using optical coherence tomography ,Current science, vol. 95,NO. 3, 2008

3. Пушкарева А.Е.(2008) Методы математического моделирования в оптике биоткани. Учебное пособие. СПб: СПбГУ ИТМО, 2008. с.103

4. .Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – М. Наука, 1970.- 856с.

ОБМЕН ЭЛЕКТРОННЫМИ ВОЗБУЖДЕНИЯМИ МЕЖДУ НАНОСЦИНТИЛЛЯТОРАМИ, ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРАМИ МОЛЕКУЛАМИ КИСЛОРОДА

Чекмазов С.В.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физико-химический факультет, Москва, Россия

Сцинтилляторы – это материалы, способные при поглощении ими ионизирующих излучений (рентгеновских и гамма – квантов, альфа-частиц, электронов, нейтронов и др.) испускать световые вспышки, называемые сцинтилляциями. Это явление широко используется в медицинской диагностике, радиационном мониторинге, антитеррористическом контроле. Данная работа посвящена разработке нового направления применения сцинтилляторов наноскопических масштабов в терапии различных заболеваний канцерогенного или вирусного характера. Например, в противоопухолевой фотодинамической терапии используется генерация химически активного синглетного кислорода посредством оптического возбуждения молекул фотосенсибилизаторов, которые, в свою очередь, и образуют синглетный кислород, уничтожающий канцерогенные клетки. Но применимость фотодинамической терапии ограничена тем, что свет может проникать в ткани организма на глубину не более 7 – 10 мм. Поэтому эта методика эффективна для лечения только приповерхностных опухолей небольших размеров. Если же ввести в организм сцинтилляционные наночастицы, сцепленные в фотосенсибилизаторами, то возбуждение последних возможно на любой глубине за счет поглощения наносцинтилляторами рентгеновских квантов и передачи образованных в них электронных возбуждений фотосенсибилизаторам. Нами экспериментально исследованы зависимости спектров фото- и рентгенолюминесценции водных суспензий наносцинтилля-

торов (оксисульфидов иттрия и гадолиния, фторида и бората лютеция) в зависимости от концентрации содержащихся в воде фотосенсибилизатора (фталоцианина) и молекул кислорода. Обнаружено, что при рентгеновском возбуждении наносцинтилляторов значительная часть поглощенной энергии передается молекулам фотосенсибилизатора. Но при этом люминесценция фотосенсибилизатора наблюдается не во всех случаях: при интенсивном оптическом возбуждении спектр свечения фотосенсибилизатора наблюдается отчетливо, а при возбуждении непрерывным рентгеновским потоком при существенно меньшей энергии, вводимой в образец, люминесценция фотосенсибилизатора не заметна. Эти различия можно объяснить тем, что когда интенсивность возбуждения наносцинтилляторов достаточна для того, чтобы большинство имеющихся в растворе молекул кислорода были переведены при посредничестве фталоцианина в синглетное состояние, кислород не является гасителем люминесценции фталоцианина. В противном случае триплетные молекулы кислорода при переводе в синглетное состояние безызлучательно отбирают энергию от молекул фталоцианина. Поэтому для рентгеновского возбуждения люминесценции фталоцианина через наносцинтилляторы, как мы предполагаем, необходимо либо понизить концентрацию кислорода в исследуемой суспензии, либо же повысить интенсивность рентгеновского возбуждения до уровня, когда большая часть кислорода окажется в синглетном состоянии. В докладе излагаются результаты экспериментальной проверки этих предположений.

Работа выполнена на базе ИФТТ РАН при участии О.А. Кривко, Н.В. Классена, В.В. Кедрова, С.З. Шмурака, Н.Ф. Прокопюка и А.П. Киселева.

ПОЛУЭМПИРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СПЕКТРА РЕНТГЕНОВСКОЙ УСТАНОВКИ

Щегольков И.В.[1], Шейно И.Н.[2]

[1] МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, [2] Федеральный медицинский биофизический центр им. А.И. Бурназяна, Москва, Россия

[1] E–mail: igor-555@mail.ru, [2] sheino@srcibph.ru

Рентгеновское излучение широко применяется в различных областях науки, техники и медицины. Но ни один из выпускаемых в нашей стране рентгеновских аппаратов не снабжается атласом энергетических спектров излучения.

Была разработана эффективная полуэмпирическая расчетная модель спектра рентгеновской установки. Данная модель [1], позволяет рассчитывать энергетический спектр фотонов рентгеновой установки в зависимости от параметров ее управления (напряжение на трубке, силы тока), а также конструкционных параметров (материалов анода, выходного окна) и фокусного расстояния.

$$\Phi_\gamma(R,E)=\frac{(N_{тормозн}(E)+N_{характ}(E))\cdot\exp\{-\mu_{анод}(E)\cdot d_{анод}\}\cdot\exp\{-\mu_{окно}(E)\cdot d_{окно}\}}{4\pi R^2}e^{-\mu_{возд}(E)\cdot R},$$

где $\mu_{возд}(E)$ - линейный коэффициент ослабления потока фотонов энергии E в воздухе, см$^{-1}$; $N_{тормозн.}(E)$ – непрерывная часть спектра (тормозное излучение) [2]; $N_{характ.}(E)$ – спектр характеристических линий.

Параметры модели получены по данным аппроксимации экспериментальных данных функций пропускания дозы пластинами из алюминия и меди и расчетными данными по программе EGSnrc [3].

В работе приведено описание экспериментальной установки, метод проведения эксперимента. Полученные результаты расчетов функций пропускания по модельному спектру показали хорошее совпадение с экспериментальными данными (до 5%). Полученный спектр с указанными параметрами (Рис. 1) принят в качестве спектра установки РУСТ-М1, используемой в ФМБЦ им. А.И. Бурназяна для радиобиологических экспериментов.

Разработанная математическая модель используется также для расчетных исследований технологии фотон-захватной терапии опухолей.

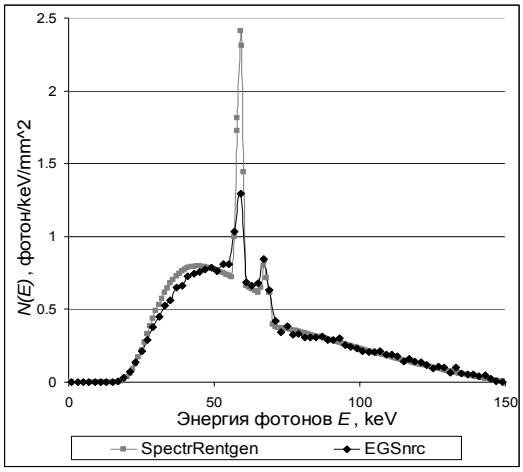


Рис. 1 Спектры рентгеновского излучения, рассчитанные по программам EGSnrc и SpectrRentgen [1]

Литература

1. Шейно И.Н, Хохлов В.Ф., Кулаков В.Н. и др. «Теоретическое и экспериментальное обоснование создание опытного образца универсального фотонного излучателя для лучевой терапии злокачественных опухолей». Отчет о НИР по контракту № 02.512.11.2022 от 27 февраля 2007 г. с Федеральным агентством по науке и инновациям. ГНЦ-ИБФ, Москва, 2007. -109 с.

2. Блохин М.А. Физика рентгеновских лучей.- М.: ГИТТЛ, 1957 – 518 с.

3. Kawrakow I and Rogers D W O, “The EGSnrc code system: Monte Carlo simulation of electron and photon transport”, National Research Council of Canada, PIRS-701, http://www.sao.nrc.ca/inms/irs/EGSnrc/pirs701.pdf, (2003).

РАДИОФИЗИКА

Председатель подсекции
проф. Логгинов Александр Сергеевич

ПРИЧИНЫ ОБРАТНОГО ТРАНСПОРТА ПРИ ДИЭЛЕКТРОФОРЕЗЕ В ПОЛЕ БЕГУЩИХ ВОЛН

[**], [***]Берёзин М.С., Зырянова А.В., Можаев В.Г.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
mike.berezin@gmail.com, annazyr@mail.ru, vgmozhaev@mail.ru

Диэлектрофорез в поле так называемых «бегущих электростатических волн» является перспективным и многообещающим методом манипулирования микро- и наночастицами, а также биологическими клетками. В обычной схеме диэлектрофореза волнового типа вместо реальных волн используется квазиволновое распределение электрических полей. Такое распределение создается вблизи поверхности диэлектрической подложки системой периодических поверхностных электродов при подаче на них гармонического напряжения с индивидуальным фазовым сдвигом на каждом электроде. Интересной особенностью обсуждаемого процесса является возникновение в некоторых случаях обратного, по отношению к направлению распространения волны, транспорта отдельных частиц, что наблюдалось ранее как в эксперименте, так и при численном моделировании (Masuda, 1987; Gartshtein, 1999). Несмотря на попытки найти различные объяснения обратного транспорта (Schmidlin, 1995), это явление остается пока до конца не понятым. Следует также отметить, что множество пространственных фурье-гармоник, входящих в решение для электрического поля решетки электродов, являются усложняющим фактором для решения этой задачи и интерпретации получаемых результатов. Рассмотрение же чисто гармонического пространственного распределения электрических полей, соответствующего диэлектрофорезу с акустическим возбуждением на пьезоэлектрических подложках (Mozhaev, Zyryanova, 2004), позволяет существенно упростить теорию и облегчает интерпретацию и объяснение обратного транспорта. С другой стороны, аналитическая теория обсуждаемого явления до сих пор развивалась только для стационарного режима транспорта без учета важных ограничений этого процесса во времени и в пространстве. Целью настоящей работы является изучение возможных причин обратного диэлетрофоретического транспорта на основе развития аналитической теории и численного моделирования в случае чисто гармонических в пространстве, но ограниченных по времени волновых электрических воздействий, создаваемых акустической волной.

Рассматривалась задача о двумерном движении малой частицы в текучей среде вблизи поверхности пьезоэлектрической подложки под действием электрических полей, сопровождающих импульсы поверхностных акустических волн, бегущих в подложке. Введение новой комплексной координаты позволило свести два исходных уравнения к одному и найти явно его первый интеграл. Это решение свободно от численных ошибок, указывавшихся ранее в качестве псевдопричины обратного транспорта, и однозначно показывает, что в отсутствие столкновений частицы с поверхностью един-

[**] Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

[***] Работа отмечена жюри как имеющая инновационный потенциал.

ственным параметром, определяющим направление транспорта частиц, является значение сдвига фазы несущей волны относительно начала огибающей волновых импульсов.

Численное моделирование транспорта частиц проводилось с помощью метода Рунге-Кутта 4-го порядка с учетом возможности упругих и неупругих столкновений частицы с поверхностью подложки. Исходя из данных моделирования, такие столкновения идентифицированы как новая возможная причина возникновения обратного транспорта при диэлектрофорезе в поле бегущих волн. Показано, что изменение в процессе соударения нормальной к поверхности составляющей скорости частицы при сохранении тангенсальной составляющей изменяет эффективное значение фазы колебаний частицы в электрическом поле относительно начала волнового импульса, что может инвертировать и общее направление ее транспорта.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА НАД ПОВЕРХНОСТЬЮ ЖИДКОСТИ

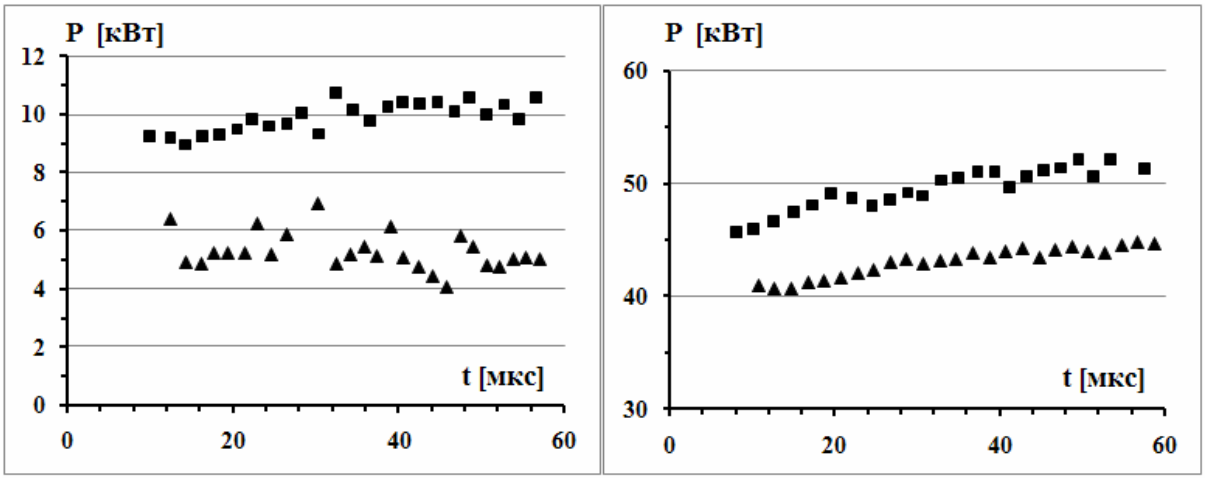
Ваулин Д.Н., Моисеев В.Н.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
e-mail: vaud@yandex.ru

В работе приводятся результаты экспериментальных исследований импульсного разряда над поверхностью воды. Ранее было показано [1], что данный разряд имеет три стадии своего развития. Настоящие эксперименты посвящены определению мощности, выделяемой в разряде, в различных стадиях и в различных жидкостях.

Исследуемая жидкость наливалась в кювету, над которой располагался катод. Анод размещался непосредственно в жидкости у противоположной стенки кюветы. Для создания разряда использовался высоковольтный импульсный источник питания. В экспериментах варьировались расстояние между электродами по горизонтали (L = 15-200 мм), начальное напряжение источника (U_0 = 7 - 30 кВ), балластное сопротивление (R = 1-8 кОм) и длительность импульса разряда (τ = 50 - 800 мкс).

Мощность, выделяемая в разряде, определялась на основании зарегистрированных осциллограмм тока и падения напряжения. На рис.1 приведены типичные зависимости мощности (выделяемой в разряде во время второй стадии его развития) от времени. Как видно из представленных зависимостей, выделяемая мощность растет с увеличением начального напряжения в импульсе и с уменьшением расстояния между электродами.



а) б)

Рис. 1. $R_б$ = 2 кОм, а) спирт 40%, L = 50мм, ■ - U_0 = 20кВ, ▲- U_0 = 15кВ, б) вода, U_0 = 14кВ, ■ - L = 50 мм, ▲ - L = 75 мм

Так же были исследованы зависимости мощности (выделяемой в разряде во время второй стадии его развития) от следующих параметров: расстояния от катода до поверхности жидкости, отношения сопротивления к балластному сопротивлению, продолжительности второй стадии развития разряда. На основании данных исследований получены зависимости энергии, вложенной в разряд, от времени.

Литература

1. Александров А.Ф., Ваулин Д.Н., Ершов А.П., Черников В.А.// Вестник МГУ, серия Физик, Астрономия, 2009, №1, С.1

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА НАКЛОННОЙ ФАЗОВОЙ РЕШЕТКЕ

Волошин А.С.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: nachtraucher@yandex.ru

В данной работе рассматривается дифракция света на синосиудальной фазовой решетке. Особенность решетки заключается в том, что плоскости равной фазы образуют произвольный угол α с перпендикулярами к плоскостям, ограничивающими саму решетку. Такие фазовые решетки могут быть легко получены голографическим методом в толстом слое фотоэмульсии или в фоторефрактивном кристалле. Эта задача имеет особенно важное знаечение для акустооптики, где часто используются кристаллы с сильной акустической анизотропией, например, парателлурит TeO_2 или каломель Hg_2Cl_2 [2, 3]. Из-за анизотропии, в таких кристаллах возникает чрезвычайно большой угол сноса акустической энергии относительно направления волнового вектора звука. Например, в парателлурите угол сноса α достигает 75°. Следовательно, угол между плоскостью равной фазы и ограничивающей решетку плоскостью может равняться 15° вместо обычный 90°.

Для системы уравнений связанных мод, в настоящей работе, получены модифицированные уравнения Рамана-Ната

$$\frac{dC_p}{dx} = \frac{\pi\Delta n}{\lambda\cos(\vartheta_p - \alpha)}\left\{C_{p+1}\exp\left[j(\eta_p x - \Phi)\right] - C_{p-1}\exp\left[-j(\eta_{p-1}x - \Phi)\right]\right\}$$

где C_p – безразмерная амплитуда волны света, продифрагировавшей в p-ый порядок, θ_p – угол направления на p-ый порядок дифракции, Δn – амплитуда показателя преломления синосиудальной фазовой решетки, λ – длины волны падающего света, Φ – фазовый сдвиг решетки. Получено аналитической выражение для фазовой расстройки η_p:

$$\eta_p = k_p\cos(\theta_p - \alpha) + K\sin\alpha - \sqrt{k_{p+1}^2 - \left[k_p\sin(\theta_p - \alpha) + K\cos\alpha\right]^2}$$

где k_p – волновой вектор света, продифрагировавшего в p-ый порядок, K – обратный вектор решетки (волновой вектор звука для акустооптического взаимодействия). Аналитической выражение для расстройки пригодно как для изотропной (без изменения поляризации света), так и для анизатропной (с изменением поляризации) дифракции. В последнем случае, необходимо учесть изменение показателей преломления с изменением угла θ_p.

Эти два уравнения позволяют численно рассчитать дифракционный спектр в зависимости от параметров решетки. Эти вычисления подробно проведены в настоящей работе. Влияния угла сноса α в зависимости от амплитудных, угловых и частотных характеристик были проанализированы как для анизотропной, так и для изотропной дифракции для акустооптического взаимодействия в кристалле парателлурита.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 06-07-89309 и № 08-07-00498).
Автор выражает признательность Балакшему В.И. за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. Балакший В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. Физические основы акустооптики, — М.: Радио и связь, 1985.
2. Zadorin A.S., Sharangovich S.N. // Optics & Spectroscopy 1985. V. 59. P. 592.

3. Voloshinov V.B., Polikarpova N.V. // Appl. Opt. 48, C55 (2009).

НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ОПТИЧЕСКОГО ДАТЧИКА МАЛОГО СМЕЩЕНИЯ

Ворончев Н.В.
МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
e-mail: n.voronchev@mail.ru

Со времен оформления квантовой механики как научной теории, описывающей законы микромира, существует вопрос о рамках её применимости. А именно, справедлива ли она для макроскопических объектов, квантовые свойства которых пока не были обнаружены экспериментально. Самыми тяжелыми объектами, для которых опытным путем была проверена применимость квантовых законов, являются молекулы фуллеренов с массами порядка 10^{-21} грамм. Однако, современные достижения в технологии экспериментов с механическими пробными объектами и прецизионных измерений (к примеру, программы поиска гравитационных волн типа LIGO) позволяют планировать и проводить исследования с массивными телами.

На данный момент большое количество научных групп ставят перед собой задачу охлаждения механического осциллятора до уровня его нулевых колебаний. Однако, подобные эксперименты не могут однозначно утверждать применимость или неприменимость квантовых законов в макромире. Это связано с тем, что нулевое состояние осциллятора является гауссовым, а, следовательно, его функция Вигнера неотличима от классического распределения вероятностей для координаты и импульса с теми же значениями статистических моментов. Единственным способом реальной проверки квантовой теории является использование негауссовых состояний.

Данная работа направлена на теоретическую демонстрацию возникновения негауссова состояния при нелинейном оптомеханическом взаимодействии. Рассмотренная система состоит из Фабри-Перо резонатора с закрепленным частично пропускающим (для оптической накачки) и абсолютно отражающим свободным зеркалами. За счет пондеромоторного взаимодействия сначала будет происходить экспоненциально нарастающая гармоническая раскачка свободного зеркала. Данный режим реализуется при относительно малых смещениях x зеркала ($x = \omega_0 L / Q$, где ω_0 – начальная собственная частота резонатора вблизи частоты накачки, L – начальные линейные размеры резонатора, Q – его добротность). Однако, при росте смещения x существенную роль начинают играть нелинейные эффекты. Поведение системы в данном случае было рассчитано нами численно с помощью пакета Mathematica в полуклассическом приближении. В результате было показано, что данная система действительно может быть использована для приготовления классического объекта в негауссовом квантовом состоянии.

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ МНОГОСЛОЙНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ

[*]Григас С.Э., Ржанов А.Г.
МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: moonlight_14@mail.ru

Многослойные планарные волноводы применяются во многих устройствах современной фотоники и оптоэлектроники, таких как полупроводниковые лазеры, моду-

[*] Доклад отмечен дипломом конференции как лучший на подсекции.

ляторы, разветвители, фильтры, поляризаторы света [1]. В последнее время отмечается тенденция к использованию волноводов с усложненными геометриями, предлагаются новые волноведущие структуры со сложным профилем показателя преломления. Примером таких структур могут служить ARROW волноводы, использующиеся для создания мощных полупроводниковых лазеров, фотодетекторов, демультиплексеров и др. [2], [3]. Важным этапом разработки и оптимизации таких устройств является численное моделирование, включающее в себя расчет постоянных распространения поддерживаемых данными геометриями мод, а также получение соответствующих конфигураций оптических полей.

В настоящей работе представлен простой эффективный способ численного расчета параметров волноводных и вытекающих мод для многослойных диэлектрических геометрий. Основная идея данного алгоритма заключается в следующем. Сначала с помощью матричного метода расчета распределения электромагнитного поля в многослойных структурах мы находим приближенное значение модовой постоянной распространения. Затем, используя полученное значение в качестве начального приближения, с помощью метода конечных разностей получаем уточнённый ответ. Распределение поля в структуре определяется с помощью метода обратных итераций. Такой подход позволяет производить расчет постоянных распространения и конфигураций полей волноводных и вытекающих мод для произвольного числа слоев.

Предлагаемый алгоритм отличается быстротой счета и нетребователен к вычислительным ресурсам, что, во-первых, позволяет расширить рамки его применения на градиентные волноводы, во-вторых, использовать его в самосогласованных моделях инжекционных лазеров, где процедура расчёта полей и постоянных распространения требует многократного повторения.

Для проверки работоспособности метода мы провели расчёты различного рода волноводных устройств фотоники. Постоянные распространения волноводных и вытекающих мод сравнивались с результатами расчетов других авторов. Во всех случаях с помощью предлагаемого нами метода удавалось определить постоянные распространения волноводных мод с точностью лучше, чем 1-2%. Поля вытекающих мод в структурах без диэлектрических потерь экспоненциально возрастают при удалении от оси волновода за его пределами. Это сильно затрудняет поиск решений, поэтому на данном этапе для сложных волноведущих геометрий, поддерживающих вытекающие моды, были получены только приближенные значения постоянных распространения. В настоящий момент разрабатывается вариант реализации метода конечных разностей, позволяющий получать более точные результаты, используя найденные приближенные значения в качестве начального приближения.

Литература

1. Anemogiannis E., Glytsis E.N., Gaylord T.K. (1999) Determination of Guided and Leaky Modes in Lossless and Lossy Planar Multilayer Optical Waveguides: Reflection Pole Method and Wavevector Density Method // J. Lightwave Technol., №5(17), p.929-941 .

2. Zhou D., Maust L.J. (2002) High-Power Single-Mode Antiresonant Reflecting Optical Waveguide-Type Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers // J. Quantum Electronics, №12(38), p. 1599-1606.

3. Baba T., Kokubun Y., Watanabe H. (1990) Monolithic Integration of an ARROW-Type Demultiplexer and Photodetector in the Shorter Wavelength Region // J. Lightwave Technol., №1(8), p. 99-104.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СЖАТЫХ СОСТОЯНИЙ СВЕТА В ЛАЗЕРНЫХ ДЕТЕКТОРАХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

Гурковская М.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: mariya_korotkova@mail.ru

Повышению чувствительности гравитационных антенн мешают, в основном, две причины: технические и квантовые шумы. На данный момент их значения близки друг

к другу (например, для антенны Advanced LIGO), однако весьма вероятно, что в ближайшие несколько лет технические шумы будут существенно снижены. Квантовые шумы ограничены снизу стандартным квантовым пределом (СКП), вызванным соотношением неопределённости между измерительным шумом, пропорциональным флуктуациям фазы луча накачки, и шумом обратного флуктуационного воздействия [1]. СКП зависит от динамических характеристик антенны и может быть существенно снижен при помощи оптической жёсткости [2, 3]. Так же, для повышения чувствительности в гравитационных антеннах третьего поколения планируется использовать неклассические состояния оптического поля (сжатый свет), поступающего в тёмный порт интерферометра [4].

В настоящей работе рассматривается узкополосный режим, сочетающий использование сжатого света и оптической жёсткости. Достоинством такого режима является возможность получения, в принципе, сколь угодно большого отношения сигнал-шум при условии, что технические шумы достаточно малы.

В работе произведён расчёт отношения сигнал-шум с учётом оптических потерь интерферометра в зависимости от уровня технических шумов. Найдены оптимальные условия, позволяющие повысить это отношение для заданного значения полосы пропускания интерферометра. Показано, что использование сжатого света позволяет обойти основной недостаток узкополосных режимов - ограничение чувствительности, связанное с оптическими потерями.

Автор выражает глубокую благодарность профессору, д.ф.-м.н. Ф.Я. Халили.

Литература

1. V.B. Braginsky, Sov. Phys. JETP 26 (1968) 831.
2. F.Ya.Khalili, Physics Letters A 288, 251 (2001)
3. F.Ya.Khalili, V.I.Lazebny, and S.P.Vyatchanin, Physical Review D 73, 062002 (2006).
4. C.C. Caves, Phys. Rev. D 23 (1981) 1693.

УПРАВЛЯЕМОЕ ДЕМПФИРОВАНИЕ ВЫСОКОДОБРОТНЫХ СТРУННЫХ КВАРЦЕВЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

Дмитриев А.В.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
dmitriev@hbar.phys.msu.ru

В настоящее время в прецизионных измерительных системах широко используются механические осцилляторы с высокой добротностью. В частности, для уменьшения теплового шума в подвесах пробных масс лазерных интерферометрических гравитационных антенн следующего поколения, например, Advanced LIGO, предполагается подвешивать пробные массы на тонких нитях, изготовленных из плавленого кварца. Добротность струнных мод колебаний тонких кварцевых нитей достигает величин порядка 10^8 при комнатной температуре, что позволяет уменьшить тепловой шум таких систем до уровня стандартного квантового предела.

С использованием кварцевых нитей в качестве подвесов пробных масс гравитационно-волновых антенн связан ряд проблем, таких как нестабильность работы следящих систем, большое (несколько суток) время затухания струнных колебаний в подвесах, параметрическая нестабильность интерферометра. Для исключения этих эффектов необходимо демпфировать колебания в подвесах пробных масс с внесением минимального дополнительного теплового шума (холодное демпфирование).

При демпфировании струнных мод колебаний кварцевых нитей возникают трудности осуществления эффективного взаимодействия тонкой оптически прозрачной непроводящей нити с системой демпфирования (например, с помощью электрических, магнитных или оптических полей).

В настоящей работе представлен экспериментальный макет системы демпфирования струнных мод колебаний высокодобротной кварцевой нити, в которой нить связывается с электрическим демпфирующим контуром.

Основным элементом экспериментальной установки является модель кварцевого подвеса — монолитная конструкция из плавленого кварца, состоящая из кварцевой нити длиной 15 см и диаметром 200 мкм, приваренной к массивному кварцевому основанию. Модель подвешивается на шелковых нитях к металлическому основанию, расположенному в вакуумной камере. Колебания нити регистрируются специально разработанным оптическим сенсором, принцип работы которого основан на зависимости угла преломления лазерного луча, проходящего через нить в плоскости ее поперечного сечения, от точки входа луча в нить. Сигнал с сенсора подается на вход цепи обратной связи, в которой он усиливается, сдвигается по фазе и подается на электроды актюатора. На нить наносится поверхностный электрический заряд, который взаимодействует с электрическим полем электродов. Известно, что время релаксации поверхностного электрического заряда на плавленом кварце превышает 3 года.

Для первой струнной моды колебаний кварцевой нити макета с частотой 457 Гц было экспериментально продемонстрировано понижение добротности с $1{,}2\cdot10^{7}$ до $2\cdot10^{4}$. Коэффициент пропорциональности между вносимым затуханием и коэффициентом усиления напряжения в цепи обратной связи $Q_e^{-1}/K = (6{,}1\pm0{,}4)\cdot10^{-8}$. Рассчитанное значение эффективной шумовой температуры для первой струнной моды колебаний в оптимальном режиме $T_{eff} = 52$ К.

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта РФФИ № 08-02-00682.

Автор выражает признательность Мещерякову С.Д., Митрофанову В.П. и Токмакову К.В. за помощь в подготовке тезисов.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА НАД ПОВЕРХНОСТЬЮ ВОДЫ

Квас А.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
e-mail: andkvas@ya.ru

Настоящая работа является продолжением цикла экспериментов по исследованию импульсного разряда, распространяющегося над поверхностью жидкости [1,2]. Одной из основных характеристик такого разряда является скорость его движения от одного электрода к другому. Знание этой величины и ее зависимости от параметров разряда позволяет определить механизм его распространения. Существующие методы определения скорости, использующие сверхскоростные регистраторы различных типов являются достаточно трудоемкими, а иногда и неприменимыми ввиду слабой интенсивности свечения исследуемого разряда.

В данной работе рассматриваются различные методы, позволяющие определять скорость распространения разряда, используя результаты достаточно простых экспериментальных измерений. Для создания разряда использовался генератор, позволяющий получать импульсы квазипрямоугольной формы длительностью (10 - 1000) мкс при начальном напряжении в импульсе (5 – 30) кВ.

Самый простой метод определения скорости из вольт-амперных характеристик разряда заключается в измерении времени его распространения от анода к катоду. Затем, зная расстояние между электродами, можно найти среднюю скорость движения разряда.

Второй метод основывается на обработке интегральных фотографий разряда, полученных при различных длительностях импульса. При этом учитывается, что при относительно коротких импульсах разряд не успевает достичь противоположного электрода, и его длина определяется длительностью импульса. Из построенной на основании полученных результатов зависимости длины разряда от длительности импульса, находится скорость его распространения.

Следующий метод заключается в определенной обработке временных зависимостей сопротивления разряда во время его движения между электродами (рис 1.), из которых можно при дополнительных условиях определить скорость.

Кроме того, можно определить скорость распространения разряда, используя коллимированный фотоумножитель, который перемещается параллельно оси разряда. Измеряя экспериментально время запаздывания сигнала с ФЭУ относительно начала разряда и зная координату положения ФЭУ, можно найти искомую скорость распространения.

В работе приводятся результаты сравнения скоростей распространения разряда, полученные различными методами.

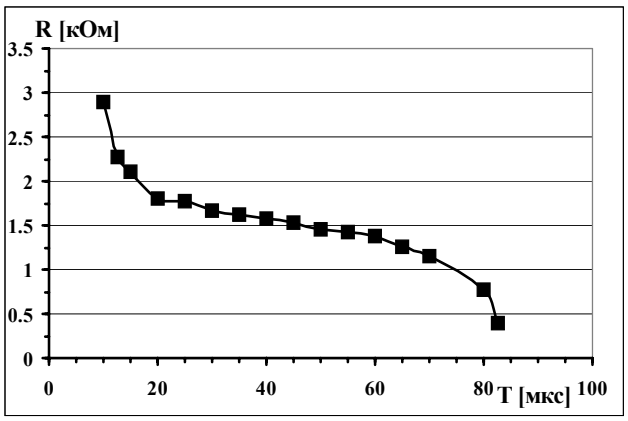


Рис.1

Литература

1. *Белошеев В.П.* // ЖТФ. 1998. Т.68. Вып.7. С.44.
2. А.М. Анпилов, Э.М. Бархударов, В.А. Копьев, И.А. Коссый.// Физика Плазмы 2006, Т.32, Вып.11, С.1048.

АЛГОРИТМ МЕТОДОВ НАБЛЮДЕНИЙ ГРОЗОВЫХ РАЗРЯДОВ ДВУХПУНКТОВЫМИ СИСТЕМАМИ ГРОЗОЛОКАЦИИ[1]

Маркова А.Ю.[2]

Физико-технический институт, Якутский государственный университет имени М.К. Аммосова, Якутск, Россия

E-mail: v.kozlov@ikfia.ysn.ru

При наблюдениях грозовых разрядов на востоке России в настоящее время применяются одно - и двухпунктовые радиотехнические системы грозолокации (Якутск, Нерюнгри, Петропавловск-Камчатский), основанные на определении местоположения молниевого разряда по измеренным углам прихода радиоимпульса грозового разряда (атмосферика) в пункты наблюдения и рассчитанной дальности L от одного из пунктов наблюдения до грозового разряда. Также определяется время прихода радиоимпульса с

[1] Тезисы доклады основаны на материалах исследований, проведенных в рамках грантов Российского Фонда Фундаментальных Исследований (гранты № 08-02-00348-а и 09-05-98540-р_восток_а) и программами Президиума РАН №16 и Развития Научного Потенциала Высшей Школы № 2555.

[2] Автор выражает признательность с.н.с., к.ф.-м.н. Козлову В.И. за помощь в подготовке тезисов.

помощью GPS-часов. Поэтому возможно применение как триангуляционного, так и разностно-временного двухпунктовых методов [1]. Цель работы состоит в оценке погрешностей применяемых методов и создании алгоритма определения координат тем или иным методами в зависимости от углов прихода атмосфериков в пункты регистрации.

Угол прихода φ рассчитывается с использованием мощностей атмосфериков принятых на ортогональные магнитные рамочные антенны направленные *С-Ю,* $H_{ср.\ кв\ с\text{-}ю} = (\Sigma(U_{с\text{-}ю,\ i})^2)^{0,5}$ и *В-З* - $H_{ср.\ кв\ в\text{-}з} = (\Sigma(U_{в\text{-}з,\ i})^2)^{0,5}$ с учетом постоянной составляющей наведенного сигнала, то есть $H_{ср.\ кв\ с\text{-}ю} = (\Sigma(U_{с\text{-}ю,\ i}-U_{ср,\ с\text{-}ю})^2)^{0,5}$ и $H_{ср.\ кв\ в\text{-}з} = (\Sigma(U_{в\text{-}з,\ i}-U_{ср,\ в\text{-}з})^2)^{0,5}$, где $Uс\text{-}ю,\ i$ и $Uв\text{-}з,\ i$ - среднеквадратичные значения сигналов атмосфериков, поступающих с ортогональных магнитных антенн. $\varphi = arctg(H_{ср.\ кв\ с\text{-}ю} / H_{ср.\ кв\ в\text{-}з}) = arctg((\Sigma(U_{с\text{-}ю,\ i}-U_{ср,\ с\text{-}ю})^2)^{0,5} / (\Sigma(U_{в\text{-}з,\ i}-U_{ср,\ в\text{-}з})^2)^{0,5})$, где $U_{ср,\ с\text{-}ю} = \Sigma U_{с\text{-}ю,\ i}/n$ и $U_{ср,\ в\text{-}з} = \Sigma U_{с\text{-}ю,\ i}/n$ – соответственно, средние значения сигналов в течение одной миллисекунды с начала атмосферика, принятые с магнитных рамочных антенн; n – число отсчетов АЦП по каждому каналу в течение одной миллисекунды. Для устранения погрешности, вносимой шумовой составляющей поля в измеряемые значения, из квадратичных значений сигналов атмосфериков вычитается фоновый уровень [2].

Анализ погрешностей трех рассмотренных методов определения координат в зависимости от углов прихода атмосфериков в пункты регистрации приводит к следующему алгоритму. Если отсчитывать углы от линии, соединяющей два пункта регистрации, то в пределах от 0 до π, при значениях обеих углов менее 1 радиана, нужно пользоваться разностно-временным методом. При значениях обеих углов в пределах $1 < \varphi <$ 2,3 радиан - триангуляционным, а при больших углах, вплоть до π, работает только однопунктовый метод. При переходе к географическим координатам для определения местоположения источника атмосферика необходимо ввести поправку β на пеленг φ, которая учитывает географические координаты пункта, $\varphi_{геогр} = \varphi + \beta$, ($\varphi_{геогр.}$ -пеленг атмосферика).

Тезисы доклады основаны на материалах исследований, проведенных в рамках грантов Российского Фонда Фундаментальных Исследований (гранты № 08-02-00348-а и 09-05-98540-р_восток_а) и программами Президиума РАН №16 и Развития Научного Потенциала Высшей Школы № 2555.

Автор выражает признательность с.н.с., к.ф.-м.н. Козлову В.И. за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. 1. Козлов В.И., Муллаяров В.А., Каримов Р.Р. (2008) Инструментальные наблюдения гроз в Якутии в 2003-2006 годах // Известия вузов. Радиофизика, T.LI, №10. 825-829.

2. 2. Козлов В.И., Муллаяров В.А. (2004) Грозовая активность в Якутии. СО РАН, 103с .

НЕВЗАИМНЫЙ ЭФФЕКТ ПРИ КОЛЛИНЕАРНОЙ ДИФРАКЦИИ В КРИСТАЛЛАХ САПФИРА И НИОБАТА ЛИТИЯ

Никитин П.А., Дьяконов Е.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
Nikitin.Pavel.A@gmail.com

Интенсивное развитие оптики, акустики и оптоэлектроники позволило создавать узкополосные акустооптические фильтры, в которых используют ультразвук с частотой порядка 1 ГГц и кристаллы размером до 10 см. В таких условиях некоторые эффекты, которыми ранее пренебрегали, стали существенными. Одним из таких эффектов является «невзаимный» эффект, состоящий в следующем. Частота света, падающего на аку-

стооптическую ячейку, отличается от частоты дифрагированного света на частоту ультразвука. Это различие обусловлено эффектом Доплера. Поэтому в зависимости от того, распространяется свет навстречу или в направлении ультразвука, можно получить увеличение или уменьшение частоты дифрагированного света. Так как условие брэгговского синхронизма жёстко связывает длину волны света с оптимальной частотой ультразвука, на которой эффективность дифракции максимальна, то при изменении взаимного направления распространения света и ультразвука дифракция происходит на ультразвуковых волнах с разными частотами. Поэтому дифракционные картины, наблюдаемые в обоих случаях, различны. Именно в этом и состоит невзаимность акустооптического эффекта.

В докладе представлены результаты теоретического исследования невзаимного эффекта в кристаллах сапфира (α-Al_2O_3) и ниобата лития ($LiNbO_3$) в режиме коллинеарного акустооптического взаимодействия на двух длинах волн света: 0,67 мкм и 0,55 мкм. Акустическая частота брэгговского синхронизма составила 132 МГц и 171 МГц, соответственно, а полоса пропускания при длине кристалла 10 см оказалась равной 88 кГц. В качестве меры величины невзаимного эффекта было выбрано отношение разности оптимальных частот звука δF при распространении света в противоположных направлениях к полосе пропускания фильтра ΔF.

Исследование показало, что невзаимный эффект в сапфире может быть зарегистрирован в эксперименте, однако его величина в несколько раз меньше, чем в ниобате лития. Этот факт объясняется тем, что при коллинеарной дифракции отношение $\delta F/\Delta F$ прямо пропорционально двулучепреломлению используемого кристалла и квадрату скорости звука в нём. Скорость акустических волн в кристалле сапфира вдоль кристаллографической оси X в полтора раза выше, чем в кристаллическом $LiNbO_3$. Однако, двулучепреломление сапфира приблизительно на порядок меньше, чем в $LiNbO_3$. В итоге, эффект в сапфире проявляется в 4 раза слабее, чем в ниобате лития.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что монокристаллы сапфира менее привлекательны для наблюдения невзаимного акустооптического эффекта в режиме коллинеарной дифракции по сравнению с кристаллами ниобата лития. Тем не мене, невзаимный эффект следует учитывать при создании новых модификаций коллинеарных акустооптических фильтров не только на кристаллах ниобата лития, но и сапфира.

Литература

1. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.И. (1985) Физические основы акустооптики // М.: Радио и связь.

2. Dobrolenskiy Yu.S., Voloshinov V.B., Zyuryukin Yu.A. and Djakonov E.A. (2009) Non-Reciprocity of Acousto-Optic Interaction in Collinear Tunable Acousto-Optic Filters // Applied Optics, v.48, No.7, p.C67-C73.

ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ МЕТОДА РАДИОКОМПАРИРОВАНИЯ

Новгородов Д.С.

Якутский государственный университет имени М.К.Аммосова, Якутск, Россия, E-mail: nds1987@rambler.ru

При исследовании распространения радиоволн длинноволнового и средневолнового (ДВ-СВ) диапазонов широко используется метод радиокомпраирования по сигналам радиовещательных станций, сущность которого заключается в сравнении расчетных и измеренных значений модуля функции осабления |W| в радиальных направлениях от передатчика [1].

Обычно, измерения напряженности поля радиостанций проводятся с помощью селективных микровольтметров с калиброванными магнитными антеннами в пунктах наблюдений, отстоящих на несколько километров друг от друга. Расстояния от передающей антенны до пункта наблюдения определяются по топографичекой карте. Время измерений по одной трассе занимает порядка 2-3 дней в зависимости от ее протяженности.

Нами изготовлен и опробован измерительный комплекс, позволяющий записывать в память компьютера значения напряженности поля с выхода селективного вольтметра. Запись и хранение данных в компьютере производится с помощью программного обеспечения ZETlab, поставляемый с модулем «Sigma USB». Модуль функционирует в режиме непрерывного ввода/вывода аналоговых и цифровых сигналов в память персонального компьютера с возможностью цифровой обработки сигналов.

Для привязки к местности был использован GPS приемник «Alan - map500», имеющий выход данных на COM порт компьютера. Время обновления данных в приемнике 1 сек., данные на выходе в стандарте NMEA0183. Разработана программа для считывания и записи географических координат с выхода приемника GPS. Точность определения координат составляет порядка 5-10м, что является достаточным для привязки к местности при радиокомпарировании.

Программа записи данных в файлы составлена таким образом, что измерения напряженности поля и географических координат привязаны к текущему времени компьютера, что облегчает дальнейшую обработку данных при построении зависимости функции ослабления от расстояния. Запись данных в файлы производится ежесекундно, но в зависимости от поставленной задачи это время может быть увеличено до нескольких десятков минут.

Поскольку измерения |W| являются относительными, при проведении радиокомпарирования вдоль трассы использовалась вертикальная несимметричная антенна с круговой диаграммой направленности в горизонтальной плоскости, что позволяет выполнить радиокомпарирование при движении по автодорогам или автотрассам.

Испытания данного измерительного комплекса, установленного на автомобиль, дали положительные результаты: наблюдается достаточно хорошее согласие измеренных и расчетных значений модуля функции ослабления и при этом существенно уменьшается время измерения напряженности поля вдоль исследуемых трасс. Данный комплекс может быть исспользован при решении задач распространения радиоволн вдоль земной поверхности.

Литература

3. 1. М.И. Пертель, А.А. Пылаев, А.А. Штейнберг Экспериментальная оценка точности прогнозирования модуля функции ослабления в диапазоне ДВ-СВ // сб. Проблемы дифракции и распространения радиоволн. Вып.19. Л.: Изд. ЛГУ, 1983, с.239-251.

СВОБОДНОЕ ОТ ФЛУКТУАЦИОННЫХ СМЕЩЕНИЙ ЗЕРКАЛ И ЛАЗЕРНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН ПРИ ПОМОЩИ ДВУХ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ ФАБРИ-ПЕРО

Рахубовский А.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: rkhbvs@gmail.com

В проведенном исследовании был рассмотрен прибор, составленный из двух интерферометров Фабри-Перо, накачиваемых с двух сторон и расположенных на прямой линии, в качестве модели гравитационно-волновой антенны, свободной от флуктуационных смещений. Исследование показало, что флуктуации смещений зеркал, образующих интерферометры, могут быть исключены в надлежащей линейной комбинации вы-

ходных сигналов рассматриваемого прибора. Было показано также, что в случае низкочастотного приближения (случай, когда длина волны гравитационного излучения много больше характерного расстояния между зеркалами), потери в отклике за счет избавления от флуктуаций имеют меньший порядок, чем в приборах, предложенных в предшествующих работах по данной тематике.

Литература

4. S. Kawamura and Y. Chen, Phys. Rev. Lett. 93, 211103 (2004)
5. A. A. Rakhubovsky and S. P. Vyatchanin, Phys. Lett. A373:13-18 (2008)

АНАЛИЗ ГРАВИТАЦИОННО-ВОЛНОВОГО ДЕТЕКТОРА, СВОБОДНОГО ОТ ШУМОВ СМЕЩЕНИЯ ПРОБНЫХ МАСС, В СИСТЕМЕ ОТСЧЕТА НАБЛЮДАТЕЛЯ

**Селезнев А.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: a_selez@mail.ru

В настоящее время идет интенсивная теоретическая разработка возможных схем лазерных интерферометрических гравитационно-волновых детекторов, свободных от шумов смещений пробных масс [1–3]. Ожидается, что конструирование подобных антенн на практике поможет расширить рабочий частотный диапазон наземных детекторов следующих поколений в область низких частот, а также позволит преодолеть барьер стандартного квантового предела чувствительности. Однако анализ таких систем оказался сопряжен с некоторыми затруднениями, связанными с тем, что рассмотрение оптических гравитационно-волновых детекторов в литературе традиционно проводилось в лабораторной системе отсчета, в которой результат расчета отклика детектора на изменения положений зеркал и гравитационную волну не является величиной, измеряемой в эксперименте.

Мы сделали предположение, что при расчете отклика в собственной системе отсчета фотодетектора (строго говоря, прибора, измеряющего фазовый набег) все затруднения исчезнут, так как именно он генерирует экспериментально измеряемую величину. Поскольку на детектор действуют внешние флуктуационные силы, то его система отсчета, в общем случае, является неинерциальной, что необходимо учитывать при теоретическом анализе схемы.

Используя результаты наших расчетов простейших оптических координатных измерителей в системе отсчета измерителя фазы [4], мы произвели подробное рассмотрение схемы «бесшумного» гравитационно-волнового детектора с топологией интерферометра Маха-Цандера и вычислили его отклик на гравитационную волну в собственной системе отсчета одного из его фотодетекторов. Рассчитанное нами выражение отличается от результата, полученного ранее в литературе в лабораторной системе отсчета (то есть способом, не учитывающим эффекты неинерциальности измерительных приборов).

Литература

1. S. Kawamura and Y. Chen, Phys. Rev. Lett. **93**, 211103 (2004).
2. Y. Chen and S. Kawamura, Phys. Rev. Lett. **96**, 231102 (2006).
3. Y. Chen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 151103 (2006).
4. S.P. Tarabrin and A.A. Seleznyov Phys. Rev. D **78**, 062001 (2008).

** Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЛЕНГМЮРОВСКИЕ ВОЛНЫ В ВОЛНОВОДАХ С НЕОДНОРОДНЫМ ПЛАЗМЕННЫМ ЗАПОЛНЕНИЕМ

Хунджуа Н.Г.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: sinus_85@mail.ru

Работа посвящена исследованию спектров частот поверхностных волн неоднородной плазмы в волноводе. Математически это сводится к решению задачи на собственные значения, для чего используется следующее уравнение для скалярного потенциала φ [1]:

$$\frac{d}{dx}\left[\omega^2 - \omega_p^2(x)\right]\frac{d\varphi}{dx} - k_z^2\left[\omega^2 - \omega_p^2(x)\right]\varphi = 0. \qquad (1)$$

Здесь ω - частота волны, k_z - волновое число, а плазменная частота является следующей линейно-постоянной функцией пространственной координаты x:

$$\omega_p^2(x) = \omega_{p0}^2\begin{cases} 0, & x \le 0 \\ x/\tilde{L}, & 0 < x < \tilde{L} \\ 1, & \tilde{L} \le x \end{cases} \qquad (2)$$

где ω_{p0} и $\tilde{L}$ - постоянные. В случае безграничной плазмы поверхностные волны подробно исследованы [2]. При наличии у плазмы (2) границ в направлении неоднородности, свойства поверхностных волн существенно изменяются, вплоть до полного исчезновения этих волн. В работе рассмотрены волны в плазме с профилем плотности (2), находящейся в плоском волноводе, образованном проводящими плоскостями $x = -L_0$ и $x = \tilde{L} + L_0$, где $L_0 \ge 0$. Установлено, что поверхностные волны неоднородной плазмы в волноводе существуют только при достаточно большом расстоянии L_0 от области неоднородности плазмы до границ плазменного волновода. Кроме того, даны некоторые обобщения на случай плазмы с произвольной неоднородностью плотности.

Дисперсионное уравнение для определения спектров частот $\omega(k_z)$ поверхностных ленгмюровских волн в волноводе с неоднородной плазмой (2) получается из уравнения (1) с граничными условиями $\varphi(-L_0) = \varphi(\tilde{L} + L_0) = 0$ и имеет вид

$$\begin{aligned}&[I_0(\kappa\varpi^2) + \mathrm{th}(\kappa\xi_0)I_1(\kappa\varpi^2)]* \\ &*\left\{\left[\mathrm{th}(\kappa\xi_0)K_1[\kappa(1-\varpi^2)] - K_0[\kappa(1-\varpi^2)]\right] + i\pi\left[\mathrm{th}(\kappa\xi_0)I_1[\kappa(1-\varpi^2)] + I_0[\kappa(1-\varpi^2)]\right]\right\} = \\ &= -\left[K_0(\kappa\varpi^2) - \mathrm{th}(\kappa\xi_0)K_1(\kappa\varpi^2)\right]\left\{I_0[\kappa(1-\varpi^2)] + \mathrm{th}(\kappa\xi_0)I_1[\kappa(1-\varpi^2)]\right\}.\end{aligned} \qquad (3)$$

Каждому значению безразмерного волнового числа $\kappa = k_z L$ соответствуют две безразмерные комплексные частоты $\varpi_{1,2}(\kappa) = \omega_{1,2}/\omega_{p0}$. Причем имеются две области значений κ, в пределах которых зависимости $\varpi_{1,2}(\kappa)$ качественно различные. Таким образом в неоднородной плазме с профилем (2) существуют четыре поверхностные волны что так же показано в данной работе. Решения уравнения (3), соответствующие поверхностным плазменным волнам, существуют только при выполнении условия $L_0 > \pi/2 \cdot \tilde{L}$. Это существенно обобщает известные результаты теории поверхностных волн неоднородной плазмы, полученные для случаев $L_0 \to 0$ [3] и $L_0 \to \infty$ [2].

Литература

1. М.В. Кузелев, Р.В. Романов, А.А. Рухадзе. Физика плазмы, 2005, т.31, №2, с.172.
2. М.В. Кузелев, Р.В. Романов, А.А. Рухадзе, Н.Г. Хунджуа. Физика плазмы, 2007, т. 33, №11, с.1.
3. А.В. Тимофеев. Резонансные явления в колебаниях плазмы. М.: Физматлит, 2000, 224 с.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ НИЗКОЧАСТОТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ В АРХИТЕКТУРНОЙ АКУСТИКЕ

[**, ***]Ширгина Н.В.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: tash-sha@yandex.ru

Для исследования акустических свойств помещений используются компьютерные программы, большая часть которых основана на лучевых методах. Такие программы могут быть использованы только в области коротких звуковых волн. Исследование свойств помещений на средних и низких частотах (когда длина волны сравнима с характерными размерами помещения) представляется более трудной задачей. На средних и низких частотах поле имеет модовую структуру; проявляются интерференционные и дифракционные явления.

В представленной работе моделирование низкочастотных акустических процессов производится с помощью метода конечных элементов (МКЭ). Поглощение на стенах, а также рассеяние энергии через оконные проемы, моделируется при помощи техники идеально согласованных слоев. Рассматривается задача распространения низкочастотного акустического сигнала в небольшом зале. Программа вычисляет трехмерное акустическое поле в помещении. При помощи этой программы можно рассчитывать важные акустические параметры, такие как время реверберации, и выполнять аурализацию, т.е. моделирование сигнала на микрофоне, расположенном в определенной точке в помещении.

Полученные численные результаты сравниваются с натурным акустическим экспериментом.

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ГРАНИЦЫ ВОЗНИКНОВЕНИЯ АТТРАКТОРОВ НУЛЕВОГО ТРЕНИЯ

[**2]Щадилова Ю.Е.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: yes@shg.ru

В данном исследовании на примере модели осциллятора Дуффинга под воздействием внешней силы большой амплитуды изучен непосредственный переход от гамильтонова хаоса к диссипативному. Хорошо известно, что добавление малых диссипативных членов к гамильтоновым уравнениям движения может существенно изменить характер поведения системы. В автономных системах сколь угодно малое вязкое трение качественно меняет характер движения: будь оно в гамильтоновой версии регулярным (периодическим, квазипериодическим) или хаотическим - в диссипативной системе аттракторами будут только устойчивые положения равновесия (обычно в минимумах потенциальной энергии $U(\vec{r})$). В неавтономных системах возможны две альтернативы:

** Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

*** Работа отмечена жюри как имеющая инновационный потенциал.

**2 Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

Уничтожение хаоса с возможным его последующим восстановлением по мере роста диссипации путем перехода к хаосу по одному из стандартных сценариев [1].

Сохранение хаоса - непосредственная замена стохастической компоненты странным аттрактором. Аттракторы, возникающие при реализации альтернативы 2, далее будем называть аттракторами нулевого трения (АНТ).

Выяснение характера поведения систем при добавлении малого трения представляет принципиальный теоретический интерес, в первую очередь потому, что учет диссипативных эффектов увеличивает точность описания явлений. Кроме того, переход к нулевому трению является сингулярным, а следовательно представляет собой отдельный сценарий перехода к хаосу. Для модели осциллятора Дуффинга под воздействием внешней силы большой амплитуды (F>1, $\omega \approx 1$)

$$\ddot{x} + \gamma\dot{x} - x + x^3 = F\sin\omega t$$

аналитически описана граница возникновения АНТ. Причиной возникновения АНТ является наличие неустойчивой неподвижной точки. Описание границы осуществлялось с помощью двух типов решений: симметричных и решений с пониженной симметрией [2]. В обоих случаях были исследованы условия устойчивости решений. Симметричные решения дают громоздкое аналитическое решение, погрешность которого составляет 1%. Решения с пониженной симметрией дают компактную формулу для описания границы возникновения АНТ, но точность составляет 10%.

Таким образом, в данном исследовании аналитически и численно описана граница возникновения АНТ при заданной частоте внешнего гармонического воздействия, ниже которой наблюдение непосредственного перехода гамильтонова хаоса в диссипативный невозможно.

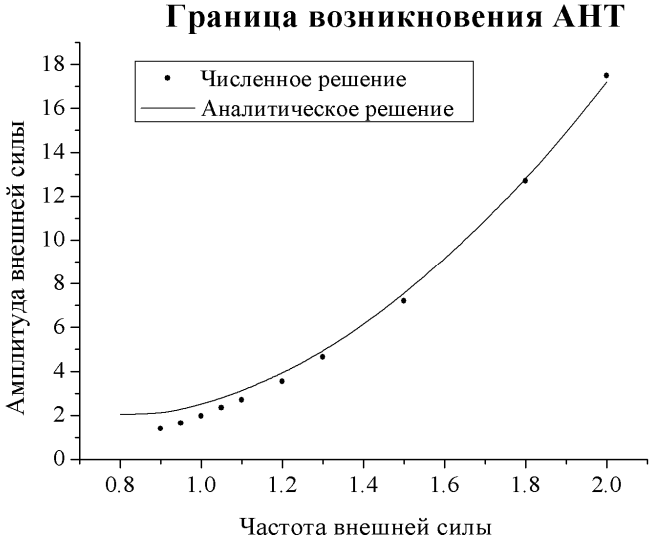


Рис.1. Граница возникновения АНТ, полученная с помощью анализа собственных значений матрицы устойчивости симметричных решений осциллятора Дуффинга под воздействием гармонической силы большой амплитуды

Литература

1. Афраймович В.С., Рабинович М.И., Угодников А.Д. О рождении странного аттрактора в системах, близких к гамильтоновым // Изв. ВУЗ'ов - Радиофизика, 1984, т. 27, № 10, с. 1346 — 1349

2. Novak S and Frehlich R.G. Transition to chaos in the Duffing oscillator // Phys. Rev. A, 1982, v. 26, no.6, pp. 3660 - 3663

СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ И ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Председатель подсекции
проф. Кульбачинский Владимир Анатольевич

СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТОНКИХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЛЕНОК $BaTiO_3$ МОСТОВЫМ МЕТОДОМ И МЕТОДОМ ТЕПЛОВЫХ ШУМОВ

Бедняков П.С.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: petr_bednyakov@mail.ru

В последние годы неуклонно растет число применений наноразмерных сегнетоэлектрических элементов в электронных устройствах. Важной характеристикой таких элементов является величина диэлектрической проницаемости в нулевом электрическом поле. Но измерение этой величины для объектов, толщиной менее 1 мкм, представляет значительные трудности, а в некоторых случаях вообще невозможно. Дело в том, что измерительные напряжения современных LCR-метров составляют величину не меньшую 40 мВ, что соответствует подаче на образец полей ~ 1 кВ/см и выше. Одним из решений этой проблемы является использование метода тепловых шумов. Однако, в своей наиболее распространенной реализации, этот метод дает усредненное по широкому интервалу частот значение диэлектрической проницаемости, что ограничивает область его применения.

Для преодоления этого недостатка метода тепловых шумов, на базе многофункционального устройства сбора данных NI-DAQ USB-6221 создана оригинальная автоматизированная установка, с возможностью выбора полосы частот. В настоящей работе проводится сравнительный анализ результатов измерений, произведенных на этой установке с измерениями температурных и частотных зависимостей диэлектрических свойств, выполненными классическим мостовым методом посредством измерителя иммитанса Е7-20. Управление измерениями и обработка данных осуществляется посредством программ, созданных в среде программирования LabVIEW.

В качестве объектов исследования выбраны поликристаллические и эпитаксиальные тонкие пленки титаната бария $BaTiO_3$, толщинами от 250 нм до 600 нм. Образцы были любезно предоставлены профессором Ё. Уесу (Университет Васеда, Япония).

Для всех исследованных образцов методом тепловых шумов получены температурные и частотные зависимости диэлектрических свойств в интервале температур от 300К до 420 К, включающем температуру сегнетоэлектрического фазового перехода в объемных кристаллах $BaTiO_3$, и в интервале частот от 1 кГц до 50 кГц, а также в широкой полосе частот. Для сравнения эти же образцы исследовались по классической мостовой методике в том же интервале температур и в интервале частот от 25 Гц до 1 МГц.

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 08-02-01010-а).

Литература

1. J.F. Scott, Science **315**, 954 (2007)
2. J.J. Brophy and S.L. Webb, Phys. Rev **128**, 584 (1962)
3. Y. Ishibashi, A. Sawada, Y. Takagi, J. Phys. Soc. Jpn. **27**, 705 (1969)

ПОВЕРХНОСТНЫЙ ТОК P-N ПЕРЕХОДОВ НА ОСНОВЕ GaAs, ПАССИВИРОВАННЫХ АТОМАМИ СЕРЫ

Богдан О.В.

Одесский национальный университет имени И. И. Мечникова, Одесса, Украина, E-mail: emetse@rambler.ru

Исследовано влияние пассивации атомами серы и последующего хранения в атмосфере гелия на вольт-амперные характеристики (ВАХ) прямого и обратного токов p-n переходов на основе GaAs. Пассивация p-n переходов проводилась в 30% водном растворе Na_2S с разной продолжительностью.

ВАХ прямого тока исходных образцов, измеренные в области токов от 1 μA до 1 mA, имели вид $I(V) = I_0 \exp(qV / n_t kT)$, где I_0 –константа; q – заряд электрона; n_t - коэффициент неидеальности, причем $n_t \approx 2$; k – постоянная Больцмана; T – температура. Такие ВАХ можно объяснить рекомбинацией носителей заряда на глубоких уровнях в p-n переходах в объеме и на поверхности [1]. В области малых напряжений наблюдался участок ВАХ с коэффициентом неидеальности $n_t > 2$. Этот участок ВАХ соответствует туннельной рекомбинации на глубоких центрах с участием фононов [1].

На ВАХ, измеренных после пассивации, в области низких уровней инжекции также наблюдался участок избыточного тока с $n_t > 2$. Хранение пассивированных p-n переходов в атмосфере гелия при комнатной температуре существенно уменьшало избыточный прямой ток, а также обратный ток. Можно предположить, что эти токи имеют одну и ту же природу. Как известно [1], избыточный ток в GaAs p-n структурах локализован на неоднородностях p-n переходов, соответствующих сужениям обедненного слоя. Изменения избыточного прямого тока и обратного тока при длительном хранении были идентичны. Поэтому можно сделать вывод, что прямой избыточный и обратный токи в исследованных p-n структурах локализованы на одних и тех же неоднородностях.

Обнаружено, что при длительном хранении после пассивации также уменьшалась рекомбинационная компонента тока, которая характеризуется коэффициентом неидеальности $n_t \approx 2$. Это свидетельствует, что при хранении уменьшалась концентрация рекомбинационных центров N_R на поверхности p-n структуры.

Уменьшение избыточного тока при хранении после пассивации было намного сильнее, чем рекомбинационного тока. Этот эффект можно объяснить с учетом туннельной рекомбинации носителей заряда, которая ответственна за избыточный ток. Вероятность туннелирования экспоненциально зависит от ширины барьера. Поэтому небольшое уменьшение концентрации электрически активных центров в неоднородностях p-n переходов ведет к существенному уменьшению избыточного тока. При хранении пассивированных p-n переходов в атмосфере гелия исчезают неоднородности на поверхности, которые отвечают за избыточный ток.

Основными дефектами, которые приводят к увеличению избыточного тока в p-n переходах на основе полупроводников группы A^3B^5, являются дислокации. Атомы серы являются донорами в GaAs. Поэтому можно сделать вывод, что при длительном хранении атомы серы на поверхности диффундируют вдоль дислокаций и компенсируют их заряд.

Автор выражает признательность профессору, д. ф.-м. н. Птащенко А.А. за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. Ptashchenko A. A., Ptashchenko F. A. Tunnel surface recombination in optoelectronic device modelling // Proc. SPIE. – 1997. – V. 3182. – P. 145 – 149.

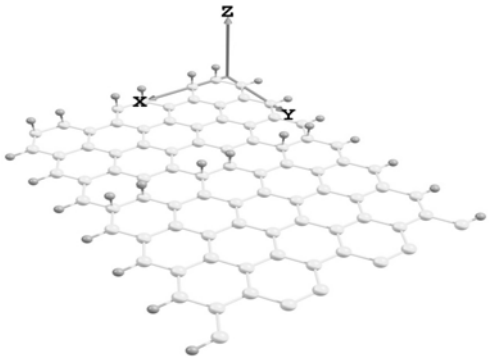
МОДЕЛИРОВАНИЕ СВОЙСТВ «ЗИГЗАГНЫХ» ГРАФЕНОВЫХ ПОЛОС С ЛИНИЯМИ АДСОРБИРОВАННЫХ ВОДОРОДНЫХ ПАР

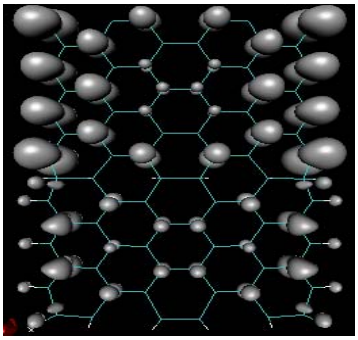
Гусятникова П.П.[1], Артюхов В.И.[2]

[1]*Московский физико-технический институт (Государственный университет), г. Долгопрудный, Россия, E-mail: polidk@yandex.ru*
[2]*Институт биохимической физики РАН, г.Москва, Россия*

Графен представляет собой двумерный кристалл, образованный атомами углерода посредством sp^2- связей. Разрезая лист графена, можно создавать различные структуры, в том числе графеновые полосы. Существует два простейших типа графеновых полос: полосы типа «armchair» и «zigzag», на краях которых углеродные атомы расположены в виде «кресел» или «зигзага», соответственно.

В работе методом теории функционала плотности с использованием программы «SIESTA» рассматривается наносистема, полученная путем адсорбции атомов водорода на чистую графеновую нанополосу типа «zigzag» в виде поперечных «линий». Были рассмотрены полосы разной ширины и разными периодами расположения 2H-линий. На рисунке слева приведен пример системы: зигзигная графеновая полоса 6ZGNR (6 цепочек C-атомов вдоль полосы – оси Y), периодически разлинованная адсорбированными «линиями» атомов водорода (темные H-атомы расположены на расстоянии 3 и 4 гексагона). В данном случае часть структуры, ограниченная атомами водорода на расстоянии трех углеродных гексагонов, является квантовой точкой.





Рассмотрение плотности намагниченности показало, что адсорбция атомов водорода приводит к тому, что по краям квантовой точки спины направлены в одну сторону (в отличие от графеновой полосы без адсорбированных «линий» водорода). На рисунке справа изображена плотность намагниченности рассмотренной системы, причем светлые шарики – спины, направленные вверх по оси Z, темные - вниз. Данная структура является слабым ферромагнетиком.

Показано, что рассмотренные системы представляют собой квазиодномерные полупроводниковые сверхрешетки с различными электронными и магнитными свойствами.

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта РФФИ (грант №08-02-01096).

МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУР И СВОЙСТВ СВЕРХРЕШЁТОК КРЕСЕЛЬНОГО ТИПА НА ОСНОВЕ ГРАФЕНОВЫХ ПОЛОС

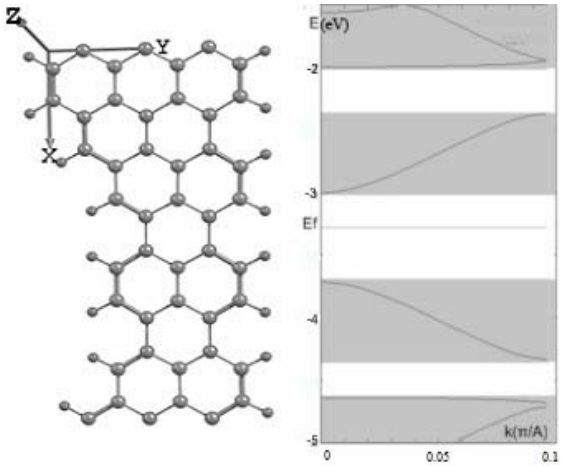
Елисеев А.С.[1], Артюхов В.И. [2]

[1]*Московский физико-технический институт,* [2]*Институт биохимической физики РАН, e-mail: artemii_e@mail.ru*

Графен представляет собой двумерный кристалл, состоящий из атомов углерода, связанных посредством sp^2-гибридизации. Из него можно вырезать полосы различной

наноразмерной ширины. Известно, что полосы типа "armchair" (NAGNR , N – *число С- атомов в цепочке по ширине полосы в направлении* Y , *перпендикулярном ее оси* X) с "кресельным " расположением краевых атомов углерода имеют электронный спектр с узкой (<1 эВ) щелью [1].

В работе исследуются электронные свойства специфических E(eV) графеновых нанолент с периодически меняющейся шириной – квазиодномерных сверхрешёток. Здесь представлен лишь один пример исследуемых сверхрешёток.



Левая половина рисунка – пример сверхрешётки из двух фрагментов 7AGNR с длиной в $7d_{c\text{-}c}$ гексагона и 5AGNR с длиной в $5d_{c\text{-}c}$; $d_{c\text{-}c}$ – расстояние между соседними С-атомами. Правая половина – это спектр сверхрешётки, представленной слева, с шириной запрещенной зоны 0,7эВ, с выделенными минизонами.

Обнаружено существенное различие между электронными спектрами рассмотренных сверхрешеток и чистых графеновых полос – возникает более широкая щель и энергетические уровни, соответствующие локальным состояниям.

Появление минизон обусловлено нарушением симметрии графеновой полосы. Электроны могут переходить из одной минизоны в другую.

Расчёты производились в программе "Siesta" методом теории функционала плотности. Изученные сверхрешётки могут использоваться в качестве новых элементов полупроводниковой наноэлектроники. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №08-02-01096.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №08-02-01096

Литература

1. Young- Woo Son, Marvin L. Cohen, and Steven G. Louie «Energy Gaps in grapheme nanoribbons», Physical Review Letters 24 November 2006

ВЛИЯНИЕ ОКРУЖАЮЩЕЙ АТМОСФЕРЫ НА ПОВЕРХНОСТНЫЙ ТОК КРЕМНИЕВЫХ P-N ПЕРЕХОДОВ

Емец Е.В.

Одесский национальный университет имени И. И. Мечникова, Одесса, Украина, E-mail: emetse@rambler.ru

Изучено влияние паров аммиака, воды и этилового спирта на стационарные вольт-амперные характеристики (ВАХ), а также на кинетику поверхностных токов в p-n переходах на основе кремния. Парциальные давления воды, этилена и аммиака составляли 2000 Па, 5000Па и 50 Па, соответственно.

Прямая ветвь ВАХ исследованных p-n переходов, измеренная в сухом воздухе, в области токов от 10нА до 1 мА соответствовала выражению

$$I(V) = I_0(T)\exp(qV / n_t kT), \qquad (1)$$

где $I_0(T)$ –функция температуры, не зависящая от напряжения; q – заряд электрона; n_t – коэффициент неидеальности ВАХ (для сухого воздуха n_t=1,1); k – постоянная Больцмана; T – температура p-n перехода.

Установлено, что пары воды, этилена и аммиака повышают как прямой, так и обратный ток p-n переходов. Коэффициент неидеальности ВАХ прямого тока, измеренных в парах воды, этилена и аммиака, был выше, чем в сухом воздухе, и составлял 1,13, 2,1 и 2,6, соответственно. Это свидетельствует, что увеличение прямого тока при воздействии данных паров приводит к увеличению интенсивности поверхностной рекомбинации носителей заряда вблизи p-n перехода. Данный эффект можно объяснить тем, что адсорбированные и впоследствии ионизированные молекулы донорного газа формируют электрическое поле, которое изгибает c- и v-зоны приповерхностного слоя и способствует повышению концентрации электронов вблизи поверхности в p-области. Чувствительность к парам воды, этилена и аммиака при прямом смещении 0,25 В оценивалась, как

$$S = \Delta I / \Delta P, \qquad (2)$$

где ΔI – изменение тока при изменении парциального давления паров на ΔP, и составляла 6, 11, 11000 нА/кПа, соответственно.

При обратном смещении газовая чувствительность p-n структур была намного выше и составляла (при V= –3 В) для паров воды, этилена и аммиака 70, 800, 20000 нА/кПа, соответственно. ВАХ обратного тока в данных парах имели продолжительные линейные участки. Поэтому газовую чувствительность изученных p-n структур при обратном смещении можно объяснить образованием проводящего канала, который закорачивает p-n переход. Данный канал с электронной проводимостью образуется в p-области под действием электрического поля адсорбированных положительных ионов.

Ограничение чувствительности кремниевых p-n структур как газовых сенсоров при прямом смещении можно объяснить экспоненциальным увеличением инжекционного тока с ростом прямого смещения и экранированием инжектированными электронами и дырками электрического поля, образованного адсорбированными ионами.

Кремниевые p-n переходы могут быть использованы как сенсоры указанных паров. Время отклика данных сенсоров не превышало 60 секунд при комнатной температуре при прямом и обратном смещениях.

Автор выражает признательность профессору, д. ф.-м. н. Птащенко А.А. за помощь в подготовке тезисов.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ТРАНСПОРТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ОДНОЭЛЕКТРОННОГО МОЛЕКУЛЯРНОГО ТРАНЗИСТОРА

[**]Малинин В.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: malinin-vladimir@yandex.ru

В настоящее время проводятся исследования по созданию молекулярных электронных устройств с базовым элементом размером менее 5 нм. В наноструктурах такого масштаба определяющую роль играют квантовые и кулоновские эффекты, такие как коррелированное туннелирование электронов и размерное квантование. Эти устройства неизбежно должны быть построены на новых принципах функционирования. Среди перспективных устройств можно выделить молекулярные одноэлектронные устройства или устройства со слабой связью. Базовым элементов таких устройств является молекулярный одноэлектронный транзистор (MSET), исследованию транспортных свойств которого и посвящена данная работа.

На основе метода имитационного моделирования и метода решения системы кинетических уравнений нами были исследованы особенности вольтамперных и сиг-

[**] Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

нальных характеристик MSET. Нами было показано, что соответствующие характеристики имеют ярко выраженную ступенчатую структуру. Была получена система уравнений, которая описывает положение токовых ступеней в зависимости от туннельного напряжения, напряжения управляющего электрода, от расстояния между энергетическими уровнями в молекуле, от соотношения емкостей туннельного перехода и от отношения проводимости туннельных переходов. Нами было показано, что значение туннельного тока на ступенях определяется линейной комбинацией темпов туннелирования, причем коэффициенты линейной комбинации являются рациональными дробями. Был определен способ вычисления таких коэффициентов, который позволяет наглядно описать картину туннельного транспорта и определить вклад каждого энергетического уровня. Полученная методика вычисления туннельного тока в молекулярном транзисторе на основе рациональных дробей имеет первостепенное значение на пути решения обратной задачи по расшифровке транспортных характеристик молекулярного одноэлектронного транзистора, полученных в результате экспериментальных измерений, и построении эффективного энергетического спектра молекулы (острова транзистора) через которую осуществляется транспорт.

Автор выражает признательность к.ф.-м.н. Шорохову В.В. за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. К.К.Лихарев, Т.Клаесон, Одноэлектроника, В мире науки 8 (1992).
2. Э. Бурштейн, С. Лундквист, Туннельные явления в твердых телах, Мир, Москва (1973).
3. Солдатов Е. С. et al. Одноэлектронный транзистор на основе одиночной кластерной молекулы при комнатной температуре// Письма в ЖЭТФ, 1996, 64, 510-514.
4. С.П.Губин, Н.А.Катаева, В.В.Колесов, Е.С.Солдатов, А.С.Трифонов, Г.Б.Хомутов, В.В.Шорохов, Нанофазные материалы в электронике - вещества, технология, устройства, Нелинейный Мир,1-2, Т-3,(2005).
5. K. K. Likharev, Electronics below 10 nm, in Nano and Giga Challenges in Microelectronics. Amsterdam: Elsevier, (2003).
6. V. V. Shorokhov et al. The method for the determination of electrical self-capacitance of the atomic and molecular scale objects, Micro- and Nanoelectronics 2007.

ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ И ИССЛЕДОВАНИЕ СУБМИКРОННЫХ SiS И NiS ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ ПЕРЕХОДОВ

***Парамонов М.Е.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физико-химический факультет, Москва, Россия, E-mail: ff-max@narod.ru

В современной микроэлектронике всё большее внимание уделяется сверхпроводниковым структурам, открывшим в этой области новые горизонты развития. Большую роль сыграли микрочипы, построенные на базе структур SIS и NIS, обеспечивающих джозефсоновский переход.

Джозефсоновский переход технологически представляет из себя тонкую (толщиной в несколько нанометров) пленку изолятора, оксида алюминия Al_2O_3, проложенную между двумя слоями сверхпроводящего ниобия. В силу так называемого "эффекта близости" два сверхпроводника (S) воздействуют друг друга на небольшом расстоянии, вследствие чего от одного сверхпроводника к другому может течь небольшой электрический сверхток, даже если на пути находится нормальный, не сверхпроводящий металл (N) или изолятор (I) . Если же величина тока превышает некий предел (называе-

*** Работа отмечена жюри как имеющая инновационный потенциал.

мый критическим током J_c), сверхпроводимость разрушается. Данный переход является аналогом p-n полупроводникового перехода. Из двух последовательно включенных джозефсоновских переходов строится компаратор - сверхпроводниковый аналог транзистора, из включенных параллельно - интерферометр, элемент, функционально близкий к Д-тригеру.

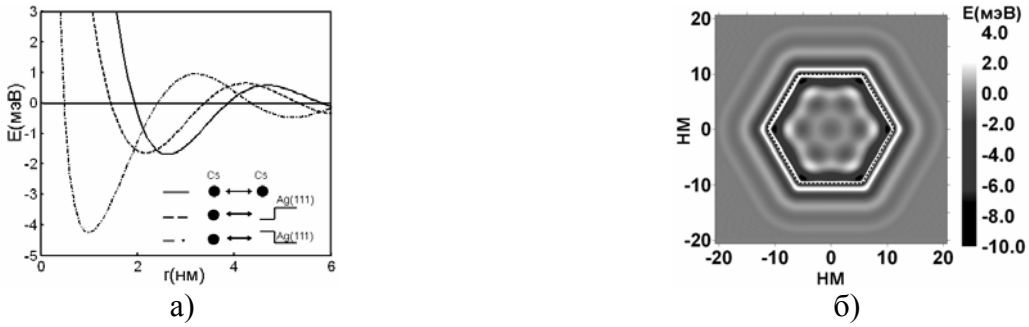
В работе рассматривается подробный план по изготовлению высококачественного, субмикронного $Nb/AlO_x/Nb$ джозефсоновского перехода. Также рассматриваются возможные проблемы при изготовлении данных структур различными методами. $Nb/AlO_x/Nb$ – переход показывает наилучшую воспроизводимость и незначительную утечку тока, по сравнению с остальными переходами. Устойчивость и надёжность джозефсоновского перехода улучшается в результате применения искусственного тунелирования барьеров.

РОСТ НАНОСТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛОВ В УСЛОВИЯХ КВАНТОВОГО КОНФАЙНМЕНТА: Cs НА Ag(111)

Смирнов А.С.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: alexeysmirnov@yandex.ru

Наличие свободного электронного газа на поверхностях благородных металлов типа (111) с поверхностными состояниями приводит к дальнодействующему непрямому взаимодействию атомов с дефектами, ступенями поверхности, кластерами. Этот эффект хорошо изучен как экспериментальными, так и теоретическими методами [1].



а) б)

Рис.1 Потенциалы взаимодействия [3]

В данной работе исследуется формирование наноструктур из атомов Cs на поверхности Ag (111) в присутствии квантового конфайнмента, создаваемого атомами нанокластеров. Потенциал взаимодействия между двумя атомами Cs, а также между атомом Cs и кластером серебра рассчитывается в рамках модели Хильдгарда-Персона [2].

На рис.1а представлены потенциалы взаимодействия между двумя атомами Cs, между атомом цезия и кластером, если атом находится на поверхности кластера, и в случае, когда атом находится рядом с кластером. Потенциалы рассчитывались по формулам [3]:

$$E_{at-at} = A_0 E_0 \left(\frac{2\sin\delta_0}{\pi k_F} \right)^2 \frac{\sin(2k_F r + 2\delta_0)}{r^2};\ E_{at-st} = B_0 \frac{\sqrt{5}}{\pi^2 k_F^{5/2} A_0} \frac{\sin(2k_F r + 2\delta_0 + \Delta)}{r^{3/2}}$$

где A_0=0.3, B_0=-4.5мэВ, E_0=-70 мэВ, k_F=0.813 $нм^{-1}$, $\delta_0=\pi/2$, $\Delta=3\pi/4$ если атом находится на кластере и $\Delta=\pi/4$ если атом расположен вблизи кластера [3]. На рис.1б показана двумерная карта потенциала взаимодействия атома с кластером (пунктиром обозначе-

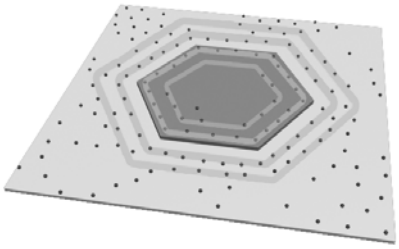


Рис.2 Распределение атомов Cs на кластере Ag и в его окрестности

ны границы кластера). Обращает на себя внимание возникновение неравномерного распределения энергии взаимодействия атома с кластером, что приводит к появлению разрешенных и запрещенных зон [4].

При помощи метода кинетического Монте-Карло и потенциалов из работ [2,3] мы исследовали процесс роста наноструктур из атомов Cs в присутствии нанокластера серебра. Моделирование проводилось при параметре напыления 0.7% монослоя, температуре 6К, энергии диффузионного барьера E_D=17мэВ [3]. На рис.2 показан результат самоорганизации системы спустя 1 час после напыления. Атомы цезия образуют стабильные шестиугольные концентрические орбиты вокруг кластера и на его поверхности. Расстояние между атомами внутри орбит соответствует 1му минимуму в потенциале взаимодействия (рис.1а) и равно 2.6 нм.

Литература

1. V.S. Stepanyuk et al., Phys. Rev. B 68, 205410 (2003)
2. P. Hyldgaard and M. Persson, J. Phys. Condens. Matter 12, L13 (2000)
3. M. Ziegler et al., Phys. Rev. B 78, 245427 (2008)
4. A.S. Smirnov et al., Phys. Rev. B 78, 041405 (2008)

ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА И ФОТОПРОВОДИМОСТЬ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПЛЕНОК PbTe(In)

Черничкин В.И.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: vlchern@yandex.ru

Узкощелевые полупроводники на основе теллурида свинца используются в оптоэлектронике в качестве источников и приемников ИК-излучения. Ширина запрещенной зоны в PbTe при 0К составляет 190мэВ. Легирование теллурида свинца индием приводит к стабилизации положения уровня Ферми на 70мэВ выше дна зоны проводимости, что обеспечивает высокую однородность электрофизических свойств.

Пленки PbTe(In) осаждались из паровой фазы на охлажденную стеклянную подложку. Толщина пленок составляла 1мкм. Исследования микроструктуры проведены методами атомной силовой и сканирующей электронной микроскопии. Пленки имели структуру столбиков, ориентированных перпендикулярно плоскости подложки. Изменение температуры подложки в пределах от –120 до 35^{o}C позволило варьировать средний размер кристаллитов (диаметр столбиков) в интервале 60–150нм. Некоторые из пленок отжигались в атмосфере кислорода при температурах 300°C и 350°C.

Температурные и частотные зависимости компонент полного импеданса пленок исследовались при температурах от 4.2К до 300К в частотном диапазоне электрических полей 20Гц–1МГц в темновых условиях и при подсветке. Анализ полученных импеданс-спектров проведен в рамках представления эквивалентных схем. Показано, что проводимость изученных пленок определяется двумя механизмами: транспортом носителей заряда по инверсионным каналам на поверхности зерен и активацией (или туннелированием) через барьеры на межзеренных границах. Определены параметры (сопротивления и емкости), соответствующие каждому из этих механизмов.

В области температур ниже 150К во всех структурах наблюдалось явление задержанной фотопроводимости. Кинетика фотопроводимости исследована при температурах 4.2 и 77К.

Показано, что суперпозиция двух различных механизмов проводимости в пленках PbTe(In) приводит к немонотонной частотной зависимости амплитуды фотоотклика, причем величина пика и соответствующая ему частота зависят от размера кристаллитов и режима окисления. Таким образом, в переменном электрическом поле реализуются оптимальные условия для наблюдения максимальной фотопроводимости.

ДВУХЩЕЛЕВАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ И ЛЕГГЕТТОВСКИЕ ПЛАЗМЕННЫЕ РЕЗОНАНСЫ В LaOFeAs

[*]Шаныгина Т.Е., Кузьмичёв С.А.
МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: eldereth@list.ru

Кристаллическая структура соединения LaOFeAs представляет собой стопку чередующихся слоёв La-O и Fe-As. Сильный изотопический эффект по железу (^{56}Fe замещался на ^{54}Fe), обнаруженный в работе [1], указывает на фононный характер механизма спаривания. Теоретические расчёты, проведённые в работе [2], показали, что поверхность Ферми LaOFeAs состоит из вложенных друг в друга, слегка гофрированных в с-направлении цилиндров: две электронные поверхности, расположенные в углах зоны Бриллюэна, и две дырочные в центре зоны Бриллюэна. Основной вклад в плотность состояний вносят двумерные носители заряда – дырки, локализованные в плоскостях FeAs.

В нашей лаборатории изучались поликристаллические образцы $LaO_{1-x}F_xFeAs$, допированные фтором, с $T_C = 27.1 \div 28.1$ K. Температурная зависимость сопротивления образца с $T_C = 28$ K приведена на рис. 1. В качестве экспериментального метода использовалась андреевская спектроскопия; микроконтакты SnS-типа в образцах были получены с помощью техники «break-junction». Наши исследования подтверждают, что в LaOFeAs реализуется двухщелевая сверхпроводимость: на производных вольтамперных характеристик SnS-контактов мы наблюдали две воспроизводящиеся субгармонические щелевые структуры на смещениях $V = 2\Delta/en$, $n = 1, 2, \ldots$ На dI(V)/dV-характеристике SnS-контакта, приведённой на рис. 2, хорошо видны две серии минимумов, соответствующие сверхпроводящим щелям Δ_L и Δ_S и связанные с эффектом многократных андреевских отражений. Были найдены значения для двух щелей: $\Delta_L = 5{,}5 \pm 1$ meV, $\Delta_S = 1 \pm 0{,}2$ meV. Полученные отношения $2\Delta_L/kT_C = 3{,}5 \div 5{,}5$ и $2\Delta_S/kT_C = 0{,}6 \div 1{,}1$ находятся в качественном согласии с результатами теоретической работы [3]. Производная ВАХ стопочного контакта, снятая по температуре, представлена на рис. 3.

Поведение малой щели $\Delta_S(T)$ в LaOFeAs, как и в MgB_2, заметно отличается от БКШ-типа. Также было установлено, что обе щели закрываются при одной и той же локальной критической температуре. Появление слабой, тянущейся вплоть до T_C, зависимости малой щели от температуры, так называемого «хвоста», по-видимому, указывает на наличие внутреннего эффекта близости между двумя сверхпроводящими конденсатами. Температурная зависимость малой щели в $LaO_{1-x}F_xFeAs$ приведена на рис. 4.

[*] Доклад отмечен дипломом конференции как лучший на подсекции.

На наиболее качественных андреевских контактах при T = 4,2 K наблюдались расщепления особенностей, составляющих субгармоническую щелевую структуру обеих сверхпроводящих щелей Δ_L и Δ_S. Такой дублетный характер можно объяснить существованием на поверхности Ферми двух электронных и двух дырочных зон и соответствующим им парам сверхпроводящих щелей (см. рис. 2).

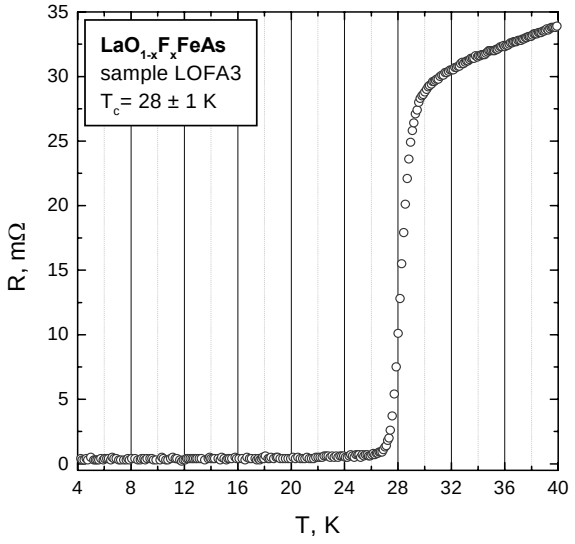


Рис. 1. Зависимость сопротивления от температуры для образца $LaO_{1-x}F_xFeAs$ с $T_C = 28$ K

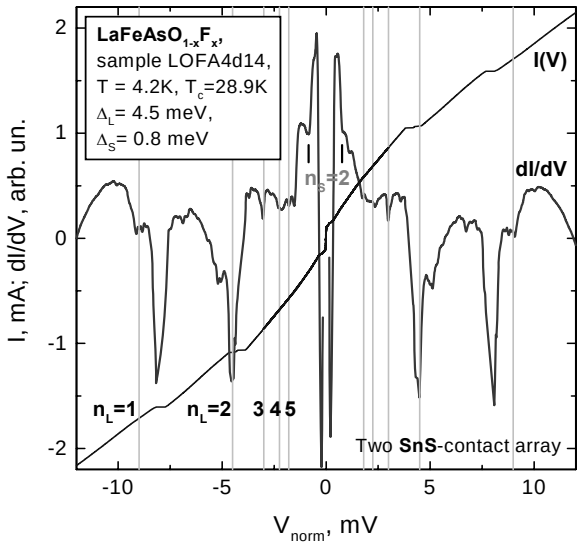


Рис. 2. dI(V)/dV-характеристика SnS-контакта $LaO_{1-x}F_xFeAs$ с локальной $T_C = 28{,}9$ K при T = 4,2 K. Штрихами отмечены положения минимумов, соответствующих Δ_L и Δ_S

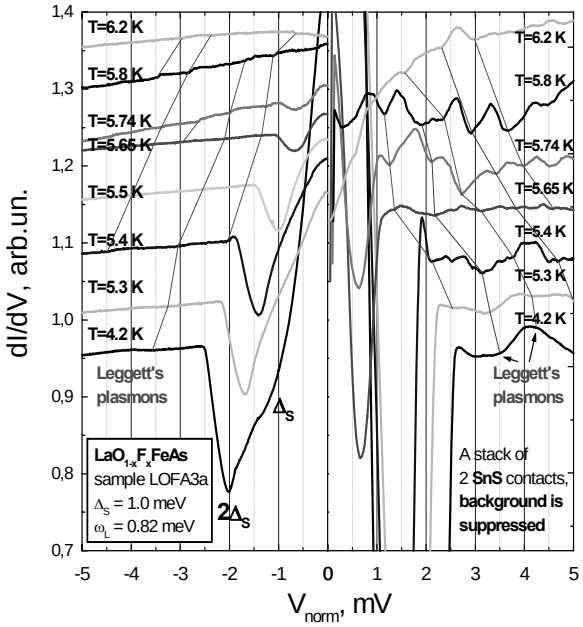


Рис. 3. dI(V)/dV-характеристика стопочного контакта на образце $LaO_{1-x}F_xFeAs$, снятая по температуре

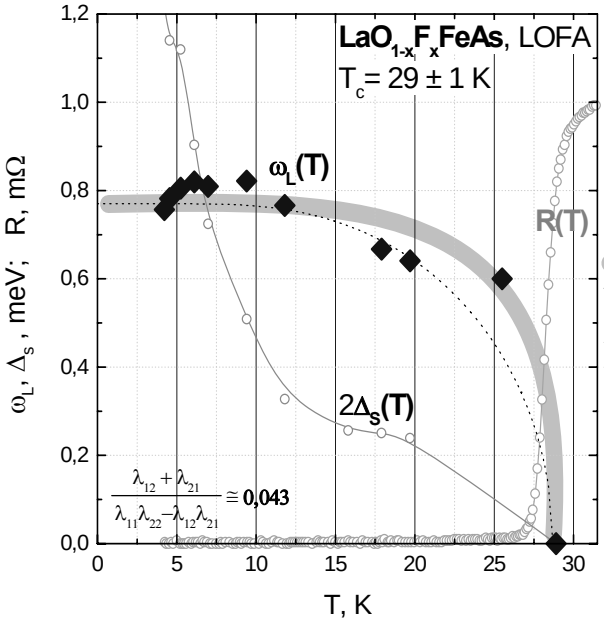


Рис. 4. Температурные зависимости удвоенной малой щели, энергии леггетовских плазмонов и сопротивления для образца $LaO_{1-x}F_xFeAs$ (контакта 3b) с $T_C = 29$ K. Сплошная линия приведена для удобства рассмотрения, а пунктир соответствует зависимости БКШ-типа

В 1966 году Э. Леггетт теоретически предсказал, что в двухщелевых сверхпроводниках могут существовать коллективные возбуждения, связанные с малыми флуктуациями разности фаз двух сверхпроводящих конденсатов, – леггеттовские плазмоны [4]. На dI(V)/dV-характеристиках мы также наблюдали дополнительную субгармо-

ническую щелевую структуру на смещениях $V_{n,m} = (2\Delta + m\omega_0)/2ne$, которая, по-видимому, соответствует процессам эмиссии низкочастотных леггеттовских плазмонов в процессе многократных андреевских отражений. Влияние температуры на тонкую структуру dI(V)/dV-характеристик, связанную с эмиссией неравновесных леггеттовских плазмонов, показано на рис. 3. Установлено, что энергия леггеттовской моды в LaOFeAs ω_0 = 0,8 meV, что значительно меньше $2\Delta_S$ и не противоречит условию наблюдения в эксперименте испускания плазмонов, указанному в теоретической работе [4]. Температурные зависимости удвоенной малой щели, энергии леггеттовских плазмонов и сопротивления для образца $LaO_{1-x}F_xFeAs$ (контакта 3b) с T_C = 29 K показаны на рис. 4.

Литература

1. R.H. Liu et al., arXiv.org:0810.2694 (2008).
2. A.I. Coldea et al., arXiv.org:0807.4890 (2008).
3. F. Marsiglio, J.E. Hirsch, arXiv.org:0804.0002 (2008).
4. A. J. Leggett, Prog. Theor. Phys. 36 (1966) 901.

ТУННЕЛЬНЫЙ ПОВЕРХНОСТНЫЙ ТОК В p^+-p-n ПЕРЕХОДАХ НА ОСНОВЕ GaAs–AlGaAs, ОБУСЛОВЛЕННЫЙ АДСОРБЦИЕЙ МОЛЕКУЛ АММИАКА

Шугарова В.В.

Одесский национальный университет им. И.И.Мечникова, Одесса, Украина
E-mail: varyak@ukr.net

Исследовано влияние паров аммиака на вольт-амперные характеристики (ВАХ) прямого и обратного токов и на кинетику поверхностных токов в p^+-p-n переходах на основе GaAs-AlGaAs с вырожденной p^+-областью.

В области токов 10 нА – 1 мА ВАХ прямого тока p^+-p-n переходов, измеренных на сухом воздухе, соответствовали классическому выражению

$$I(V) = I_0(T)\exp(qV/nkT), \quad (1)$$

где $I_0(T)$ – функция температуры, не зависящая от напряжения; q – заряд электрона; k – постоянная Больцмана; T – температура. При этом коэффициент неидеальности $n \approx 2$. Такой вид ВАХ свидетельствует, что в данных гетероструктурах прямой ток обусловлен рекомбинацией электронов и дырок на глубоких уровнях.

Результаты измерений показали, что адсорбция молекул NH_3 существенно увеличивает прямой ток при низких напряжениях смещения, а также обратный ток. ВАХ дополнительного поверхностного тока, обусловленного адсорбцией молекул NH_3, в p^+-p-n переходах не соответствовали выражению (1). При низком напряжении ВАХ дополнительного тока имели линейные участки, что может быть объяснено формированием поверхностного проводящего канала, который закорачивает p-n переход. Дополнительный поверхностный ток линейно зависел от парциального давления паров аммиака. При достаточно высоких напряжениях характеристики имели сверхлинейный участок, который связан с двойной инжекцией носителей заряда в поверхностный проводящий канал.

P^+-p-n переходы с вырожденной p^+-областью имели более высокую газовую чувствительность при обратном смещении, чем при прямом смещении. Этот эффект объ-

ясняется туннельной инжекцией электронов в проводящий канал из вырожденной p^+-области при обратном смещении.

При достаточно больших концентрациях аммиака в окружающей атмосфере на ВАХ прямого тока p^+-p-n переходов на основе GaAs–AlGaAs обнаружен максимум, характерный для туннельных диодов. Это свидетельствует о том, что при адсорбции молекул аммиака в данной гетероструктуре можно получить поверхностный канал с вырожденными электронами.

Изменения прямого и обратного токов в p-n переходах под действием паров NH_3 были обратимыми, что свидетельствует о физическом (а не химическом) механизме адсорбции молекул аммиака, а также о возможности использования данных гетероструктур как газовых сенсоров. Преимущество p^+-p-n переходов как сенсоров паров аммиака - высокая чувствительность при обратном смещении, работа при комнатной температуре и низкий фоновый ток.

Литература

1. Птащенко А. А., Артеменко Е. С., Птащенко Ф. А. (2001) Влияние газовой среды на поверхностный ток в p-n гетероструктурах на основе GaAs-AlGaAs // Физика и химия твердого тела. Т. 2, № 3, с. 481 – 485.

2. Русских Д. В., Рембеза С. И. и др. (2008) Высокочувствительный полупроводниковый датчик газовых сред // Sensors & Systems. № 8, с. 14 – 16.

ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Председатель подсекции
проф. Тимошенко Виктор Юрьевич

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ НАНОКРИСТАЛЛОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВ AIIBVI, ВНЕДРЕННЫХ В ПОЛИМЕРНУЮ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКУЮ МАТРИЦУ

Алехин А.И., Гончар К.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: a.i.alekhin@gmail.com

В настоящее время исследователи уделяют особое внимание созданию новых нанокомпозитных материалов на основе полупроводниковых наноструктур и жидкокристаллических полимеров. В этих материалах наночастицы взаимодействуют с полимерной матрицей не на макроскопическом, а на молекулярном уровне. Вследствие такого взаимодействия образуется композиционный материал, в котором наночастицы прочно связаны с полимерной матрицей. Следует отметить, что нанокомпозит имеет упорядоченную внутреннюю структуру. Также полимеры, обладающие необычными механическими свойствами и возможностью образовывать волокна и пленки, могут улучшить фотофизические свойства наночастиц, внедренных в полимерную матрицу. Изменяя структуру нанокомпозитов и количество наночастиц, можно получать новые материалы с заданными механическими, химическими и фотофизическими свойствами. Таким образом, нанокомпозитные материалы могут позволить увеличить эффективность работы многих фотоэлектронных приборов.

Были проведены экспериментальные исследования спектров и временных характеристик фотолюминесценции (ФЛ) полупроводниковых наноструктур CdSe и CdS, внедренных в полимерную жидкокристаллическую матрицу.

Проведенное исследование показало, что спектр ФЛ наночастиц CdS и CdSe, внедренных в полимерную жидкокристаллическую матрицу сдвинут в сторону больших длин волн по сравнению со спектром ФЛ жидкокристаллического полимера без наночастиц (рис.1). Также был отмечен рост интенсивности ФЛ нанокомпозитов с наночастицами CdS, что свидетельствует о том, что полимеры могут направленно изменять интенсивность люминесцирующих свойств внедренных в них наночастиц.

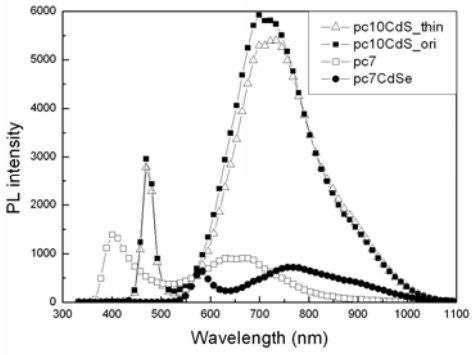


Рис. 1 Спектры ФЛ жидкокристаллического полимера без наночастиц и полупроводниковых наночастиц CdSe и CdS, внедренных в полимерную жидкокристаллическую матрицу

Автор выражает благодарность профессору Тимошенко В.Ю. за помощь в подготовке тезисов и Мерекалову А.С. за предоставленные образцы

Литература

1. G.A. Shandryuk, E.V. Matukhina, R.B. Vasil'ev, A. Rebrov, G.N. Bondarenko, A.S. Merekalov, A.M. Gas'kov, R.V. Talroze (2008) Effect of H-Bonded Liquid Crystal Polymers on CdSe Quantum Dot Alignment within Nanocomposite // Macromolecules, Vol. 41, №6, p. 2178-2185.

ПЛЕНКИ ЛЕНГМЮРА-БЛОДЖЕТТ ДИФТАЛОЦИАНИНА ОЛОВА

Алпатова А.В.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: annalpatova@bk.ru

Методом Ленгмюра-Шефера получены пленки дифталоцианина олова (Pc_2Sn) толщиной от двух до 33 монослоев (4-80 нм). Пленки получали последовательным переносом монослоев Pc_2Sn с поверхности воды на кварцевые и стеклянные подложки с электродами из двуокиси олова площадью 32 мм^2 или алюминия площадью 1 мм^2. Изучаемые образцы пленок Pc_2Sn были получены при комнатной температуре (293 К) и поверхностном давлении 7 мН/м, pH=6.0. Монослои Pc_2Sn формировались на поверхности воды после внесения раствора дифталоцианина олова в хлороформе с концентрацией (7.8-9.8)*10^{-3}вес.%. Перед приготовлением пленок Ленгмюра-Блоджетт, было исследовано поведение мономолекулярного слоя Pc_2Sn на поверхности воды. С целью выявления условий формирования наиболее однородного монослоя (устранения эффектов агрегации и локального коллапса) были изучены изотермы сжатия монослоя при различном количестве объема вещества (от 0.4 до 1.0 мл). Площадь, занимаемая молекулой Pc_2Sn в «газовой фазе», составляет 1.5 нм^2. Минимальное значение площади, занимаемой молекулой в плотноупакованном монослое при введенном объеме вещества 0.4 мл, составляет 1.25 нм^2. В работе были изучены оптические, электрооптические (эффект Штарка) и электрические свойства полученных пленок. Нами были исследованы как спектры поглощения растворов Pc_2Sn в хлороформе (ХФ) и хлорбензоле (ХБ), так и спектры поглощения пленок Ленгмюра-Блоджетт. Общая структура полос спектров поглощения растворов Pc_2Sn в ХБ [1] и ХФ сопоставима, но в случае ХБ максимум поглощения для Q-полосы (698 нм) наблюдается на длине волны 626 нм. Мы связываем это с различием во взаимодействии молекул растворителей ХФ и ХБ с веществом Pc_2Sn. Следует также отметить меньшую структурированность спектров ленгмюровской пленки Pc_2Sn, вызванную неоднородным уширением полос поглощения. В результате уширения Q-полоса поглощения пленок практически сливается с другими характерными максимумами молекулярного поглощения и сдвигается в длинноволновую область относительно спектров поглощения, полученных для растворов. Исследования спектров эффекта Штарка пленок Pc_2Sn проводили на первой и второй гармониках синусоидального электрического поля. В области спектра 650-1000 нм наблюдали наличие как квадратичного, так и линейного электрооптического эффекта Штарка, что указывает на полярность полученных пленок Pc_2Sn. Так же, как и в пленках PcCu [2, 3], мы наблюдали нелинейные диэлектрические свойства в переменном электрическом поле треугольной формы (методом Мерца). Напряженность электрического поля, приложенного к образцу, составляла E=(1-2)*10^8 В/м, частота лежала в диапазоне 30 – 1000 Гц. Эффект нелинейности проявлялся в достаточно широком интервале температур от 20 до 100 ^{o}C.

Литература.

1. M. Whalley, J. Chemical Society, 1961, 866.
2. Юдин С.Г., Блинов Л.М., Петухова Н.Н., Палто С.П. // Письма в ЖЭТФ.1999. Т.70. В.9. С.626.
3. С.П. Палто, А.В. Сорокин, А.А. Тевосов, С.Г. Юдин // Оптика и спектроскопия, 2005, т.98, №4, с. 627-632.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ КРЕМНИЕВЫХ СТРУКТУР С РАЗНОЙ ДОЛЕЙ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ФАЗЫ

[**]Антоновский А.А., Агафонова Е.А., Сысоев И.Д.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: a.ant.sky@gmail.com

Кремниевые нанокристаллы в оксидной матрице являются перспективными материалами для создания электронных и оптоэлектронных приборов, в частности, светоизлучающих диодов, солнечных батарей и устройств памяти. В настоящее время хорошо изучены структурные и оптические свойства этих структур. Однако процессам переноса носителей заряда уделено значительно меньше внимания. Известно, что механизмы транспорта носителей в пленках с нанокристаллами кремния в оксидной матрице должны сильно зависеть от доли кристаллической фазы и стехиометрии пленок. Одним из способов варьирования указанных параметров является последовательный высокотемпературный отжиг пленок SiO_x ($x \leq 2$). Основной целью данной работы было исследование электропроводности образцов, содержащих кремниевые нанокристаллы в оксидной матрице (nc-Si/SiO_x), отожженных при различных температурах в интервале $T=350 \div 950$ ^oC.

Для измерения электрических характеристик на поверхность nc-Si/SiO_2 напылялись золотые контакты площадью ~1 мм^2. Нижним электродом служила подложка сильно легированного c-Si.

На основе проведенных исследований были построены графики зависимости проводимости от доли кристаллической фазы (V_{Si}). Данные графики имели два максимума при $V_{Si}=0.07$ и $V_{Si} \approx 0.31$ и один минимум при $V_{Si}= 0.13$. Такой вид графиков объясняется следующим образом. Для неотожженных образцов перенос носителей заряда происходит по дефектам в оксидной матрице. При небольшой температуре отжига доля кристаллической фазы увеличивается и проводимость растет. Однако, при температуре отжига, соответствующей $V_{Si} \approx 0.13$ нанокластеры Si разделены диэлектрическими промежутками SiO_x с $x \approx 2$. В этом случае все сопротивление структуры определяется высоким сопротивлением промежутков SiO_x, и наблюдается минимум проводимости. Начиная с температуры отжига 650 ^oC, доля кристаллической фазы становится более 16%. При этом происходит слипание изолированных нанокластеров в аморфные Si-нити. С дальнейшим увеличением температуры в аморфных нитях начинается формирование кремниевых нанокластеров, что ведет к росту проводимости. Резкое увеличение проводимости при температуре отжига 950 ^oC свидетельствует об образовании цепочек из кристаллических нанокластеров – перколяционного пути, по которому движется носитель.

Таким образом, установлена корреляция между структурными свойствами nc-Si/SiO_2 и их электропроводностью. Зависимость электропроводности от доли кристаллической фазы объяснена на основе перколяционной модели, учитывающей существование аморфных и кристаллических нанокластеров кремния.

РАЗРАБОТКА МЕТОДОВ ПОЛУЧЕНИЯ И АНАЛИЗ ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СУСПЕНЗИЙ КРЕМНИЕВЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ

[*]Велигура В.А., Гонгальский М.Б.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: vaveligura@gmail.com

Кремниевые наноструктуры из-за уникальных физических и химических свойств весьма перспективны для практических использований в различных областях современной

[**] Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

[*] Доклад отмечен дипломом конференции как лучший на подсекции/

науки и техники [1]. Одним из возможных их применений является использование в биомедицине, в частности в качестве фотосенсибилизаторов синглетного кислорода, или биологически совместимых наноконтейнеров для направленной доставки лекарств [2]. Для возможности проникновения кремниевых нанокластеров в живые клетки организма необходимо получение их устойчивых суспензий с размерами наногранул менее 200 нм.

В данной работе были изучены структурные свойства порошков кремниевых нанокристаллов, полученных измельчением монокристаллического кремния на планетарной мельнице, (образец А) и порошков микропористого кремния (образец Б). Известно, что поверхность свежеприготовленных пористых кремниевых нанокристаллов гидрофобна. Однако, после пребывания в кислородосодержащей атмосфере, поверхность нанокристаллов окисляется и приобретает гидрофильные свойства [3]. Вследствие этого оказалось невозможным получить стабильные суспензии кремниевых нанокристаллов. Поэтому одной из целей настоящей работы являлось получение неокисленных порошков пористых кремниевых нанокристаллов, обладающих гидрофильными свойствами, а также анализ состава их поверхностного покрытия.

Образец микропористого кремния (образец Б) был получен способом электрохимического травления кристаллического кремния в растворе на основе плавиковой кислоты HF(48%) с добавлением этилового спирта C_2H_5OH в соотношении 1:1. Полученная пленка пористого кремния измельчалась механическим путем до порошкообразного состояния. Опытным путем было установлено, что нанокристаллы пористого кремния приобретали гидрофильные свойства после следующей обработки: порошок размешивался в хлороформе ($CHCl_3$) и помещался в УЗ- ванну на 20 мин для дальнейшего измельчения. Затем порошок осушался.

На основе образцов А и Б были изготовлены их водные суспензии. Полученные суспензии обладали высокой гомогенностью и стабильностью. Для определения состава поверхностного покрытия кремниевых нанокристаллов в образцах А и Б осуществлялось измерение их спектров отражения инфракрасного излучения с использованием ИК-спектрометра с обратным Фурье – преобразованием фирмы Bruker. Для измерения размеров наночастиц использовался метод динамического рассеяния света (фотонная корреляционная спектроскопия).

На рис 1. представлены графики распределения наночастиц по размерам. Средний размер для образцов А составил 220 нм, для образцов В 600 нм. Для выделения фракции с размерами менее 100 нм образцы центрифугировались в течение 10 мин. После чего было проведено их повторное измерение распределения по размерам (рис 2.). При этом средний размер наночастиц для образца А составил 30 нм, а в образце Б существенно не изменился. Для образца Б данный факт обусловлен невозможностью выделения фракции наночастиц с определенными размерами методом центрифугирования вследствие их высокой пористости, и, как следствие, низкой плотности гранул наночастиц, и/или их коагуляцией.

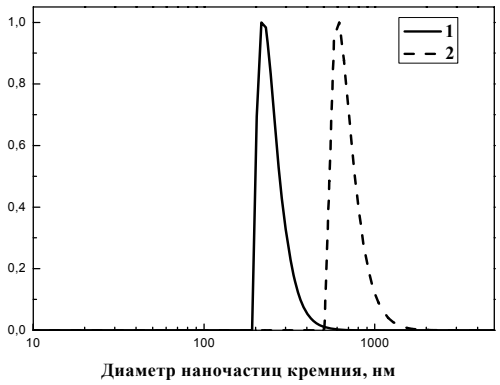


Рис. 1 Распределение наночастиц в свежеприготовленных водных суспензиях образцов А (1) и Б (2) по размерам

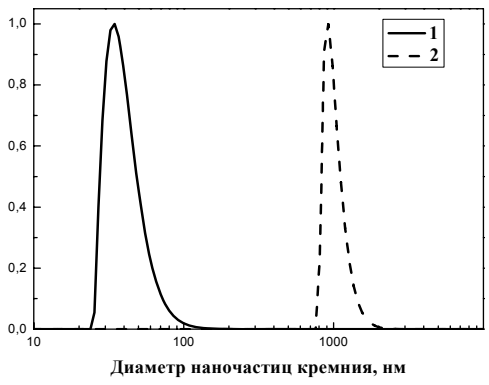


Рис. 2 Распределение наночастиц по размерам в водных суспензиях образцов А(1) и Б (2) после центрифугирования

На рис 3. представлены ИК- спектры отражения образца Б до и после обработки в хлороформе и его водной суспензии.

Из представленных спектров видно, что поверхность свежеприготовленного образца Б (кривая 1) преимущественно покрыта водородом (соответствующие линии поглощения ИК-излучения указаны на рисунке).

После обработки в хлороформе поверхность образца не подверглась существенным химическим изменениям (кривая 2). Несмотря на это, после модификации она приобрела гидрофильные свойства. В водной суспензии пористых кремниевых нанокристаллов интенсивности поглощения на Si-H, Si-H_2 связях оказались существенно ниже из-за взаимодействия с полярными молекулами воды.

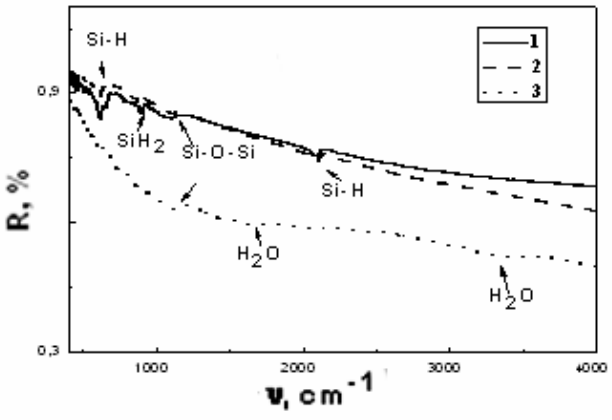


Рис 3. ИК- спектры отражения порошка микропористого кремния до (1) и после (2) обработки в хлороформе и его водной суспензии (3)

Итак, в настоящей работе были разработаны методы получения стабильных водных суспензий порошков кремниевых нанокристаллов (образцы А) и пористых кремниевых нанокластеров (образцы Б). Сделанная оценка распределения по размерам для образцов А показала их возможность проникать в живую клетку организма. Образцы Б, обладающие уникальным свойством – пористостью имеют размеры больше необходимых (около 600 нм), и требуют дальнейшего механического измельчения. Проведенный анализ состава поверхностного покрытия показал преимущественно водородное покрытие поверхности образцов, что объясняет их начальные гидрофобные свойства. Полученные в работе данные свидетельствуют о возможности использования суспензий кремниевых нанокристаллов для биомедицинских целей.

Авторы выражают благодарность своим научным руководителям к.ф.м.н. Осминкиной Л.А. и проф. Тимошенко В.Ю., а также заведующему кафедрой проф. Кашкарову П.К.

Литература

1. O. Bisi, S. Ossicini, L. Pavesi. Surf. Sci. Rep., **38**(1-3), 1 (2000)
2. L.E.Euliss, J.A.DuPont, S.Gratton, J.DeSimone. Chem. Soc. Rev., **35**(11), 1095 (2006)
3. W.Theis. Thin Solid Films. **276**(1-2), 7 (1996).

МЕТОД СИНХРОННОГО ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРА ФОТОТОКА ОРГАНИЧЕСКИХ СОЛНЕЧНЫХ БАТАРЕЙ

[***]Гаврик А.Ю.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: gavrik@physics.msu.ru

В последние годы солнечная энергия привлекает всё больше внимания и в настоящее время рассматривается как многообещающий альтернативный источник энергии. Среди различных способов получения солнечной энергии наиболее эффективным и надёжным считается фотоэлектрических метод преобразования с помощью полупроводниковых фотоэлементов. Традиционно в качестве фотовольтаических материалов использовались неорганические вещества, в частности, кремний. Однако, стоимость

[***] Работа отмечена жюри как имеющая инновационный потенциал.

полученной энергии оказывается достаточно высокой в связи с трудоёмкой и дорогостоящей технологией изготовления, что делает такой способ получения электроэнергии экономически неоправданным. Особый интерес в этой области представляют органические материалы. В частности, стоимость полимер-фуллереновых материалов может быть намного ниже традиционных, что открывает широкие перспективы развития органических солнечных элементов (ОСЭ).

Работа посвящена исследованию ВКЭ фотоэлементов, активным слоем которых является объёмный гетеропереход в смеси донора – сопряжённого полимера и акцептора – производной фуллерена. В последние годы КПД лучших образцов ОСЭ достиг 4-6% и вопрос его корректного измерения стал высоко актуальным в связи с перспективами коммерциализации ОСЭ. Для адекватного измерения КПД необходимо измерение спектра внешней квантовой эффективности (ВКЭ) ОСЭ. ВКЭ описывает эффективность преобразования энергии фотонов, попадающих на элемент, в пару зарядов на противоположных электродах фотоэлемента.

При измерении спектра ВКЭ используется слабое монохроматическое излучение (менее 1мВт/см^2) при одновременном освещении более мощным широкополосным излучением, соответствующим солнечному свету (100мВт/см^2), что требует использования модуляционного метода. Монохроматическое излучение модулируется при помощи оптического прерывателя, а для измерения спектра ВКЭ используется техника синхронного детектирования, которая позволяет обнаружить слабый модулированный сигнал фототока. Однако ОСЭ, как правило, характеризуются низкой скоростью отклика (от 1мс до 1с), следовательно, необходимо проводить измерения фототоков на низкой частоте.

В рамках работы был разработан метод измерения спектра ВКЭ с низкочастотной модуляцией оптического излучения и исследована зависимость величины фототока от частоты модуляции. Для реализации низкочастотной модуляции была разработана система, состоящая из механического прерывателя, управляемого микроконтроллером; синхронное детектирование было реализовано при помощи прецизионного источника-измерителя Keithley 2400. Преимущество данного подхода заключается в том, что модуляционные токовые измерения осуществляются при помощи специального прибора, который стабилизирует напряжение на элементе. В докладе обсуждаются другие подходы для измерения ВКЭ.

Литература

1. Паращук Д.Ю., Кокорин А.И. (2008) Современные фотоэлектрические и фотохимические методы преобразования солнечной энергии // Российский химический журнал, №52(6), с. 107-117.

2. Shrotriya, V., Li G., et al. (2006) Accurate Measurement and Characterization of Organic Solar Cells // Advanced Functional Materials, №16(15), p. 2016-2023.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НАНОКОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ КРЕМНИЕВЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ И ФЕРРОМАГНИТНЫХ ВЕЩЕСТВ

[**]Гончар К.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: gonchiy_pes@bk.ru

Актуальным направлением развития материальной базы информационных технологий является повышение плотности записи информации на магнитные носители. Одним из вариантов решения такой задачи является размещение ферромагнитных металлов с нанометровой плотностью в твёрдотельной матрице, например, из пористого кремния (ПК). Известно, что ПК, полученный электрохимическим методом, может иметь размеры пор 2-4 нм, что позволит увеличить объём хранимой информации на

[**] Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

пять порядков по сравнению с имеющимися устройствами магнитной записи информации. Отметим, что композиты типа полупроводник-металл представляют также отдельный интерес в свете создания так называемых метаструктур и метаматериалов, обладающих уникальными физическими свойствами, кардинально отличными от свойств составляющих их веществ.

В данной работе исследовались спектры и кинетики фотолюминесценции (ФЛ) образцов ПК с осаждёнными наночастицами оксида железа (Fe_2O_3), никеля (Ni) и кобальта (Co). В исследуемых исходных образцах ПК наблюдалась ФЛ с максимумом спектра на длине волны около 700 нм (рис.1, левая панель), которую можно объяснить излучательной рекомбинацией экситонов в нанокристаллах кремния со средними размерами 2-4 нм. Установлено, что при введении ферромагнитных веществ в поры ПК происходит изменение интенсивности его ФЛ и сдвиг максимума. Причём у образцов с введёнными частицами Fe_2O_3 наблюдались увеличение интенсивности ФЛ по сравнению с исходным ПК, а с введением частиц Co и Ni наоборот её гашение (рис.1, левая панель). Из анализа кинетик ФЛ следует, что времена жизни экситонов в образцах с Fe_2O_3 уменьшались, а с частицами Co и Ni – увеличивались (рис.1, правая панель), что указывает на различное влияние используемых ферромагнитных веществ на излучательную рекомбинацию экситонов в нанокристаллах кремния.

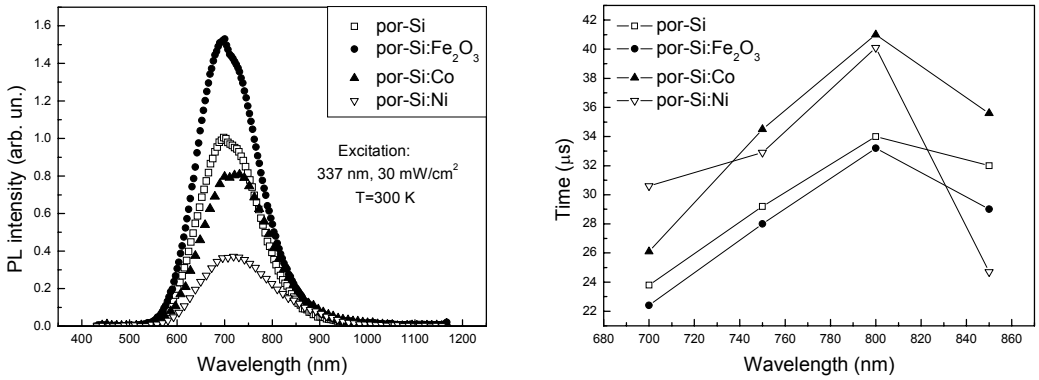


Рис.1 Спектры ФЛ образцов ПК с осаждёнными ферромагнитными веществами (левая панель), зависимость времени жизни ФЛ от длины волны в этих образцах (правая панель)

Из сказанного можно сделать вывод, что оптические свойства нанокомпозитов на основе кремния и ферромагнетика можно контролировать путём изменения типа осаждённого металла в твердотельную матрицу ПК, что указывает на перспективность данного подхода в создании новых устройств записи информации и метаматериалов.

Автор выражает благодарность профессору В.Ю. Тимошенко за научное руководство работой и В.М. Кашкарову (Воронежский ГУ) за предоставленные образцы.

«МЕРЦАЮЩАЯ» ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ НАНОТЕТРАПОДОВ CdTe/CdSe

Дирин Д.Н.[1], Ковалёв М.М. [2] Шульга А.С[3]

[1]МГУ имени М.В. Ломоносова, факультет наук о материалах, Москва, Россия,
[2]Высшая школа физиков МИФИ-ФИАН, Московский инженерно-физический институт (государственный университет), Москва, Россия, E-mail: bear_smitov@yahoo.com,
[3]Физический институт им. П.И. Лебедева РАН, Москва, Россия

Создание разветвленных полупроводниковых наногетероструктур дает возможность управления электронно-оптическими свойствами материала посредством манипулирования локализацией носителей заряда. Возможность разделения электрона и дырки между различными частями нанокристалла была ранее продемонстрирована для

сферических квантовых точек и наностержней. В данной работе изучены люминесцентные свойства нанотетраподов с симметрией T_d (тетраэдр) — которые могут быть представлены как система из четырех связанных наностержней.

Исследуемые нанокристаллы типа ядро/оболочка CdTe/CdSe получены исходя из олеата кадмия и триоктилфосфинхселенида методами коллоидной химии на основе тетраподов CdTe с толщиной лучей 2.9±0.4 нм и длиной 8.3±1.3 нм. Наногетероструктуры представляли собой тетрапод CdTe с лучами, покрытыми оболочкой CdSe. Максимальная толщина оболочки достигала 1 нм. [1].

Возбуждение непрерывным лазерным излучением приводило к появлению «мерцающей» люминесценции нанотераподов. То есть наблюдались переходы нанокристалла из светлого состояния (*on*-состояние) в темное (*off*-состояние) и обратно. *Off*-состояние квантовой точки связывают с исходом из нее носителя отрицательного заряда, а *on*-состояние – с его возвращением.

Мы обнаружили, что длины *on*- и *off*-интервалов распределены неэкспоненциально, что указывает на множественность путей исхода и возвращения заряда [2]. Кроме того показано, что функция распределения хорошо описывается обратным степенным законом. Применив методику, описанную в [3], мы показали наличие корреляций между длинами последовательных *on*-интервалов а также между длинами последовательных off-интервалов. Это говорит о том, что процесс «мерцания» люминесценции не является полностью случайным, а обладает так называемой «остаточной памятью». Были вычислены коэффициенты соответствующих корреляций.

Частично работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 08-02-90464-Укр_а и 09-02-00546-а, также НШ-4365.2008.2 (ведущая научная школа РФ)

Литература

1. R. B. Vasiliev et al, Mendeleev Commun. **14(4)** (2004)169
2. M. Kuno et al. J.Chem. Phys. **112** (2000), number 7, 15 February
3. F.D. Stefani et al Phys. Rev. **B 72** (2005)125304

ВЛИЯНИЕ ЛЕГИРОВАНИЯ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КВАНТОВЫХ ТОЧЕК CdSe

[**]Дроздов К.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: konstantin.droz@gmail.com

Изучение кристаллов сверхмалых размеров занимает важное место в современной физики полупроводников ввиду широких возможностей их практического применения. Использование наноразмерных кристаллов открывает возможности для создания приборов на их основе с параметрами лучшими, чем у существующих в настоящее время. Варьируя размеры нанокристаллов, степень их легирования и тип легирующей примеси, можно в очень широких пределах изменять свойства исследуемых объектов.

В работе исследовались квантовые точки CdSe и CdSe:Cu (содержание атомов меди варьировалось от 0.32 до 0.52 at.%), полученные методом коллоидной химии. Раствор с нанокристаллами наносился на кварцевую подложку, а затем высушивался.

Целью работы являлось изучение оптических свойств квантовых точек и влияние легирования на их свойства. Измерения оптических свойств образцов проводились в диапазоне температур от 77 до 300 К.

В результате исследования было обнаружено, что внедрение атомов меди оказывает значительное влияние на спектральные характеристики квантовых точек и на

[**] Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

оптические свойства системы в целом. Легирование квантовых точек CdSe атомами меди приводит к появлению дополнительного пика фотолюминесценции, интенсивность которого возрастает с увеличением концентрации легирующей примеси. При высоком уровне концентрации меди длинноволновый пик оказывается доминирующим. При этом общая интенсивность спектра падает при увеличении степени легирования. Такое поведение обусловлено влиянием ионов меди Cu^+ на исходные уровни квантовой точки, полученные из условий размерного квантования.

Помимо изменения интенсивности фотолюминесценции, удалось наблюдать смещение максимумов в сторону увеличения энергии при увеличении концентрации легирующей примеси. Сдвиг фундаментального пика, по-видимому, обусловлен влиянием ионов меди на исходные уровни квантовой точки. Сдвиг второго наблюдаемого пика обусловлен замещением ионов кадмия ионами меди и, также, влиянием ионов меди на исходные уровни квантовой точки.

Обсуждаются причины перестройки спектров фотолюминесценции квантовых точек с изменением температуры.

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ И СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА ОБРАЗЦОВ КРЕМНИЕВЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ В МАТРИЦЕ ДИОКСИДА КРЕМНИЯ, СФОРМИРОВАННЫХ В РЕЗУЛЬТАТЕ ТЕРМИЧЕСКОГО ОТЖИГА ТОНКИХ ПЛЕНОК SiO_X С РАЗЛИЧНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ СТЕХИОМЕТРИИ X

Емельянов А.В., Швыдун Н.В.
МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: emelyanov.andrey@mail.ru

В настоящее время не вызывает сомнений актуальность применения кремниевых наноструктур в полупроводниковой микро- и оптоэлектронике. Благодаря исследованиям, проведенным за последние годы, открываются широкие перспективы создания эффективных светодиодов и лазеров на основе кремниевых нанокристаллов (nc-Si) [1,2]. С практической точки зрения важным в процессе создания кремниевых наноструктур является независимый контроль концентрации и размера нанокристаллов Si. Одним из вариантов формирования nc-Si является реактивное распыление порошка SiO_x $(1 \le x \le 2)$ на подложку с последующим термическим отжигом. Известно, что SiO_x в результате термической обработки при температурах 1000-1200°C разделяется на SiO_2 и nc-Si [3]. При этом процесс разделения фаз с образованием нанокристаллического кремния описывается следующим уравнением: $2SiO_x \rightarrow (2-x)Si + xSiO_2$. Таким образом, варьируя параметр стехиометрии напыляемого слоя (x) можно контролировать концентрацию кремниевых нанокристаллов. Особый интерес представляет изготовление nc-Si путем последовательного напыления слоев SiO_2 и SiO_x. В этом случае, задавая толщину слоя SiO_x и параметр x, можно независимо контролировать как размеры nc-Si, так и их концентрацию, соответственно.

В данной работе изготовлен набор одно- и многослойных структур SiO_x с различными значениями параметра стехиометрии x = 1, 1.2, 1.4, 1.6, 1.8, 2, отожженных при температуре 1100°C в атмосфере азота. Для каждого образца определена концентрация и размер nc-Si, которые оказывают существенное влияние на интенсивность фотолюминесценции (ФЛ) исследуемых образцов. Путем измерения кинетик ФЛ исследован процесс передачи энергии в зависимости от концентрации nc-Si. Установлено, что при увеличении параметра стехиометрии x наблюдается как уменьшение концентрации, так и размеров nc-Si. При исследовании спектров ФЛ образцов обнаружен сдвиг положения максимума интенсивности ФЛ в высокочастотную область при уменьшении размеров кремниевых нанокристаллов. Используя методику послойного напыления структур SiO_x/SiO_2, исследована зависимость характеристик ФЛ образцов с фиксированным размером nc-Si от их концентрации.

Авторы выражают благодарность научному сотруднику Д.М. Жигунову за научное руководство работой.

Литература

1. Canham L. (2000) Gaining light from silicon // Nature, v. 408, pp. 411- 412.
2. Pavesi L., Dal Negro L., Mazzoleni C., Franzo G., Priolo F. (2000) Optical gain in silicon nanocrystals // Nature, v. 408, pp. 440- 444.
3. Zacharias M., Heitmann J., Scholz R., Kahler U., Schmidt M., Bläsing J. (2002) Size-controlled highly luminescent silicon nanocrystals: A SiO/SiO_2 superlattice approach // Appl. Phys. Lett., v. 80, p. 661-663.
4. Godefroo S., Hayne M., Jivanescu M., Stesmans A., Zacharias M., Lebedev O.I. (2008) Classification and control of the origin of photoluminescence from Si nanocrystals // Nature nanotechnology, Vol. 3, p. 174-178.

ИЗУЧЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ФОНОНОВ В НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Журбина И.А.,

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail : zhurbina@vega.phys.msu.ru

Известно, что свойства полупроводниковых материалов в значительной степени зависит от их поверхности, что используется, например, для создания сенсоров на различные вещества. Целью данной работы являлось исследование влияния диэлектрической проницаемости молекулярного окружения нанокристаллов на частоты поверхностных фононов, измеряемых по спектрам комбинационного рассеяния света.

В работе исследовались образцы пористого фосфида галлия (GaP), полученные методом электрохимического травления, и образцы нанокристаллического диоксида олова (SnO_2), приготовленного золь-гель методом. Измерение спектров комбинационного рассеяния света выполнялось с помощью микрорамановского спектрометра Horiba Jobin Yvon HR800 с использованием излучения Ar-лазера (λ=488 нм) на воздухе. Эксперименты проводились при комнатной температуре.

На спектре монокристаллического GaP(100) амплитуда TO моды гораздо меньше LO. При травлении и соответственно переходе к нанокристаллической форме, вклад TO колебаний значительно возрастает. На частоте 398 cm^{-1} появляется дополнительный мак-

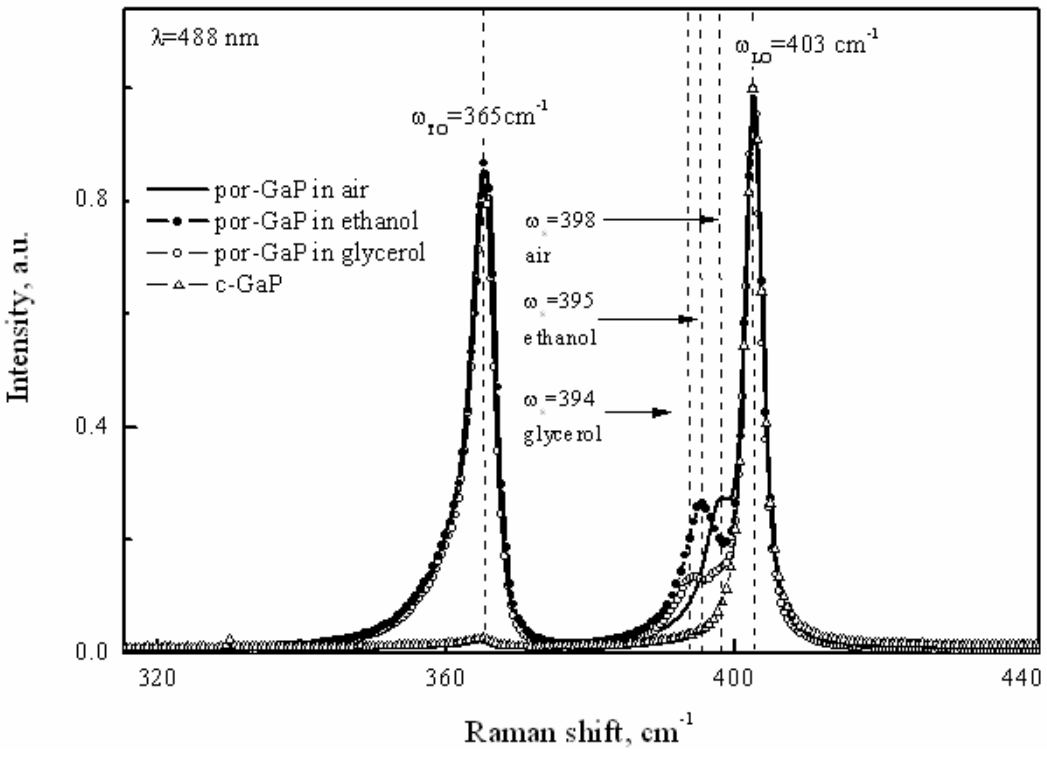


Рис1. Спектры комбинационного рассеяния света GaP

симум, соответствующий рассеянию на поверхностных фононах. При помещении образца в различные среды (вода, спирт, глицерин) наблюдается сдвиг этого пика. Причем положение данного максимума хорошо описывается уравнением: $\frac{\omega_s^2}{\omega_{TO}^2} = \frac{\varepsilon_0 + \varepsilon_m(1/L-1)}{\varepsilon_\infty + \varepsilon_m(1/L-1)}$.

Из экспериментальных данных был рассчитан фактор поляризации. Поскольку полученное значение L=0.412, то можно сделать вывод об эллиптической форме исследуемых нанокристаллов. Для образцов SnO_2 изменение диэлектрической проницаемости молекулярного окружения не приводит к сдвигу частот, таким образом, для данных образцов можно говорить о локальных поверхностных фононах.

Автор выражает благодарность проф. Тимошенко В.Ю. за научное руководство данной работы.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ФОТОСЕНСИБИЛИЗАЦИИ МОЛЕКУЛЯРНОГО КИСЛОРОДА В АНСАМБЛЯХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ МЕТОДОМ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

Загородских С.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
zag@vega.phys.msu.ru, mgong@mail.ru

Синглетный кислород представляет из себя возбужденное состояние молекулы кислорода. Интерес к нему в последнее время обусловлен возможностью применения их в фотодинамической терапии рака. Поскольку прямое оптическое возбуждение молекулы кислорода в синглетное состояние запрещено квантовомеханическикми правилами отбора, для генерации синглетного кислорода применяют фотосенсибилизаторы. Возможными фотосенсибилизаторами являются полупроводниковые нанокристаллы, в частности, микропористый кремний (ПК) и наноструктуры $A^{II}B^{VI}$. Варьируя ширину запрещенной зоны, можно достичь совпадения энергии аннигиляции экситона в полупроводнике с энергией перехода молекулы кислорода в возбужденное состояние. Генерация синглетного кислорода детектируется по тушению люминесценции полупроводника в кислородной среде по сравнению с вакуумом.

Применение в медицине предъявляет ряд требований к препарату, в частности: нетоксичность, возможность изготовления устойчивых суспензий и высокая дисперсность. ПК нетоксичен, однако не смачивается водой и слабо диспергирован. Для достижения высокой дисперсии необходимо механическое измельчение ПК. Нами было обнаружено, что при обработке ПК в хлороформе с применением ультразвука, поверхность нанокристаллов модифицируется и они становятся смачиваемыми водой.

В нашей работе исследованы процессы фотосенсибилизации молекулярного кислорода в порошках и водных суспензиях ПК при модификации поверхности и диспергировании образца. Определена эффективность фотосенсибилизации для данных систем исходя из величины тушения интенсивности фотолюминесценции в кислородсодержащей среде.

Нанокристаллы полупроводников $A^{II}B^{VI}$, в частности CdSe представляют из себя хорошо диспергированные квантовые точки. Применение их в качестве фотосенсибилизаторов в медицине малоперспективно вследствие высокой токсичности для человека. Однако, процессы фотосенсибилизации в них интересны с фундаментальной точки зрения, т.к. в данных системах значительно проще достичь изолированности отдельных квантовых точек по сравнению с ПК.

РАСПЛЫВАНИЕ ПУЧКА КЛАСТЕРНЫХ ИОНОВ

Иешкин А.Е.
МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: iae_2004@mail.ru

Пучки кластерных ионов играют важную роль в современных нанотехнологиях. Это связано, прежде всего, с уникальными эффектами, возникающими при взаимодействии кластерных ионов с поверхностью твердых тел. Так, например, за счет особенностей распылени кластерными ионами происходит сглаживание рельефа облучаемой поверхности до уровня шероховатости порядка долей нанометра, модификация свойств подложки при имплантации или пиннинге кластерного вещества. В последние годы созданы источники кластерных ионов, позволяющие получать значительные, порядка мА, токи ионных пучков. В связи с этим становится актуальной проблема преодоления кулоновской расходимости пучка.

Задача о расплывании ионного пучка под действием объёмного заряда изучена достаточно подробно. Однако остаются некоторые вопросы, которые требуют прояснения. В частности, представляется интересным понять поведение пучков ионов, состоящих от нескольких десятков до тысяч атомов. Суть проблемы состоит в том, что при транспортировке атомных или молекулярных ионов между током пучка и массовым расходом существует прямая пропорциональная зависимость. А в случае кластерных ионов возможно, вообще говоря, произвольное соотношение между ними. Таким образом, возможно изменение параметров расходимости пучка при разных соотношениях массового и зарядового тока.

В отличие от классической постановки задачи, было проведено исследование не зависимости радиуса пучка от времени его распространения, а плотности тока на расстоянии z от входной апертуры. Для плотности тока получено уравнение

$$3\left(i'\right)^2 - 2ii'' - \frac{I}{\pi\varepsilon_0\sqrt{2}\left(q/m\right)^{1/2}U^{3/2}}i^3 = 0,$$

содержащее единственный безразмерный параметр

$$\alpha = 2.54\cdot10^{10}\left(\frac{\Phi}{\text{м}}\right)\cdot\frac{I}{\left(q/nm_1\right)^{1/2}U^{3/2}} = 2.54\cdot10^{10}\left(\frac{\Phi}{\text{м}}\right)\cdot\frac{\left(q/nm_1\right)^{1/2}M}{U^{3/2}},$$

где U – ускоряющее напряжение, q – заряд иона, nm_1 – его масса, I, M – токи заряда и массы.

При численном анализе уравнения обнаружено, что увеличение размера кластера при постоянном массовом расходе приводит к уменьшению расходимости пучка, а при постоянном токе пучка – к увеличению.

Литература

1. Габович М.Д. (1955) УФН, т. LVI, вып.2, сс. 215 – 256.
2. Kirkpatrick A. (2003) NIMPR, v. B 206, pp. 830 – 837.
3. Yamada I., Toyoda N. (2003) NIMPR, v. B 242, pp. 143 – 145.
4. Popok V.N., Prasalovich S.V. and Campbell E.E.B., 13th International Conference “Microwave & Telecommunication Technology” (CriMiCo’2003), 2003, 8-12 September, Sevastopol, Crimea, Ukraine, pp. 250 – 253.
5. Макаров Г.Н. (2006) УФН, т.176, сс. 121 – 174.
6. Лукошков В.С. (1936) ЖТФ, т. 6, с. 26.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ С НАНОСТРУКТУРАМИ

Кошелев С.В.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физико-химический факультет, Москва, Россия
E-mail: cemen410@yandex.ru

В последнее время одной из наиболее развивающейся отраслью науки и промышленности стали нанотехнологии, в частности, это взаимодействие ионизирующего излучения с нано размерными частицами, которое дает новые перспективы в развитии промышленности и науки. В частности, для детекторов ионизирующих излучений со значительно улучшенными чувствительностью, быстродействием и радиационной прочностью. Последнее особенно актуально для внутриреакторного контроля потоков ионизирующих излучений. В настоящее время остро стоит проблема ускоренного развития сети атомных электростанций как единственно реальной в промышленных масштабах альтернативы тепловым электростанциям, которые опасным образом загрязняют атмосферу углекислым газом, создавая парниковый эффект.

Нами было исследовано взаимодействие рентгеновского излучения с нанослоями металлов, приводящее к возникновению электрических сигналов. Они могут быть использованы для регистрации интенсивных потоков радиации непосредственно в активных зонах ядерных реакторов, что значительно повысит надежность работы последних.

В связи с этим нами был выполнен эксперимент, в основу которого была положена идея о том, что сечение поглощения атомов платины для рентгеновских квантов более чем в 1000 раз превосходит сечение поглощения атомов алюминия. Была создана ячейка из слоев алюминия и платины, разделенных между собой тонким слоем диэлектрика (оксид алюминия). При попадании рентгеновских квантов на слой платины наблюдается внешний фотоэффект, затем электроны диффундируют через слой диэлектрика в слой алюминия, заряжая его отрицательно, а слой платины положительно, создавая, таким образом, радиационную ЭДС. Нами был снят сигнал с такой ячейки при облучении квантами с энергией порядка 30 кэВ, который составил порядка 10^{-10} Ампер. А время отклика было гораздо меньше, чем у приборов, которые в настоящее время используются для регистрации радиационных потоков (у таких приборов время отклика составляет порядка нескольких десятков секунд). Величина полезного сигнала от подобных структур может быть значительно повышена за счет создания многослойных систем.

Работа выполнена на базе ИФТТ РАН при участии В.В. Кедрова, С.З. Шмурака, Н.Ф. Прокопюка и Н.В. Классена.

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С МНОЖЕСТВЕННЫМИ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ GaP/$GaAs_{0.89}N_{0.04}P_{0.07}$/GaP ПРИ ГИДРОСТАТИЧЕСКОМ СЖАТИИ ДО 16 КБАР

Миронов Д.Е.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: arbiter@inbox.ru

Изучена фотолюминесценция в гетероструктурах GaP/$GaAs_{0.89}N_{0.04}P_{0.07}$/GaP с тремя квантовыми ямами $GaAs_{0.89}N_{0.04}P_{0.07}$ шириной 4.3 нм, разделенными барьерными слоями GaP толщиной 100 нм, которые были выращены методом металлоорганической парофазной эпитаксии на ориентированных в плоскости (100) подложках из *n*-GaP. Квантовые ямы из $GaAs_{0.89}N_{0.04}P_{0.07}$ и барьерные слои из GaP не легировалась.. Исследования проведены при комнатной температуре и гидростатических давлениях до 16 кбар и находятся в рамках актуальной проблемы создания оптоэлектронных устройств

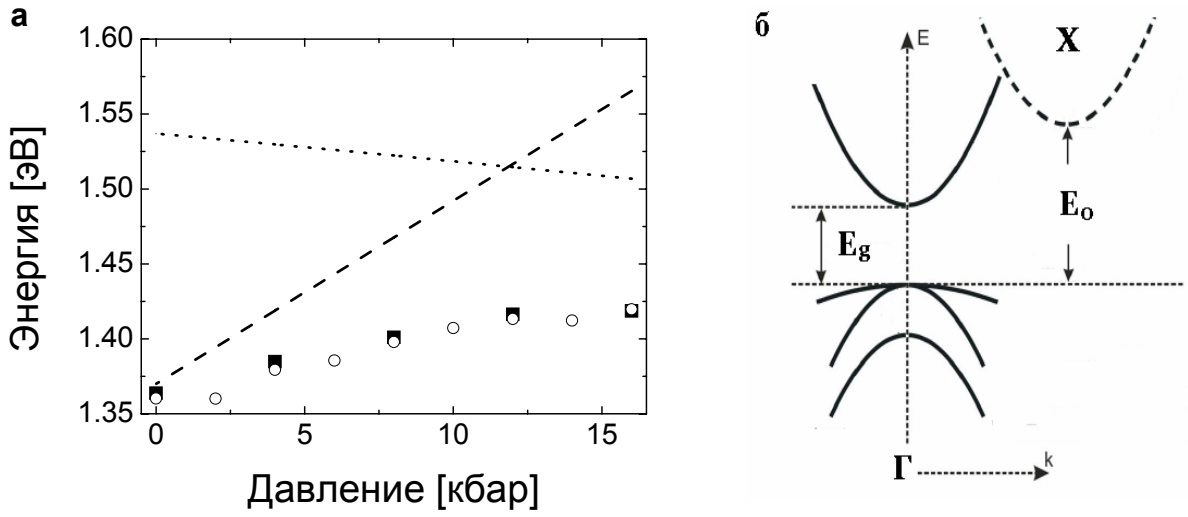


Рис.1. (а) Барическая зависимость положения максимума фотолюминесценции гетероструктуры с тремя квантовыми ямами GaP/$GaAs_{0.89}N_{0.04}P_{0.07}$/GaP (возбуждение аргоновым лазером – квадраты, возбуждение гелий-неоновым лазером – кружки). Штриховой и пунктирной линиями представлены результаты расчетов для прямой в точке Г и непрямой в точке X энергетических щелей. (б) Схема зонной структуры вблизи точки Г зоны Бриллюэна (см. текст)

на основе полупроводниковых материалов A3B5, согласованных по параметрам решетки с кремниевой подложкой (используемая подложка *n*-GaP с постоянной решётки a = 5.45 Å уже намного ближе к кремнию с a = 5.35 Å по сравнению с обычно применяемой подложкой из GaAs с a = 5.65 Å). Давление, в общем русле проблемы, выступает в качестве параметра, влияющего на ширину запрещенной зоны, то есть длину волны излучения, в активной области структуры.

Автоматизированная установка для измерения спектров фотолюминесценции на базе зеркального монохроматора обеспечивала точность измерений и спектральное разрешение не хуже 0.1 нм (0.3–0.4 мэВ). Для повышения чувствительности и помехозащищенности применялась модуляционная методика, а спектральный диапазон определялся параметрами охлаждаемого жидким азотом германиевого детектора и составлял 660 – 1600 нм (0.77 – 1.88 эВ). В качестве источников света использовались гелий-неоновый и аргоновый лазеры с длиной волны излучения, соответственно, 632.9 и 514.5 нм. Гидростатическое давление создавалось в камере из мартенситной никель-хромовой стали с оптическим окном из сапфира. Передающей средой служила смесь этанол-метанол в соотношении 1:4.

Приведенные на рис.1 спектры фотолюминесценции получены экспериментально и демонстрируют под давлением P монотонный сдвиг положения максимума в голубую область спектра. При P = 16 кбар сдвиг положения максимума фотолюминесценции достигает величины $\Delta E \approx 55$ мэВ (рис.1 *а*). Величина сдвига определяется значительным ростом энергетической щели в $GaAs_{0.89}N_{0.04}P_{0.07}$ под давлением [1,2], приложение которого при этом несущественно (в соответствие с близкими по величине упругими модулями GaP и $GaAs_{0.89}N_{0.04}P_{0.07}$) влияет на исходное несоответствие решёток гетероструктуры и подложки.

На рис.1 *б* приведена схема расположения зонных экстремумов вблизи точки Г зоны Бриллюэна, энергетическая щель E_g в которой определяет при P = 0 все прямые оптические переходы Г → Г. Однако по мере увеличения давления происходит сближение энергетического положения минимумов зоны проводимости в Г и X, и при некотором значении давления минимальной энергетической щелью становится энергетический зазор E_0 в точке X, имеющий другую барическую зависимость, в результате чего доминирующими становятся непрямые переходы Г → X [1]. Результаты расчета барических зависимостей прямой и непрямой энергетических щелей для объёмного $GaAs_{0.89}N_{0.04}P_{0.07}$, представленные на рис.1 *а*, демонстрируют наличие точки кроссовера

термов в Г и X при P ≈ 12 кбар, что практически совпадает со значением давления, при котором происходит значительное уменьшение скорости смещения положения максимума спектра фотолюминесценции от давления.

Тезисы доклады основаны на материалах исследований, проведенных Мироновым Д.Е. в лаборатории профессора Хайбродта В. (Марбургский университет Филиппса, Германия) в соответствие с тематикой гранта Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант №07-02-00866).

Автор выражает признательность профессору, д.ф.-м..н. Мининой Н.Я. и доценту, д.ф.-м.н. Богданову Е.В. за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. Levinstein M., Rumyanstev S., Shur M. (1996) Handbook Series on Semiconductor Parameters: Elementary A3B5 Semiconductors. London: World Scientific.

2. Shan W., Walukiewicz W., Yu K.M., Wu J., Ager J.M., Haller E.E., Xin H.P., Tu C.W. (2000) Nature of the fundamental band gap in GaN_xP_{1-x} alloys // Applied Physics Letters, v.76, №22, p. 3251–3253.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ТЕРМИЧЕСКИ ОКИСЛЕННЫХ КРЕМНИЕВЫХ НАНОСТРУКТУР

Ларцев А.В.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: receive-spam@yandex.ru

В последнее время большое внимание уделяется исследованию свойств наноструктурированных материалов и композитов. Они замечательны тем, что обладают принципиально новыми свойствами, не присущими исходным материалам. Кроме того, можно изменять свойства нанокомпозитов в широких пределах, изменяя количественное соотношение составляющих компонентов.

Примером такой среды может служить окисленный пористый кремний, представляющий собой ансамбль кремниевых нанокристаллов, покрытых слоем оксида кремния. В нашей работе исследуется спектры поглощения термически окисленных слоев мезопористого кремния в широком спектральном диапазоне (от ближнего ИК до УФ) для образцов различной пористости.

Образцы мезопористого кремния были приготовлены стандартным методом электрохимического травления пластин кристаллического кремния [1] *p*-типа с удельным сопротивлением от 3 до 45 мОм·см. Электролит состоял из водного раствора плавиковой кислоты с добавлением спирта в следующих пропорциях: $HF(48\%):C_2H_5OH=1:1$. Плотность тока составляла от 30 до 50 мА/см^2, время травления 30 минут. После окончания процесса порообразования, мезопористый кремний отслаивался от подложки путем кратковременного увеличения плотности тока до 500 мА/см^2. Далее, полученные слои подвергались термическому окислению на воздухе течение 30 минут при максимальной температуре от 300 до 900°C.

Измерения оптических спектров проводились на спектрофотометре Shimadzu UV3600 в диапазоне от 200 до 900 нм. Пористость неотожжённых образцов определялась гравиметрическим методом [2].

Проведённые эксперименты показали, что, меняя условия приготовления исследуемых образцов, можно контролируемым образом перестраивать их спектр поглощения. Увеличение температуры окисления приводит к сдвигу края поглощения в коротковолновую область. Данное явление может найти применение в УФ защите материалов. В работе приводится качественная модель, позволяющая описать сдвиг края поглощения, обнаруженный экспериментально.

Научный руководитель работы – старший преподаватель, кандидат ф.-м. наук Павликов А.В.

Литература

1. A.G. Cullis, L.T. Canham, P.D.J. Calcott. J. Appl. Phys., 82, 909 (1997).

2. Herino R., Bomchil G., Baria K., Bertrand C., Ginoux J. L. "Porosity and pore size distribution of porous silicon layers" // J. Electrochem. Soc., 1987, v.134, pp.1994-2000

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК ТЕЛЛУРИДА КАДМИЯ В ПОРИСТОЙ МАТРИЦЕ ОКСИДА КРЕМНИЯ

Масленников Е.Д, Пискунов Н.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: lshirk@yandex.ru

В некоторых приложениях лазерной физики (светоизлучающие устройства, визуализаторы ИК-излучения) твердотельные материалы более предпочтительны, нежели суспензии. Поэтому целесообразным является внедрение квантовых точек (КТ) в матрицу, с сохранением при этом у получившегося нанокомпозитного материала всех требуемых для приложения преимуществ КТ. Тем не менее, изготовление и свойства структур на основе КТ полупроводников материалов A_2B_6, внедрённых в диэлектрическую матрицу, ранее не были подробно изучены, несмотря на практическую необходимость.

Основой при создании нами нанокомпозитного материала являлись КТ CdTe, успешно синтезированные в ходе двухшаговой химической реакции $Cd(ClO_4)_2$, H_2Te и тиогликолевой кислоты. Описанный метод позволяет синтезировать нанокристаллы с размером от 1,5 до 5,5 нм. В зависимости от их размера спектр фотолюминесценции лежит в диапазоне от 500 до 800 нм. В качестве твердотельной матрицы использовались отделённые от подложки плёнки пористого кремния, сформированные в результате травления пластин кремния сильнолегированного бором (удельное сопротивление 3-5 мОм·см) с ориентацией поверхности (100) током с плотностью 50 мА/см^2 в растворе HF:C_2H_5OH в течении 8 минут и последующим окислением на воздухе при температуре 900˚С в течение двух часов. Толщина плёнки составляла 25 мкм. Для изготовления композитного материала использовался метод пропитывания: на плёнку SiO_x последовательно наносилось несколько капель водно-спиртового раствора КТ CdTe, и при этом визуально контролировалась обратная сторона плёнки.

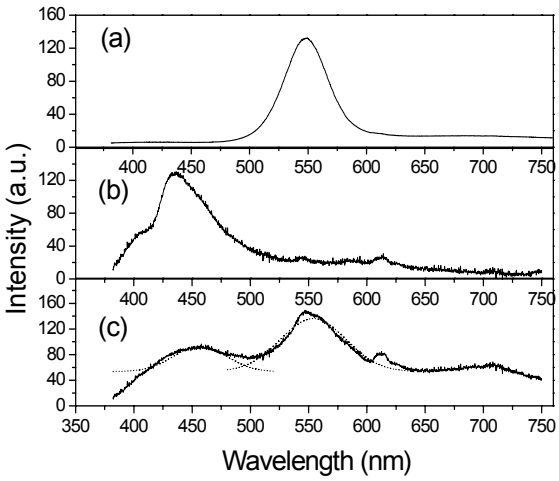


Рис.1. Спектры фотолюминесценции: КТ CdTe (a), плёнки SiO_x (b) и нанокомпозитного материала CdTe/SiO_x (c).

Методами однофотонной и двухфотонной фотолюминесцентных спектроскопий были изучены свойства сформированного нанокомпозитного материала на основе КТ CdTe, внедрённых в пористую матрицу оксида кремния. Подтверждено заполнение пор квантовыми точками по всей толщине образца и превалирование их свойств над свойствами матрицы. (Рис.1.) При однофотонном возбуждения азотным лазером с λ = 337 нм наблюдалась линейная зависимость сигнала ФЛ от мощности накачки, при этом зависимость сигнала ДФЛ от интенсивности возбуждающего импульса представляет нелинейную кривую, хорошо описываемую теоретической зависимостью. Произведена оценка коэффициента двухфотонного поглощения КТ CdTe, его величина составила β = 8 ±0.5 см/ГВт, что более чем в четыре раза превосходит соответствующую для кристаллического теллурида кадмия (1.8 см/ГВт). Таким образом, нами был получен нано-

композитный материал, удобный в применении, обладающий при этом желаемыми оптическими свойствами КТ.

Литература

1. S. Ossicini, L. Pavesi, F. Priolo // 2003, Springer.
2. L. Pan, A. Ishikawa, N. Tamai // Physical Review B. 2007, v. 75, 161305.
3. L. A. Padilha, J. Fu, D. J. Hagan. // Physical Review B. 2007, 75, 075325.

МОРФОЛОГИЯ ПОВЕРХНОСТИ, ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И СТРУКТУРА ПОЛИ-*П*-ФЕНИЛЕНВИНИЛЕНА И НАНОКОМПОЗИТОВ НА ЕГО ОСНОВЕ, СИНТЕЗИРОВАННЫХ ГАЗОФАЗНОЙ ПОЛИМЕРИЗАЦИЕЙ НА ПОВЕРХНОСТИ

Морозов П.В.

Московский педагогический государственный университет, Москва, Россия
E–mail: morozov@cc.nifhi.ac.ru

Синтез и исследование свойств сопряженных полимеров и нанокомпозитов на их основе представляет большой научный и практический интерес в связи с возможностью их применения в качестве органических электролюминесцентных и фотовольтаических материалов, квантовых генераторов, материалов с нелинейными оптическими свойствами. Наиболее перспективным сопряженным полимером является поли-*п*-фениленвинилен (ПФВ). В качестве наполнителей использовали ZnS, CdS и PbS. Для повышения эффективности люминесценции и баланса подвижностей зарядов важно уметь контролировать морфологию поверхности и структуру полимерного слоя. *Целью работы* являлась оптимизация синтеза ПФВ методом газофазной полимеризации, внедрение и стабилизация наночастиц в полимерной матрице, исследование структуры и свойств полученных материалов. Газофазной полимеризацией дихлор-*п*-ксилола и совместным осаждением сульфидов (CdS, ZnS, PbS) с последующей термообработкой прекурсора, получены тонкопленочные композиционные материалы на основе поли-*п*-фениленвинилена, с различным содержанием полупроводниковых наночастиц. Температура подложки была -196°C, остаточное давление в системе ~10^{-5} Торр, наночастицы получали электронным или прямым испарением сульфидов из танталовой лодочки, нагреваемой переменным током. Конденсат мономеров и частиц сульфидов осаждали на подложки: оксид индий-олово на кварце (ITO), кремний (100). Изучена морфология поверхности: в качестве модели взята скейлинговая теория роста [1], построены корреляционные функции. Шероховатость поверхности увеличивается с ростом толщины пленок, коэффициент изрезанности α для образцов ПФВ-ZnS равен 0.82±0.05, можно предположить: рост пленки идет по механизму как объемной, так и поверхностной диффузии. Структуру исследовали методами рентгеноструктурного анализа в больших углах, рассчитали средний эффективный размер частиц сульфидов: 5-15 нм диаметр, зависит от концентрации.

Выводы: метод легко совместим с технологическими процессами, применяемыми в микроэлектронике, пленки наносятся в вакууме на подложки большой площади и произвольной формы. Меняя концентрацию наночастиц в полимере, можно варьировать длину волны флуоресценции, влиять на поглощательную способность пленок электромагнитного излучения в УФ и видимом диапазоне.

Работа поддержана грантом Российского Фонда Фундаментальных Исследований: № 08-03-00695.

Автор выражает благодарность к.ф.-м.н. Григорьеву Е.И., к.ф.-м.н. Завьялову С.А., профессору, д.х.н. Чвалуну С.Н., профессору, д.х.н. Разумовской И.В. за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. 1. Meakin P. // Fractals, Scaling and Growth Far from Equilibrium, Cambridge University Press, 1998.

ДИНАМИКА РЕКОМБИНАЦИЙ ЭКСИТОНОВ В АНСАМБЛЯХ НАНОКРИСТАЛЛОВ КРЕМНИЯ ПРИ ВЫСОКИХ УРОВНЯХ ОПТИЧЕСКОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ

Пентегов И.С.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
sandre.fuego@gmail.com

Полупроводниковые нанокристаллы позволяют реализовать свойства, недоступные для объемных материалов. Так, например, в результате квантового размерного эффекта, энергия связи экситона, локализованного в нанокристалле, существенно выше, чем в объемном кремнии, и, поэтому, даже при комнатной температуре наблюдается интенсивная ФЛ кремниевых квантовых точек, находящихся в матрице диэлектрика, что можно использовать на практике при создании новых светоизлучающих устройств.

В работе были исследованы образцы, содержащие кремниевые нанокристаллы со средними размерами 3-4 нм, внедренные в слои диоксида кремния. Измерения спектров и кинетик ФЛ были проведены при различных интенсивностях оптического возбуждения, для чего использовались различные лазерные источники излучения. На рис.1 приведены спектры ФЛ образцов, возбуждаемых непрерывным излучением лазера с длиной волны λ_{ex}=473 нм.

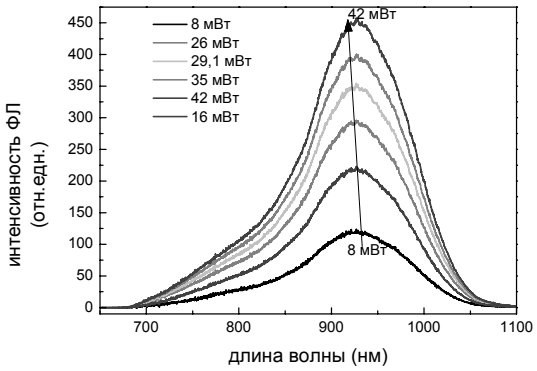


Рис. 1. Спектры ФЛ нанокристаллов кремния при различных мощностях возбуждения лазером с длиной волны λ_{ex}=473 нм (диаметр пятна на образце 1мм, T=300 K).

Как видно из рис.1, форма спектров ФЛ слабо изменяется с увеличением интенсивности возбуждения, в то время как интенсивность ФЛ растет практически линейно с ростом интенсивности возбуждения. При больших уровнях возбуждения наблюдалось искажение формы полосы ФЛ и нелинейная зависимость ее интенсивности от интенсивности возбуждения. Указанные эффекты можно объяснить процессами многочастичной рекомбинации в ансамблях нанокристаллов кремния.

[1]Автор выражает благодарность проф. В.Ю. Тимошенко за внимание к работе и помощь в подготовке тезисов.

ФОРМИРОВАНИЕ СТЕРЖНЕОБРАЗНЫХ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ПРЕЦИПИТАТОВ СИЛИЦИДА НИКЕЛЯ ПРИ МАГНЕТРОННОМ НАПЫЛЕНИИ УГЛЕРОДА И НИКЕЛЯ НА КРЕМНИЙ

Сергачев И.А.[1], Черных П.Н.[2]

МГУ имени М.В. Ломоносова, [1]физический факультет, [2]НИИЯФ, Москва, Россия, E–mail: ii@issl.ru

Силициды переходных металлов играют важную роль в микроэлектронике в качестве материала низкоомных контактов, электродов затворов, металлизации межсоединений кремниевых БИС и СБИС. Их большая практическая ценность стимулирует интенсивные исследования [1, 2] процессов формирования, устойчивости и электрофизических свойств в глубоко субмикронном и нанометровом диапазонах характерных размеров элементов современной и перспективной наноэлектроники.

В работе [3] сообщалось об обнаружении упорядоченной структуры стержнеобразных преципитатов силицидов Pd_2Si, ориентированных вдоль направлений <110> и <-110>, при отжиге образцов с пленкой Pd, нанесенной на (001) Si. В данной работе мы сообщаем об обнаружении аналогичной структуры с образованием силицидов никеля.

Формирование стержнеобразных структур, ориентированных вдоль направлений <110> и <-110> кристалла кремния (Рис.1) было обнаружено при одновременном магнетронном осаждении углерода и никеля на кремниевую подложку с ориентацией (001) с естественным окислом кремния. Осаждение в аналогичных условиях на кремниевую подложку с ориентацией (111) не приводило к формированию стержнеобразных структур.

Вид и структура покрытий анализировались с помощью методов сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), оптической микроскопии и каналирования ионов. Анализ состава покрытия в конкретных точках проводился с помощью рентгеновской приставки к СЭМ. Эти исследования показали, что стержнеобразные структуры представляют собой эпитаксиальные преципитаты силицида никеля. В докладе излагаются результаты экспериментальных исследований и их анализ.

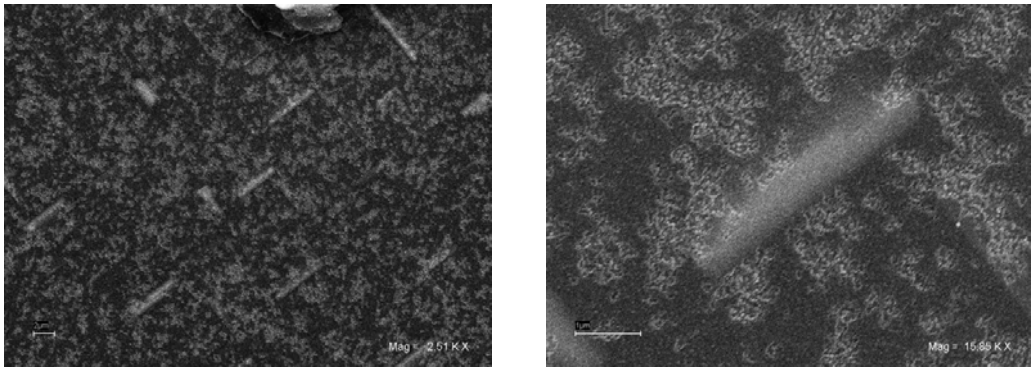


Рис.1. Преципитаты силицида никеля на поверхности кремния

Литература

1. Ш. Мьюрарка. (1986) Силициды для СБИС. М. «Мир», с. 176.
2. M. A. Nicolet, S.S. Lau. (1983) Formation and characterization of transition-metal silicides. VLSI electronics: Microstructure Science, v.6, ch. 6, pp. 329-464. –N.Y.: Academic Press
3. S. Vaidya, S.P. Murarka. (1980) Appl. Phys. Lett., №37 p. 52

НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫЕ ПЛЕНКИ МЕТАЛЛ–ПОЛУПРОВОДНИК: ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ И ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ

Терехов Ю.Е., Гончар К.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
e-mail: yury.terekhov@gmail.com

В теоретическом плане активно обсуждалось предложение осуществить регенерацию потерь энергии плазмонов путем объединения металлических наночастиц в общей гибридной структуре с активной средой. В качестве активной среды можно использовать квантовую яму – планарную гетероструктуру, сформированную на поверхности полупроводникового материала. Излучение, генерируемое в результате оптического возбуждения гетероструктуры, может взаимодействовать резонансным образом с колебаниями в наночастицах резонаторов – дипольных антенн, каковыми являются на-

ночастицы. Компенсация потерь открывает перспективы для практических приложений метаматериалов, в частности реализации эффекта суперлинзы в оптическом диапазоне.

В данной работе используются наноструктурированные пленки[1] металл-полупроводник, состоящие из полупроводниковых гетероструктур и нанесенных на них методом электронной литографии области двумерных решеток металлических П-образных элементов (метапленок), различающихся периодами L и геометрическими параметрами. Исследуемый образец накачивался поляризованным светом He-Ne лазера с длиной волны 0.63 мкм мощностью 2 мВт. Регистрировалось спонтанное излучение (сигнал фотолюминесценции), выходящее под углом 90º к поверхности образца. Измерение спектров фотолюминесценции производилось с учетом поляризации, для чего между образцом и регистрирующим фотоприемником располагался анализатор.

В ходе экспериментов было установлено, что нанесение металлических частиц на поверхность гетероструктуры приводит к существенной модификации спектров люминесценции. Это в большей степени выражено для областей с меньшим пространственным периодом (300нм). Максимум излучения во всех случаях приходится на 1492нм. Особенностью спектров является повышение относительной интенсивности люминесценции в области более коротких длин волн по сравнению с сигналом люминесценции от поверхности квантово-размерной структуры без метапленки.

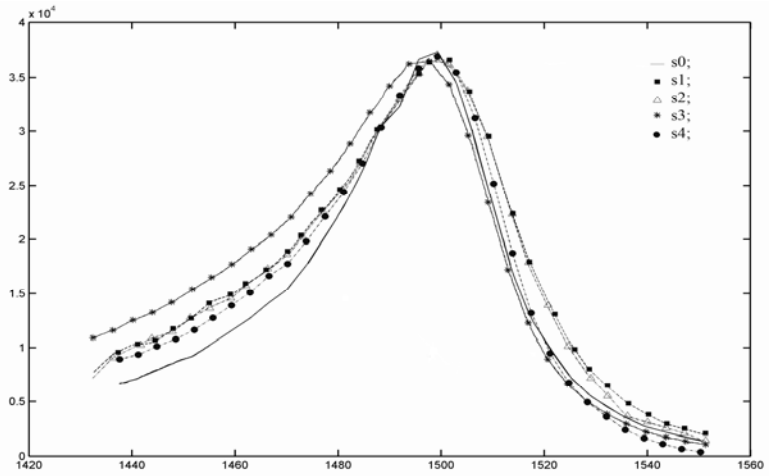


Рис. 1 Спектры фотолюминесценции наноструктуртурированных пленок с периодом резонаторов 300 нм. Сплошная линия – спектр в отсутствие решетки резонаторов

[1]Авторы выражают благодарность Богданову А.Л. за предоставленные образцы.

Литература

1. Andrey K. Sarychev, Gennady Tartakovsky, Magnetic plasmonic metamaterials in actively pumped host medium and plasmonic nanolaser, PHYSICAL REVIEW B 75, 085436 2007

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КВАНТОВЫХ ТОЧЕК CdSe

Целиков Г.И.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: gleb@vega.phys.msu.ru

Квантовые точки представляют собой большой интерес для ученых в силу своих уникальных оптических свойств. К таковым можно отнести высокий квантовый выход, узкая симметричная полоса фотолюминесценции, устойчивость к фотообесцвечиванию. Все это позволяет найти им массу применений. Из биологических применений стоит отметить люминесцентные метки. Также они могут использоваться в качестве активной среды для лазера, причем особо стоит отметить возможность управлять длиной волны излучения посредством изменения размера квантовых точек.

Исследовались квантовые точки селенида кадмия в растворе гексана, приготовленные методом коллоидной химии. Размер квантовых точек 3.5 нм, что было под-

тверждено величиной сдвига полосы фотолюминесценции в коротковолновую область вследствие квантового размерного эффекта. Были получены спектр фотолюминесценции, а также временные зависимости спада фотолюминесценции. Следующим шагом исследований стало изучение свойств квантовых точек на подложке из окисленного мезопористого кремния, которая была приготовлена стандартным методом электрохимического травления. Изменение спектра и времени спада фотолюминесценции свидетельствует о появлении дополнительных поверхностных состояний, которые могут быть вызваны дефектами на границе квантовая точка-матрица. Также было обнаружено увеличение времени спада фотолюминесценции при увеличении концентрации квантовых точек, нанесенных на матрицу.

В ходе экспериментов нами был обнаружен ряд важных и интересных свойств исследуемого образца. В дальнейшем планируется исследовать поведение люминесценции квантовых точек при увеличении мощности возбуждающего излучения.

Литература.

1. L. V. Keldysh. Excitons in semiconductor-dielectric nanostructures.// Phys. Stat. Sol (a) 164, 3 (1997);

2. V. N. Babentsov. Defects with deep donor and acceptor levels in nanocrystalls CdTe and CdSe.// Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics, 2006. V. 9, N 3. P. 94-98;

3. L. Medenitz, H. Tetsuouyeda, E. R. Goldman, H. Mattousi. Quantum dots bioconjugates for imaging, labelling and sensing.//Doi:10.1038/nmat1390

СОЛНЕЧНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ НА ОСНОВЕ ОКСИДА ЦИНКА, СЕНСИБИЛИЗИРОВАННЫЕ ОРГАНИЧЕСКИМ КРАСИТЕЛЕМ D149

Чертопалов С.В.

Донецкий национальный университет, физический факультет, Донецк, Украина, E–mail: chertopalov@mail.ru

В работе [1] была предложена модель солнечного элемента на основе диоксида титана TiO_2, красителя на основе трёхмерных комплексов рутения, электролита на основе йода и противоположного электрода с платиновой тонкой плёнкой. Замена элементов платиновой группы для красителя и противоположного электрода является актуальной задачей на сегодняшний день, что позволит сделать процесс изготовления солнечных элементов такого типа более дешевым.

В данной работе рассматривается структура и фотовольтаические свойства солнечного элемента на основе оксида цинка, сенсибилизированного органическим красителем D149. Исходя из литературных данных, ZnO имеет более высокую подвижность электронов, чем TiO_2. Преимуществом ZnO пленки выращенной электрохимическим методом из водного раствора ZnCl (5 mM) в фоновом электролите KCl (0.1 M), является использование низкотемпературного осаждения из раствора при температуре 70ºC [2]. Другой важной особенностью данного метода, является возможность управлять структурой пленки ZnO - от сплошной (ZnOc) до столбчатой (ZnOp). С использованием красителя Eosin Y были получены пористые (столбчатые) структуры с большой площадью поверхности. В качестве материала подложки использовались стекла, покрытые слоем ITO, с толщиной 300 нм или с проводящим слоем FTO, толщиной 1 мкм. Были получены структуры стекло/ITO/ZnOc/ZnOp/краситель/электролит/электрод на основе красителя D149. Для электролита использовался следующий состав – (0.5M Tetra Propyl Ammonium Iodide (TPAI) + 0.05M I_2 acetonitrile/ethylenecarbonate (v/v=1/4)).

Для анализа полученных плёнок ZnO, были проведены рентгенофазовый анализ (RINT Ultima III/PC) и исследование морфология поверхности, а также проведен кон-

троль толщины на сколе многослойной структуры с использованием растрового электронного микроскопа (Hitachi S-4800 FE-SEM). В отличие от сплошных пленок ZnO, которые получались поликристаллическими с преимущественной ориентацией (002), для столбчатых кристаллитов характерна ориентация с плоскостью (002). В зависимости от времени электрохимического осаждения были получены структуры различной толщины. Показано влияние толщины ZnOp слоя на фотовольтаические характеристики фотоэлементов. При увеличении толщины пористого слоя ZnO, КПД солнечных элементов возрастает от 1% до 4%. Это может быть связано с увеличением площади взаимодействия ZnO – краситель. Коэффициент фотонно-электронного преобразования составил 27.4% и 38.5% на длинах волн 390 нм и 540 нм соответственно.

Тезисы доклады основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта New Energy and industrial technology Development Organization (NEDO, Japan).

Автор выражает признательность профессору Tsukasa Yoshida, Gifu University за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. O'Regan, B., Grätzel, M. (1991) A low-cost, high-efficiency solar cell based on dye-sensitized colloidal TiO_2 films // Nature V.353, №6346, p. 737-740.

2. Yoshida, T., Zhang, J., Komatsu, D., et al. (2009) Electrodeposition of Inorganic/Organic Hybrid Thin Films // Adv. Funct. Mater., V.19, №1, p. 17-43.

ЗАВИСИМОСТЬ СПЕКТРОВ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И ЭФФЕКТИВНОСТИ СВЕТОДИОДОВ БЕЛОГО СВЕЧЕНИЯ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

[***]Чуяс А.В., Татулин В.В.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: c.alexey@gmail.com

Создана установка для исследования спектров электролюминесценции, вольтамперных характеристик и эффективности светодиодов и их зависимости от температуры. Исследованы спектры электролюминесценции и эффективность светодиодов белого свечения, созданных на основе кристаллов синего свечения, покрытых люминофором на основе алюмоиттриевых гранатов с примесью активных ионов церия – $Y_3Al_{5-y}Ga_y0_{12}:Ce^{3+}$, в диапазоне от -10 до +90 ^{0}C.

Показано, что интегральная интенсивность излучения белых светодиодов линейно падает с увеличением температуры в интервале от 0 до +70 ^{0}C. Коэффициент линейной зависимости составляет 2.5 – 3.3 %/10^{o}C. Пик интенсивности светодиода, соответствующий излучению люминофора, смещается на 1-2 нм.

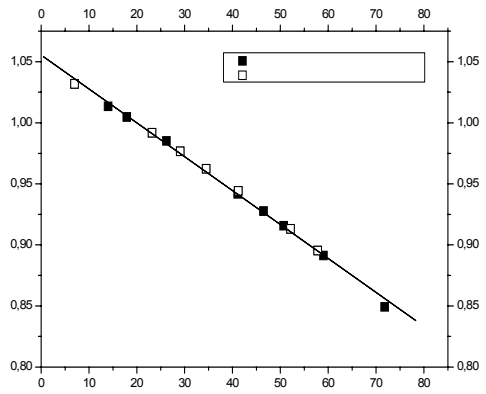
Обнаружено, что форма синей линии в кристалле существенно меняется, как с длинноволновой (со стороны люминофора), так и с коротковолновой стороны. Знаменатель в показателе экспоненциального спада коротковолновой части пропорционален температуре, $E_1 = n \cdot kT$, но величина коэффициента n существенно больше единицы, n=2.2÷9.0. Это можно объяснить влиянием поглощения излучения кристалла люминофором.

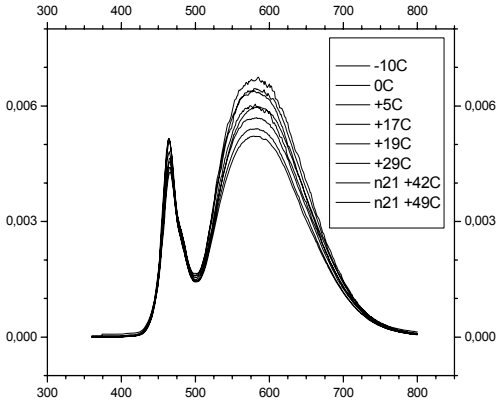
Показано, что уменьшение интенсивности белых светодиодов в основном связано с уменьшением коэффициента эффективности преобразования изучения в люминофоре.

Показано, что с увеличением температуры координаты цветности белых светодиодов сдвигаются в область холодного свечения вследствие уменьшения относительной доли излучения люминофора. Соответственно сдвигается коррелированная цветовая температура. Эти изменения – наибольшие для светодиода “теплого” свечения, соз-

[***] Работа отмечена жюри как имеющая инновационный потенциал.

данного на подложке из карбида кремния, поскольку доля относительной интенсивности излучения люминофора для него была наибольшей.





Литература

1. DenBaars. DOE SSL Market Introduction Workshop 2008, Oregon.
2. Никифоров С.Г.// “Температурные зависимости параметров светодиодов”. http://www.expertunion.ru/istochniki-sveta/temperatura-svetodiodov.html

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Председатель подсекции
проф. Жуковский Владимир Чеславович

THE DESCRIPTION OF A FLOW BACK EFFECT IN A SCREW CONVEYOR FROM THE KINETIC THEORY STANDPOINT.

*Zolotarev P.S.

Ulyanovsk State Agricultural Academy, Ulyanovsk, Russia
E-mail: zolotarev.pavel@mail.ru

A screw conveyor has wide-spread applications in industry for transportation free flowing bulk and granular solids. The theoretical accompanies of this device represents one of the most important and yet unsolved problem of the modern physics. During the convey action granular materials undergoes the flow back effect [1]. If particles were found in some regions in the casing, they were 'captured' by 'holes' and will 'radiate' in the tube or in the feed intake.

In conjunction with this fact we solve the problem from the kinetic theory standpoint [2]. Let $f(r,p,t)$ be the number of particles in the interval of the phase space $d\Gamma$. This function obeys the equation

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \&\frac{\partial f}{\partial r} + \&\frac{\partial f}{\partial p} = C[f] + \alpha(r,p,t) - |v|\int \beta(\Gamma,\Gamma')f(\Gamma')d\Gamma', \qquad (1)$$

where $C[f]$ stands for collisions between particles, $\alpha(r,p,t)$ stands for the rate of emission of particles in the phase volume, and $\beta(\Gamma,\Gamma')$ describes the scattering on 'holes'. For the sake of convenience we also distinguished the multiplier $|v| = p/m$. If we consider the case when the source $\alpha(r,p,t)$produces the actual distribution of particles in the tube, we find solution of (1) in the form

***

If we consider the case when the source $\alpha(r,p,t)$produces the actual distribution of particles in the tube, we find solution of (1) in the form

$$f = e^{-\tau}\tilde{f}, \qquad (2)$$

where $\tilde{f}$ obey the standard kinetic equation with 'holes' terms omitted ($\beta = 0$) $\frac{d\tilde{f}}{dt} = \alpha(t)$, the value τ

$$\tau(t) = \int_0^l \beta_1(r(s))ds, \qquad (3)$$

is the decrease coefficient describing the damping along the tube with the coordinate l. this components express the capture and the radiation of particles by 'holes'. In the case when the distribution of 'holes' takes the structure $\overline{F}(R_{\pm},a,U) = g(a)F(R_{\pm},U)$, the value $\beta_1(r)$ connects with the density of 'holes' as

---

* Доклад отмечен дипломом конференции как лучший на подсекции.

$$\beta_1(r) = \pi\overline{a^2}n(r), \tag{4}$$

where $\overline{a^2} = \int a^2 g(a)\,da$ and $n(r) = n_+(r) + n_-(r)$ is the total density of 'holes' $n_\pm(r) = \sum_n \delta\left(\vec{R}_\pm^n - \vec{r}\right)$.

Basing on experimental data me may amuse that function $n(r)$ has decreasing form and e.g., if it is a linear law than the decrease coefficient and hence damping is determined merely as a square of l, where l is the coordinate along the tube.

Bibliography

1. Rademacher F.J.C. On possible flow back in vertical screw conveyors for cohesionless granular materials // Journal of Agricultural Engineering Research. 1981. V.26. I. 3, p. 225-250.

2. Kirillov A.A., Savelova E.P., Zolotarev P.S. Propagation of cosmic rays in the foam-like Universe // Physics Letters B. 2008. V. 663, p. 372-376.

ТЕРМОДИНАМИКА КОСМОЛОГИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ С ПЕРЕМЕННЫМ УРАВНЕНИЕМ СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА

Аббязов Р.Р.

Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия
E-mail: renren2007@yandex.ru

В работе [1] была предложена двухкомпонентная космологическая модель с пространственно-плоской метрикой Фридмана-Робертсона-Уокера (ФРУ) и материей в виде скалярного поля и идеальной жидкости с переменным уравнением состояния вещества общего вида $p = \gamma(t)\varepsilon$ (p - давление, ε - плотность энергии жидкости). Основная идея работы состояла в получении такого сценария развития Вселенной, начиная со стадии инфляции, в котором обычная материя возникала бы в результате эволюции из скалярного поля и квазивакуума, первоначально заполняющих её. Переход части материи в обычную форму из полевого состояния осуществлялся в работе в условиях теплового равновесия двух форм материи. Это условие позволило найти в явном виде уравнение для параметра $\gamma(t)$ из требования равенства температур, соответствующих полевой и материальной компонентам. Был проведен анализ динамики целого класса таких моделей, выделенных общим условием на характер эволюции плотности полной энергии $W(\varphi)$ скалярного поля φ вида:

$$\dot{W} = -kW^\alpha,$$

где k и α - постоянные. Во всех таких моделях с $1 < \alpha \le 3/2$ полная энергия поля убывает со временем, а потенциал самодействия поля имеет вид $V(\varphi) = A\varphi^M - B\varphi^N$. Момент времени $t = 0$ в этих моделях соответствует космологической сингулярности. Как было показано, во всех таких моделях параметр $\gamma(t)$ эволюционирует так, что $\lim_{t\to 0}\gamma = -1$, $\lim_{t\to\infty}\gamma = -1$. Это означает что всегда независимо от начальных условий Вселенная рано или поздно выходит на ускоренное расширение, а материя приобретает свойства квазивакуума. Кроме того, в этих моделях есть обязательно эпоха, в которой превалирует вещество с параметром $\gamma \ge 0$. Важность этого вывода состоит с одной стороны в том что именно такая ситуация соответствует современным представлениям о характере эволюции Вселенной вплоть до настоящего времени, а с другой, содержит минимум материальных и математических ингредиентов для своего обоснования. Это делает класс таких моделей достаточно перспективным для создания моделей, включающих и эволюцию возмущений плотности. Модели с изменяющимся уравнением состояния материи в настоящее время представляются наиболее адекватными для сопоставления с экспериментальными данными. В целом ряде работ производится анализ способов про-

верки таких моделей по экспериментальным данным и собственно сами проверки (см., например, [2,3]).

В настоящей работе проводится анализ для случая $\alpha = 1$ в рамках условия (1), который не был рассмотрен в [1]. Кроме этого даются точные решения для всех параметров модели с $1 < \alpha \le 3/2$, для которых в [1] были приведены лишь численные решения. В работе также рассматриваются некоторые важные термодинамические характеристики модели, позволяющие в дальнейшем связывать модель с экспериментальными данными.

Литература

1. Журавлев В.М. (2001) Двухкомпонентные космологические модели с переменным уравнением состояния вещества и тепловым равновесием компонент // ЖЭТФ, том 120, вып. 5(11).

2. Sahni, V. (2004) Dark Matter and Dark Energy // arXiv:astro-ph/0403324v3.

3. Sahni, V., Saini, T.D., Starobinsky, A.A., Alam, U. (2003) Statefinder-a new geometrical diagnostic of dark energy // arXiv:astro-ph/0201498.

ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ ПЕРЕИЗЛУЧЕНИЯ УЛЬТРАКОРОТКОГО ИМПУЛЬСА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ВОДОРОДОПОДОБНОГО АТОМА

Абикулова Н.В.

Поморский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Архангельск, Россия
E-mail: natalya_abikulov@mail.ru

Действие ультракороткого импульса электромагнитного поля на атом приводит к встряхиванию последнего и обусловливает различные электронные переходы внутри атома. Эти процессы сопровождаются переизлучением налетающего ультракороткого импульса. Исследовалась связь между спектром переизлученных фотонов ультракороткого импульса и переходом атомных электронов в конкретные состояния.

Парциальные спектры переизлучения, т.е. спектры излучения фотона с одновременным переходом атома водорода из состояния φ_0 в состояние φ_n, описываются формулой [1],[2]:

$$\frac{d^2W_{0n}}{d\Omega_{\mathbf{k}}\,d\omega} = \frac{1}{(2\pi)^2 c^3 \omega}\left|\left\langle \varphi_n \left| e^{-i\mathbf{kr}}\left[\frac{\partial \tilde{V}(\omega)}{\partial \mathbf{r}} \times \mathbf{n}\right] e^{-\int_{-\infty}^{\infty} V(t')dt'} \right| \varphi_0 \right\rangle\right|^2,$$

где W_{0n} – вероятность излучения фотона частотой ω и волновым вектором $\mathbf{k}$ при переходе атома в возбужденное состояние φ_n, $\tilde{V}(\omega)$ - Фурье-образ функции $V(t)$, описывающей потенциал взаимодействия электрона с электромагнитным полем, $d\Omega_{\mathbf{k}}$ – элементарный телесный угол, построенный в направлении $\mathbf{n}$ вылета переизлученного фотона, $\mathbf{r}$ – радиус-вектор атомного электрона.

Диаграмма направленности парциального спектра переизлучения запишется в виде:

$$\frac{d^2W_{nm}}{d\Omega_{\mathbf{k}}\,d\omega} = \frac{1}{(2\pi)^2 c^3 \omega}\left|f_0(\omega)\right|^2 E_0^2\{F_{nm}^2(q)\left(1-\sin^2\theta\cos^2\phi\right)+$$
$$+2\frac{\omega}{c}F'_{nm}(q)F_{nm}(q)A(\theta,\phi)\sin\theta\cos\theta\cos\phi+\left(\frac{\omega}{c}F'_{nm}(q)A(\theta,\phi)\cos\theta\right)^2\}.$$

В последнем соотношении $f_0(\omega)$ – функция, возникающая вследствие гауссовой формы налетающего импульса, $\mathbf{E}_0$ – амплитуда напряженности поля в ультракоротком электромагнитном импульсе, ω_0 – средняя частота налетающего ультракороткого импульса, $\mathbf{k}_0$ – его волновой вектор, θ,ϕ – сферические углы вылета переизлученного ато-

мом фотона, $A(\theta,\varphi)$ - функция зависящая от направления вылета переизлученных фотонов относительно направления падающего на атом ультракороткого импульса, $F'_{mn}(q)$ – производная формфактора [3] по импульсу q электромагнитного поля. При этом стоит отметить, что формфактор $F_{mn}(q)$ также будет также зависеть от углов вылета переизлученных фотонов.

Полученные парциальные спектры [4] переизлучения могут позволить связать диаграммы направленности с вероятностью возбуждения атомов в различные состояния. Анализ расчетных данных и полученных графиков по диаграммам направленности (рис. 1,2) и парциальным спектрам и сравнением с полными спектрами переизлучения позволил сделать следующие выводы.

По диаграмме направленности переизлучения можно точно определить состояние атома после взаимодействия с ультракороткими импульсами и предсказать спектр излучения атома при релаксации в основное состояние. Зависимость парциального спектра от частоты падающего ультракороткого импульса позволяет определить по спектру характеристики падающего на атом ультракороткого импульса электромагнитного поля. С ростом частоты падающего ультракороткого импульса существенно возрастает вероятность переизлучения при неупругих процессах внутри атома.

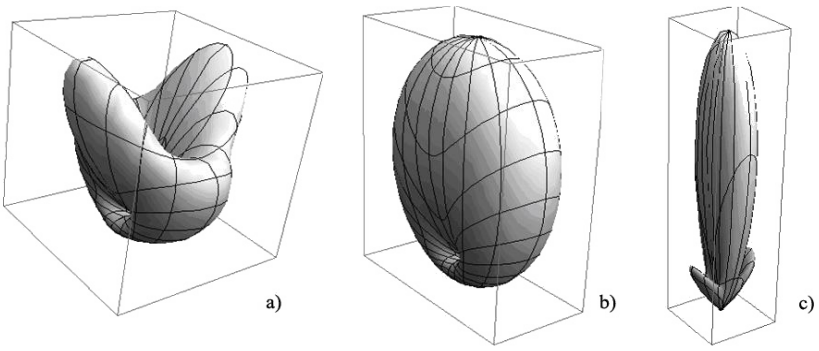


Рис.1. 3D-диаграмма направленности переизлучения соответствует переходу атома: a) – 1s-2p, сумма по всем проекциям орбитального момента, b) – упругому рассеянию атома 1s-1s, c) – 2s-2s

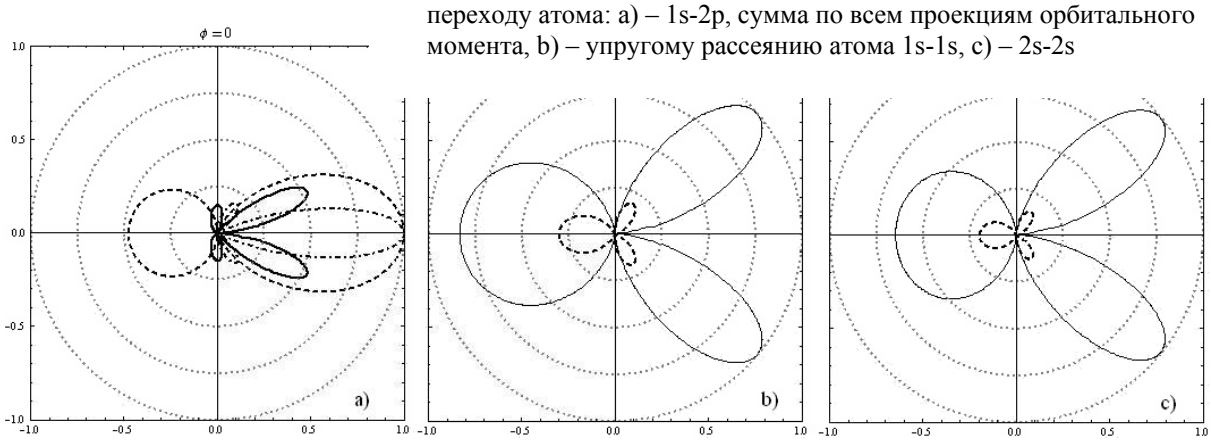


Рис. 2. Диаграмма направленности переизлучения ультракороткого импульса электромагнитного поля водородоподобного атома. a) пунктирная линия соответствует переизлучению без изменения состояния атома 1s-1s, штрихпунктирная – 2s-2s, сплошная – одновременному с переизлучением переходу атома 2s-2p, просуммированное по всем проекциям орбитального момента; b) пунктирная линия соответствует одновременному с переизлучением переходу атома из основного в возбужденное состояние 2s, сплошная – во все состояния 2p; c) пунктирная линия соответствует одновременному с переизлучением переходу атома из основного в возбужденное состояние 3s, сплошная – в состояния 3p, просуммированные по всем проекциям орбитального момента. Частота $\omega_0 = 62.5$ ат.ед.

Таким образом, парциальные спектры переизлучения могут стать инструментом исследования состояний атома в сверхсильных электромагнитных полях. Ультракороткие импульсы и процесс переизлучения могут быть использованы для приведения атомов среды в заданное состояние, при этом одновременно позволяют детектировать и контролировать состояние среды с высокой степенью точности.

Литература:

1. Матвеев В. И. // ЖЭТФ. 2003. Т. 124. № 5(11). С. 1023.

2. Есеев М. К., Матвеев В. И. // Оптика и спектроскопия, 2008. Т. 104., №6. С. 885.
3. Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. // Квантовая механика. М.: Наука, 1989. 768 с.
4. Есеев М. К., Матвеев В. И., Абикулова Н. В. // Оптика и спектроскопия, 2009, Т. 106. №2. С. 231.

ГРАНИЦЫ ПРИМЕНИМОСТИ КЛАССИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ

Алисултанов З.М.

Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия
mgm20001942@mail.ru

В имеющейся литературе много сказано о границах применимости законов классической электродинамики. Однако отсутствует достаточно сжатое и краткое изложение рассуждений, приводящих к установлению этих границ

Рассматривать элементарную частицу электрон как точечную нельзя, ибо тогда собственная энергия электрического поля электрона, пропорциональная q_e^2/r_e, при $r_e = 0$ обращается в бесконечность. Рассматривать электрон как абсолютно твёрдый шар с радиусом r_e также нельзя, так как классическая электродинамика, релятивистская теория, удовлетворяющие специальной теории относительности (СТО), опровергают существовании абсолютно твёрдых тел. Остается предположить электрон деформируемым с радиусом r_e, который можно оценить из равенства $m_e c^2 = q_e^2/r_e$, $r_e = q_e^2/m_e c^2 = 2{,}82 \cdot 10^{-13}\,см$. Внутри областей с $\lambda_{кл} \sim r_e$ поле нельзя описать классически.

Учёт квантовых эффектов увеличивает $\lambda_{кл}$. В классической электродинамике частота ω должна быть такой, чтобы не рождалась электрон-позитронная пара: $\eta\omega << m_e c^2$. Из этого неравенства следует, что размер области $\lambda_{кв}$, в которой есть электромагнитное поле, $\lambda_{кв} >> \lambda \geq \lambda_k = \eta/m_e c \approx 2{,}43 \cdot 10^{-10}\,см$. намного превышает $\lambda_{кл}$.

Известно, что в плоскости, перпендикулярной $\vec{H}$, электрон движется по окружности радиуса $R = \vartheta/\omega_c$, $\omega_c = |q|H/m_e c$. Если радиус электрона r_e, то о движении его по окружности можно говорить, если $r_e << R$. Из этого неравенства вытекает ограничение на величину H:

$$H_{кл} << m_e^2 c^4/q_e^2 \approx 7 \cdot 10^{15}\,э$$

Если потребовать, чтобы в магнитном поле не происходило квантование уровней Ландау, то должно выполняться неравенство $\eta\omega_c << m_e c^2$, которое уменьшает величину H:

$$H_{кв} << \frac{m_e^2 c^3}{\eta|q_e|} \approx 4 \cdot 10^{13}\,э$$

Если учесть и квантование уровней электрона в малых областях, то законы классической электродинамики можно применять в областях $\lambda >> a_Б > \lambda_k$ и в полях $H << \frac{m_e^2 c^3}{\eta|q_e|}$. Здесь $a_Б = \eta^2/m_e q_e^2 = 0{,}528 \cdot 10^{-8}$ - радиус первой боровской орбиты, λ_k - комптоновская длина волны электрона.

Литература

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика. Электродинамика. изд.Наука, Москва, 1969.

КВАНТОВАЯ ЗАПУТАННОСТЬ В МНОГОСПИНОВОЙ СИСТЕМЕ

Арифуллин М.Р.

Оренбургский государственный университет, Оренбург, Россия
E-mail: lanmars@rambler.ru

Доказано, что неразличимость частиц и принцип Паули является причинной запутанности спиновых состояний многоэлектронных систем и спиновых кубитов на их основе. Из антисимметрии полной волновой функции после редукции по пространственным переменным однозначно и строго следует, что спиновые состояния 4-х фермионной системы должны описываться матрицей плотности ρ, которую удобно представить в виде суммы неортогональных операторов проектирования

$$\rho = \frac{1}{3}\left\{ \left| S_{12}S_{34} \right\rangle\left\langle S_{12}S_{34} \right| + \left| S_{13}S_{24} \right\rangle\left\langle S_{13}S_{24} \right| + \left| S_{14}S_{23} \right\rangle\left\langle S_{14}S_{23} \right| \right\}$$

где $\left| S_{ij} \right\rangle = 2^{-1/2}\left| \alpha_i\beta_j - \beta_i\alpha_j \right\rangle$. Такое представление делает очевидным ее симметрию относительно любых спиновых перестановок. В ортогональном базисе матрица плотности пропорциональна единичной матрице размером 2×2. Матрица плотности 2-х спиновой системы получается дальнейшей редукцией по спиновым переменным «лишних» фермионов имеет вид

$$\rho_{12} = \frac{1}{6}\left(3\left| S_{12} \right\rangle\left\langle S_{12} \right| + \left| T_0 \right\rangle\left\langle T_0 \right| + \left| T_- \right\rangle\left\langle T_- \right| + \left| T_+ \right\rangle\left\langle T_+ \right|\right)$$

Рассмотрен случай, когда один из фермионов вылетает из системы и при этом вращается на некоторый угол и возвращается в систему. В этом случае оператор матрицы плотности 2-х спиновой системы, полученная редукцией по спиновым переменным «лишних» фермионов имеет вид

$$\rho_{12}(t) = \frac{1}{6}\begin{pmatrix} (2Cos^2\varphi + 1)\left| S_{34} \right\rangle\left\langle S_{34} \right| + (2Sin^2\varphi + 1)\left| T_{34}^0 \right\rangle\left\langle T_{34}^0 \right| + \left| T_{34}^- \right\rangle\left\langle T_{34}^- \right| + \left| T_{34}^+ \right\rangle\left\langle T_{34}^+ \right| + \\ + 2i \cdot Cos\varphi \cdot Sin\varphi\left(\left| T_{34}^0 \right\rangle\left\langle S_{34} \right| - \left| S_{34} \right\rangle\left\langle T_{34}^0 \right| \right) \end{pmatrix}$$

Исследована запутанность таких 2-х спиновых состояний, изначально обусловленных принципом Паули. Воспользовавшись формулой для энтропий в квантовых системах, найдена энтропия запутанности в смешанной системе для двух частиц [1]. Показаны отличия от запутанности в других спиновых системах [2],[3].

Автор выражает признательность профессору, д.ф-м.н. Бердинскому В.Л. за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. Wooters K. Entanglement of Formation of an Arbitrary State of Two Qubits // Phys. Rev. Let. – 1998. – V. 80, N. 10. – P. 2245-2248.
2. Peter Levay, Szilvia Nagy, Janos Pipek. Elementary formula for entanglement entropies of fermionic systems // Phys. Rev. A. – 2005. – V. 72, N. 022302. – P. 1 - 8
3. Валиев К.А. Квантовые компьютеры и квантовые вычисления // УФН. – 2005. – Т. 175, вып. 1. – С. 3 - 39

НЕПЕРТУРБАТИВНАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ ИНВАРИАНТНОГО ЗАРЯДА КВАНТОВОЙ ХРОМОДИНАМИКИ

Белякова Ю.О.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Сильное взаимодействие обладает двумя характерными особенностями: асимптотической свободой и конфайнментом цвета. Явление асимптотической свободы, заключающееся в уменьшении интенсивности взаимодействия между цветными объектами при увеличении характерной энергии процесса, может быть описано с привлечением методов теории возмущений. Однако, адронная динамика при малых энергиях, и, в частности, конфайнмент кварков, будучи существенно непертурбативным явлением, не может быть описана в рамках теории возмущений.

Одним из способов количественного описания кваркового конфайнмента является модель одноглюонного обмена [1, 2]. В рамках этой модели статический потенциал кварк-антикваркового взаимодействия *V(r)* определяется как трехмерное Фурье-преобразование

$$V(r) = -\frac{16\pi}{3}\int_0^\infty \frac{\alpha_{eff}(\vec{Q}^2)}{\vec{Q}^2}\frac{\exp(i\vec{Q}\vec{r})}{(2\pi)^3}d\vec{Q}, \qquad (1)$$

где $\alpha_{eff}(Q^2)$ обозначает эффективную бегущую константу связи сильного взаимодействия, которая удовлетворяет как условию асимптотической свободы ($\alpha_{eff}(Q^2) \to 4\pi/[\beta_0 \ln(Q^2/\Lambda^2)]$ при $Q^2 \to \infty$), так и условию линейного конфайнмента [1,2] ($\alpha_{eff}(Q^2) \to \Lambda^2/Q^2$ при $Q^2 \to 0$). Здесь $\beta_0 = 11 - 2n_f/3$, n_f -число активных кварков, Λ -масштабный параметр квантовой хромодинамики. В свою очередь, β-функция $\beta(\alpha) = d\ln[\alpha(\mu^2)]/d\ln\mu^2$, соответствующая такой константе связи $\alpha_{eff}(Q^2)$, должна удовлетворять следующим условиям: $\beta_{eff}(a) \to -a$ при $a \to 0$ и $\beta_{eff}(a) \to -1$ при $a \to \infty$, где $a(\mu^2) = \alpha(\mu^2)\beta_0/(4\pi)$.

Одной из возможных моделей для эффективной β-функции, удовлетворяющей вышеупомянутым условиям, является $\beta_{eff}(a) = -a/(1+a)$. Эффективная бегущая константа связи, соответствующая этой β-функции, может быть выражена в явном виде в терминах так называемой *W*-функции Ламберта [3]:

$$\alpha_{eff}(Q^2) = \frac{4\pi}{\beta_0}\frac{1}{W_0(Q^2/\Lambda^2)}. \qquad (2)$$

Как можно показать, полученная константа связи удовлетворяет вышеупомянутым требованиям, накладываемым на $\alpha_{eff}(Q^2)$ в рамках модели одноглюонного обмена.

В качестве дальнейшего развития полученных результатов планируется детально изучить свойства бегущей константы связи (2) и построить потенциал кварк-антикваркового взаимодействия (1), соответствующий $\alpha_{eff}(Q^2)$ (2).

Автор выражает благодарность к.ф.-м.н. Нестеренко А.В. за постановку задачи и научное руководство.

Литература

1. J.L. Richardson, Phys. Lett. B **82**, 272 (1979).
2. W. Lucha, F.F. Schoberl, D. Gromes, Phys. Rep. **200**, 127 (1991).
3. R.M. Corless, *et al.*, Adv. Comput. Math. **5**, 329 (1996).

ПОРЯДОК В МАТЕМАТИКЕ, ПРОЦЕСС В ФИЗИКЕ

Бешенков А.С.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: abeshenkov@gmail.com

Стремление математики описывать любой возможный объект бесспорно, об этом говорил еще Кантор. Созданная им теория множеств проста в понимании и ее мировоззренческие идеи легко переносимы на физические модели. Однако, несмотря на многочисленные успехи, теория множеств статична и не может в полной мере описывать процессы. Это с одной стороны, с другой стороны, возникают различные парадоксы (Рассела, Бурали - Форти и др.), которые так и не получили полного осмысления.

Как следствие желания рассматривать наравне с множеством процесс как фундаментальный объект исследования было введено понятие порядка следования элемен-

та. Способом их описания являются количественные и порядковые числа. Именно с такой точки зрения рассматривалась классическая диагональная процедура и процесс сравнения множеств.

Такой подход разделил все возможные процессы на два типа: локальные и глобальные. Первые характеризуются тем, что в них формирование множества идет пошагово, а значит однонаправлено. Такие процессы описываются целыми порядковыми числами. Глобальные же характеризуются тем, что они описываются любыми порядковыми числами и формируют множество разнонаправлено и случайным образом, зависящим от свойств финального множества.

Применение этих идей к физике дает возможность отказаться от понятия точки отсчета и поместить начало отсчета в бесконечность, ввести понятие масштаба процесса и прояснить причину возникновения так называемого «скейлинга». Также это позволяет полностью понять гистограммы С.Э.Шноля и качественно объяснить корреляцию изменений энтропии в экспериментах С.М. Коротаева, В.О Сердюка и Ю.В. Горохова.

Литература

1.Бешенков А.С. Теоретико-множественная модель взаимодействия поля с самим собой [Текст]/Бешенков А.С.//Вестник Тамбовского университета. Серия естественные и технические науки - Т.12. - Вып.5. -2007- стр.619-620.

2.Кантор Г. Труды по теории множеств [Текст]/М.: Наука -1985 – 429 с.

3.Мюллер Х. Скейлинг как фундаментальное свойство собственных колебаний и фрактальная структура пространства-времени [Текст]/Х.Мюллер/Основания физики и геометрии.- М.:РУДН -2008 - стр.189-209.

4.Шноль С.Э. Космофизическая природа «Идеи формы» гистограмм построенных по результатам измерений процессов разной природы. [Текст]/С.Э.Шноль/Метафизика век XXI. Т.2.-М:Бином. Лаборатория базовых знаний -2007-стр.284-316.

5.Коротаев С.М. Прогноз гелиогеофизических процессов на основе эффекта макроскопической нелокальности [Текст]/С.М. Коротаев, В.О Сердюка, Ю.В. Горохов / Метафизика век XXI. Т.2.-М:Бином. Лаборатория базовых знаний -2007-стр.327-341.

КИНЕТИКА ДИССИПАТИВНОГО ГАЗА ВЯЗКОУПРУГИХ ЧАСТИЦ

[**]Бодрова А.С.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: bodrova@polly.phys.msu.ru

Гранулярный, или диссипативный, газ состоит из макроскопических частиц, соударяющихся между собой с потерей энергией. Потеря энергии характеризуется коэффициентом восстановления ε, равного отношению модулей относительных скоростей частиц после и до соударения соответственно. В литературе существуют несколько моделей коэффициента восстановлений. Первая модель предполагает, что коэффициент восстановления не зависит от относительной скорости соударяющихся частиц. Это приводит к существенному упрощению вычислений, однако, не подтверждается экспериментально, а также путем теоретического анализа. Наиболее адекватной моделью для вычисления коэффициента восстановления является модель вязкоупругих частиц. В рамках данной модели ε имеет следующую зависимость от модуля нормальной компоненты относительной скорости частиц $|c^n_{12}|$.

$$\varepsilon = 1 + \sum_{i=1}^{\infty} h_i \delta^{i/2} \left(2u(t)\right)^{i/20} \left|c^n_{12}\right|^{i/10}.$$

[**] Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

Здесь h_i – численные коэффициенты, δ – малый параметр, характеризующий величину диссипаций в системе, u – температура газа.

Вследствие потери энергии при соударениях температура газа постепенно уменьшается. Функция распределения частиц газа по скоростям может быть представлена в виде разложения по присоединенным полиномам Лагерра (здесь скорости частиц нормированы на некоторую характерную термическую скорость, которая уменьшается с течением времени вследствие диссипации):

$$f(\mathbf{c},t) = A(t)\varphi(c)\left(1+\sum a_p(t)S_p(c^2)\right).$$

Здесь $\varphi(c)$ – распределение Максвелла, $a_p(t)$ - коэффициенты, зависящие от времени, полностью определяющие поведение функции распределения частиц по скоростям.

Часть функции распределения, соответствующая большим скоростям, оказывается перенаселенной и описывается затухающей экспонентой:

$$f(\mathbf{c},t) = B(t)\exp(-\psi(t)c)$$

В настоящей работе исследуется эволюция температуры и функции распределения частиц по скоростям в гранулярном газе, а также диффузия частиц. Температура спадает с течением времени по степенному закону $\sim t^{-5/3}$. Коэффициент диффузии гранулярных частиц, соударяющихся с потерей энергии, также уменьшается с течением времени по закону$\sim t^{-5/6}$. Если исходное распределение частиц по скоростям является максвелловским, то функция распределения частиц по скоростям эволюционирует таким образом, что ее отклонение от максвелловского распределения увеличивается, достигает максимума, а затем снова стремится к нулю.

Автор выражает признательность д. ф.-м. н. Бриллиантову Н.В. за помощь в подготовке тезисов.

РЕГУЛЯРИЗАЦИЯ ДАВЛЕНИЯ КАЗИМИРА В ДВУМЕРНОЙ МОДЕЛИ СКАЛЯРНОГО ПОЛЯ

Воронина Ю.С.

МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия
E–mail: voronina-yulya@yandex.ru

В настоящей работе рассматривается регуляризация давления Казимира в модели массивного скалярного поля в двумерной области с нулевыми граничными условиями. Следует отметить, что существует много различных методов регуляризации. Один из наиболее эффективных способов – регуляризация с помощью поверхностной функции Грина. Преимущество этого метода заключается в том, что функцию Грина, через которую определяется давление, можно искать различным образом, в том числе и с помощью приближенных методов. Следует также отметить, что в данной работе рассматривается давление, которое в отличие от энергии, определенной с точностью до аддитивной постоянной, является однозначной величиной.

Давление Казимира в некоторой точке $\vec{\xi}$ на границе C можно определить с помощью функции

$$p(\vec{x},\vec{y}) = -\frac{1}{2\pi}\int_m^\infty \frac{\kappa}{\sqrt{\kappa^2-m^2}}(\vec{h},\nabla_{\vec{x}} S(\vec{x},\vec{y}))\,d\kappa,$$

положив $\vec{x}=\vec{y}=\vec{\xi}$. Здесь $S(\vec{x},\vec{y})$ – поверхностная функция Грина краевой задачи для уравнения $\Delta u(\vec{x}) - \kappa^2 u(\vec{x}) = 0$ с нулевыми граничными условиями.

Таким образом, задача о регуляризации давления сводится не только к выделению расходящейся части в интеграле по κ, но и к выделению регулярной части поверхностной функции Грина $S(\vec{x},\vec{y})$. В случае нетривиальных границ C найти поверхностную функцию Грина точно не удается, однако регулярную часть этой функции можно определить приближенно.

Поверхностная функция Грина представляется в виде суммы регулярной и сингулярной частей

$$S(\vec{x},\vec{y}) = S^{(r)}(\vec{x},\vec{y}) + S^{(s)}(\vec{x},\vec{y}).$$

При этом разбиении сингулярная часть должна определяться только заданной на границе точкой $\vec{y} = \vec{\xi}$ и не зависеть от остальных точек области, а регулярная часть должна определяться всей остальной областью. Это разбиение является произвольным в указанном смысле, и неопределенность снимается после выбора точки нормировки для регуляризованного давления. Можно показать, что регулярная часть поверхностной функции Грина представима в виде суммы

$$S^{(r)}(\vec{x},\vec{y}) = \sum_{m=1}^{\infty} \oint_C \text{K} \oint_C S^{(s)}(\vec{x},\vec{z}_1) S^{(r)}(\vec{z}_1,\vec{z}_2) \cdot \text{K} \cdot S^{(r)}(\vec{z}_{m-1},\vec{z}_m) S^{(r)}(\vec{z}_m,\vec{y}) dl_1 \text{K}\, dl_m .$$

Вычисляя первые несколько слагаемых этого ряда, можно получить регулярную часть поверхностной функции Грина в соответствующем порядке точности.

Предложенный метод был проверен на задаче в круге, для которой известен точный ответ.

Литература

1. Bordag M., Mohideen U., Mostepanenko V.M. (2001) New Developments in the Casimir Effect//Physics Reports, vol. 353, p. 1–205.

2. Воронина Ю.С., Силаев П.К. (2009) Связь давления и энергии Казимира в одномерных полевых моделях//Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия, №1.

ТОЧНОЕ АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОЕ РЕШЕНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ

Вшивцева П.А., Соколов В.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: admin@tailnews.ru, sokolov.sev@inbox.ru

Поиск новых точных решений нелинейных уравнений теории поля на сегодняшний день представляет существенный интерес. В частности, это связано с не возможностью применения приближенных методов для решения таких уравнений, в том случае, если задача не имеет малого параметра, по которому может быть выполнено разложение в ряд теории возмущений. Однако поиск точных решений значительно осложняется из-за отсутствия общих методов интегрирования нелинейных уравнений, и поэтому получение новых решений, как правило, носит эвристический характер. В данном сообщении представлено новое, точное, аксиально-симметричное решение уравнений нелинейной электродинамики Борна-Инфельда [1], полученное методом спиновых коэффициентов.

Метод спиновых коэффициентов (формализм Ньюмена-Пенроуза) развитый для интегрирования уравнений теории гравитации, является мощным инструментом поиска точных решений нелинейных уравнений. Следует отметить, что использование именно этого метода позволило получить большинство точных решений в теории гравитации, в частности, метрики Керра-Ньюмена-Уитни-Тамбурино, С-метрики Элерса-Кундта и другие [2]. Для получения точного решения нами был использован формализм Ньюмена-Пенроуза

адаптированный к уравнениям нелинейной электродинамики в работе [3]. Поиск нового статического решения выполнялся на фоне плоского пространства-времени с распределенным электрическим зарядом. При этом предполагалось, что отличны от нуля только следующие компоненты векторов электромагнитного поля $\mathbf{E} = E(r,\theta)\mathbf{e}_\mathbf{r}$ и $\mathbf{B} = B(r,\theta)\mathbf{e}_\theta$. В результате интегрирования уравнений нелинейной электродинамики Борна-Инфельда были получены следующие выражения для векторов электромагнитного поля:

$$\mathbf{E} = \frac{Q\mathbf{e}_\mathbf{r}}{\sqrt{r^4 + a^2Q^2 - a^2p^2r^2}}, \qquad \mathbf{B} = \frac{pr\mathbf{e}_\theta}{\sqrt{r^4 + a^2Q^2 - a^2p^2r^2}},$$

где $a^2 \geq 1.2 \cdot 10^{-32}\ Гс^{-2}$ - параметр нелинейной электродинамики Борна-Инфельда, p - параметр решения, а Q - суммарный заряд, содержащийся внутри сферы радиуса r. В сообщении также исследуются сингулярности полученных решений и собственная энергия электромагнитного поля.

Литература

1. Born M., Infeld L. //Proc.Roy.Soc. 1934. **A 143**. P. 425.
2. Алексеев Г. А., Хлебников В. И. //ЭЧАЯ. 1978. Т.9, вып. 5. С.790.
3. Вшивцева П. А., Зубрило А. А., Кривченков И. В., Соколов В. А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2006. №5. С.6.

АНАЛИТИЧЕСКИЙ МЕТОД РАСЧЕТА СТАТИЧЕСКОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПЛОСКОГО ПРОВОДНИКА С ПРЯМОУГОЛЬНЫМ ДЕФЕКТОМ

[***]Герасименко Т.Н.

(МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: gerasimenko_tn@mail.ru

Важной задачей при диагностике печатных плат является обнаружение различных дефектов проводников. Одним из способов её решения является поиск дефекта по тем неоднородностям, которые он вносит в магнитное поле провода. В данной работе проводится исследование условий, при которых такая диагностика возможна, на примере дефекта прямоугольной формы, так как он содержит в себе все характерные особенности, присущие любой форме. Для исследования поля проводника необходимо рассчитать точное распределение токов, обусловленное дефектом. Для этого был разработан метод, позволяющий на основании преобразования Шварца-Кристоффеля получить аналитическое выражение, которое в неявном виде задаёт картину линий тока. Его главное преимущество, по сравнению с классическим методом конформных преобразований, заключается в том, что не требуется численный расчёт интегралов от комплексной переменной, что существенно упрощает задачу. Также был разработан способ оценки погрешности такого метода в зависимости от параметров провода и величины дефекта. Полученная картина линий тока для дефекта, высота и длина которого равны половине ширины проводника, представлена на рис. 1. Относительная погрешность метода для такого дефекта составляет порядка 2%. Рис. 2 иллюстрирует неоднородность, вносимую дефектом в поле проводника, сплошной линией приведено точное значение поля, пунктирной – поле эффективного диполя. Было обнаружено, что на расстояниях порядка размера дефекта от проводника, можно аппроксимировать неоднородность поля соответствующим эффективным диполем с точностью не менее30%.

[***] Работа отмечена жюри как имеющая инновационный потенциал.

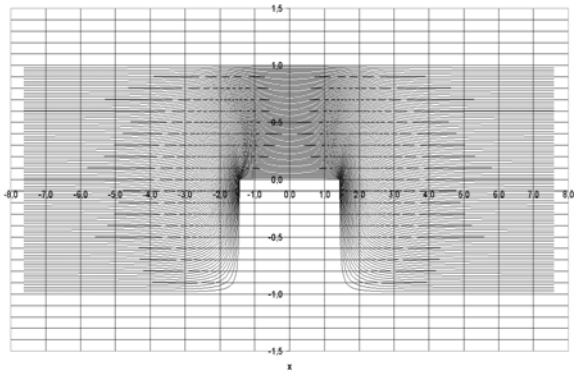


Рис. 1

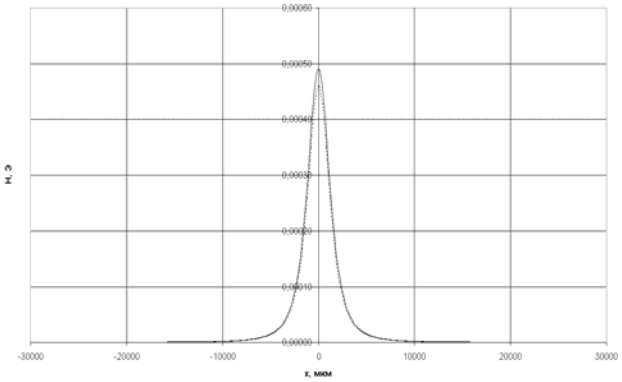


Рис. 2

В работе удалось найти распределение токов и детально проанализировать все особенности, магнитного поля, обусловленного локальной неоднородностью распределения токов вокруг дефекта.

Литература

1. В. Смайт. Электростатика и электродинамика. – М.: Издательство иностранной литературы, 1954.
2. М.А. Лаврентьев, Б.В. Шабат. Методы теории функций комплексного переменного. – М.: Наука, 1987.
3. Л.М. Милн-Томсон. Теоретическая гидродинамика. – М.: Мир, 1964.

ТЕРМЫ МОЛЕКУЛЯРНОГО ИОНА $A_2^{\square}$ В СФЕРИЧЕСКИ-СИММЕТРИЧНОЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ

Гришанова В.А., Манухина М.А., Калинина А.В., Денисов А.В.,

Пензенский государственный университет, естественнонаучный факультет, г. Пенза, Россия, E-mail: physics@pnzgu.ru

В квантовых точках (КТ) из-за размерного ограничения по всем трём пространственным направлениям, условия образования акцепторных молекулярных состояний более благоприятны в сравнении со случаем двумерных структур, где для этого требуются достаточно высокие концентрации A^+-центров. Энергетический спектр примесных молекул отличается от спектра изолированного A^+-центра, что может приводить к целому ряду интересных особенностей в спектрах примесного поглощения света.

В данной работе проведён расчёт термов молекулярного иона $A_2^{\square}$ в КТ, описываемой моделью «жёсткой стенки». Двухцентровой потенциал моделировался суперпозицией потенциалов нулевого радиуса мощностью $\gamma_i = 2\pi h^2 / (\alpha_i m_h^*),\ i = 1,2$

$$V_{\delta}(\vec{r}, \vec{R}_{a1}, \vec{R}_{a2}) = \sum_{i=1}^{2} \gamma_i \delta(\vec{r} - \vec{R}_{ai})[1 + (\vec{r} - \vec{R}_{ai})\partial_r], \qquad (1)$$

где $\vec{R}_{ai} = (r_{ai}, \theta_{ai}, \varphi_{ai})$ - координаты A^0-центров; α_i - определяется энергией E_i дырочного локализованного состояния на этих же A^0-центрах в объёмном полупроводнике; m_h^* - эффективная масса дырки. В рамках модели потенциала нулевого радиуса получены дисперсионные уравнения для локализованной на A_2^0 -центре дырки, описывающие g- и u-термы, соответствующие симметричным и антисимметричным состояниям дырки. В случае, когда мощности потенциалов нулевого радиуса равны $\gamma_1 = \gamma_2$, дисперсионные уравнения для дырки, локализованной на A_2^0 -центре, можно записать в следующем виде

$$\eta_i R_a^* = \sum_{l=0}^{\infty} \left[\frac{\pi(-1)^l (1+2l) I_{-\left(\frac{1}{2}+l\right)}\left(\eta R_0^*\right) I_{\frac{1}{2}+l}^{\ 2}\left(\eta R_a^*\right)\left(1 \pm P_l(\omega_{12})\right)}{2 I_{\frac{1}{2}+l}\left(\lambda R_0^*\right)} \right] \mathrm{m} \frac{ch\left(\lambda R_a^* \sqrt{2(1-\omega_{12})}\right)}{\sqrt{2(1-\omega_{12})}}, \quad (2)$$

где $\omega_{12} = \cos\theta_{a1}\cos\theta_{a2} \pm \sin\theta_{a1}\sin\theta_{a2}\cos(\varphi_{a1} - \varphi_{a2})$; $P_l(\theta)$ - полином Лежандра степени l; $ch(z)$ - гиперболический косинус. Верхний знак соответствует g-терму, а нижний – u-терму; $R_a \equiv R_{ai}$; $R_0^* = R_0 / a_h$ - радиус КТ в единицах эффективного боровского радиуса a_h дырки; $\eta_i = E_i / E_h$; E_h – эффективная боровская энергия дырки; $\eta = E_\lambda / E_h$; $E_\lambda = -\hbar^2 \lambda^2 / 2m^* R$ - собственные значения оператора Гамильтона $H_g = H \pm V_g(r, R_a)$; $I_{l+\frac{1}{2}}(x)$ - модифицированная функция Бесселя первого рода полуцелого порядка; $R_a^* = R_a / a_h$.

На рисунке представлены результаты численного анализа уравнений (2) при $\theta = \pi$ и $\theta = \pi/6$, которые показывают влияние расположения нейтральных акцепторов в КТ на характер расщепления g- и u-термов.

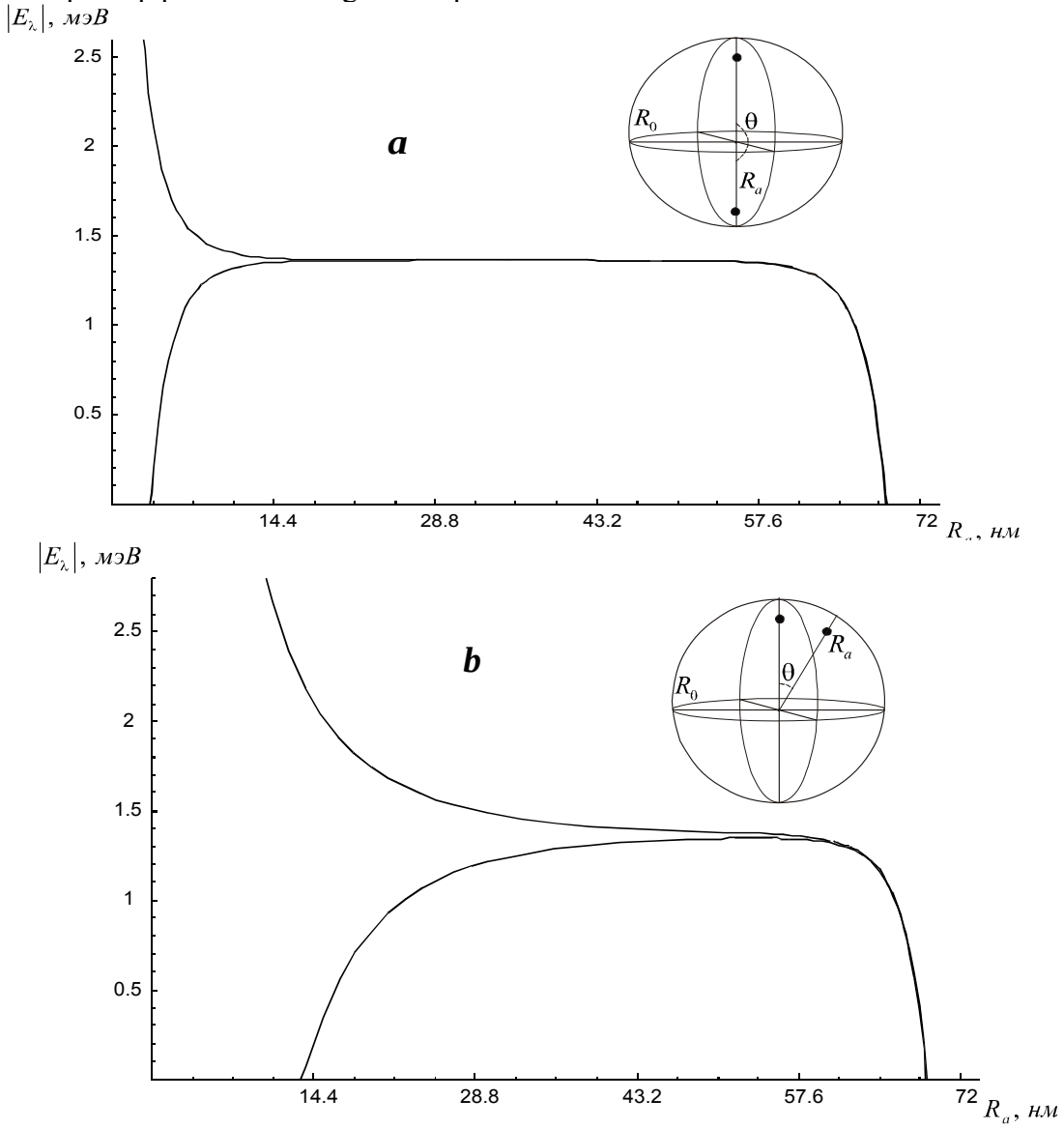


Рис. Зависимость положения термов в КТ InSb от угла θ между A^0-центрами при R_0 = 72 нм, $|E_i|$ = 1 мэВ: a – $\theta = \pi$; b – $\theta = \pi/6$

Из рисунка видно, что энергия связи g-терма увеличивается при взаимном сближении A^0-центров (при уменьшении угла θ), а энергия связи u-терма уменьшается, что свя-

зано с ростом энергии обменного взаимодействия A^0-центров. При уменьшении угла θ точка вырождения g- и u-термов сдвигается к границе КТ, а величина расщепления для фиксированного значения R_a при этом возрастает (с 0,03 мэВ до 1,8 мэВ). Таким образом, величина расщепления g- и u-термов определяется взаимным расположением A^0-центров в КТ и зависит только от азимутального угла, определяющего положение A^0-центров в объеме КТ.

ДИХРОИЗМ ДВУХФОТОННОГО ПРИМЕСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В СТРУКТУРАХ С НЕСФЕРИЧЕСКИМИ КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

Губина С.А.

Пензенский государственный университет, г. Пенза, Россия
E–mail: physics@pnzgu.ru

Теоретически исследован дихроизм двухфотонного (ДФ) поглощения при фотоионизации $D^{(-)}$-центров в структурах с квантовыми точками (КТ), имеющими форму эллипсоида вращения. Наличие примесных центров в КТ не только расширяет круг возможных механизмов ДФ примесного поглощения, но и, что наиболее важно, за счёт концентрации силы осциллятора в области энергетически наинизшего перехода, в случае, когда примесный уровень расположен между дном удерживающего потенциала и первым уровнем размерного квантования КТ, вызывает увеличение оптической нелинейности, причём величина ДФ поглощения в этом случае может значительно превышать аналогичную величину для объёмного полупроводника. В реальных структурах геометрическая форма отдельных КТ отклоняется от равновесной, что сказывается как на энергии связи носителя на примеси, так и на спектрах ДФ поглощения. С фундаментальной точки зрения исследования модификации спектров ДФ поглощения с изменением геометрической формы КТ позволяет расширить возможности ДФ спектроскопии для изучения зонной структуры КТ. Это актуально, поскольку наиболее важные для приборных применений характеристики полупроводникового материала оказываются кардинально зависящими от геометрического размера и формы КТ.

В рамках модели потенциала нулевого радиуса в приближении эффективной массы получено дисперсионное уравнение электрона, локализованного на D^0-центре, для случая, когда примесный уровень расположен между дном удерживающего потенциала и уровнем энергии основного состояния КТ. Показано, что особенности таких квазистационарных $D^{(-)}$-состояний в несферической КТ проявляются в том, что в условиях, когда примесный уровень в объёмном полупроводнике отсутствует, соответствующий примесный уровень в КТ ещё существует, а при переходе «объёмный полупроводник - несферическая КТ» виртуальные состояния трансформируются в локализованные $D^{(-)}$-состояния, которые по мере роста мощности потенциала нулевого радиуса спадают по экспоненциальному закону.

Во втором порядке теории возмущений проведён расчёт спектров ДФ примесного поглощения в квазинульмерной структуре с КТ, имеющими форму эллипсоида вращения, с учётом дисперсии характерных размеров КТ. Рассмотрены случаи продольной и поперечной по отношению к вертикальной оси КТ поляризации света.

Показано, что в квазинульмерной структуре с КТ, имеющими форму эллипсоида вращения, имеет место дихроизм ДФ примесного поглощения, связанный с изменением правил отбора для магнитного квантового числа в радиальном направлении КТ.

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта Минобрнауки РФ по ФЦП «Развитие потенциала высшей школы» № 2.1.1/1647

Автор выражает признательность проф. В.Д. Кревчику за помощь в подготовке тезисов.

ФОТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ, СВЯЗАННЫЙ С ВОЗБУЖДЕНИЕМ ПРИМЕСНЫХ КОМПЛЕКСОВ A^++E В СТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

Демешова Т.С.

Пензенский государственный университет, г. Пенза, Россия
E-mail: physics@pnzgu.ru

Проанализирована возможность регистрации возбуждённых состояний примесных комплексов A^++e по их вкладу в диэлектрическую проницаемость полупроводниковой квазинульмерной структуры при внутризонном оптическом переходе электрона. Так как эффективный радиус возбуждённых состояний примесного комплекса A^++e в квантовой точке (КТ) превышает эффективный радиус основного состояния, то за счёт роста поляризуемости может иметь место заметное изменение диэлектрической проницаемости $\Delta\varepsilon$ полупроводниковой квазинульмерной структуры (фотодиэлектрический эффект). Теоретический подход основан на исследовании влияния кулоновского взаимодействия на энергетический спектр дырки в комплексе A^++e в КТ, описываемой моделью «жёсткой стенки». В рамках модели потенциала нулевого радиуса в адиабатическом приближении получено дисперсионное уравнение дырки, локализованной на A^0-центре

$$\eta_i = \sqrt{|\, E_n^{*(A^+ + e)}\,|} + \frac{2}{\sqrt{\gamma_n \pi}} \int_0^{\infty} dt\, e^{-\frac{\gamma_n t}{2}|E_n^{*(A^+ + e)}|} \left[\frac{1}{2t\sqrt{2t}} - \frac{\exp\left(-\frac{R_0^{*2} R_a^{*2}}{\gamma_n} th\left(\frac{t}{2}\right)\right)}{(1 - e^{-2t})^{3/2}}\right],$$

где $\eta_i = \sqrt{|\, E_i \,| / E_h}$; E_i – энергия связи A^+-состояния в объёмном полупроводнике; E_h – эффективная боровская энергия дырки; $E_n^{*(A^+ + e)}$ - энергия связи дырки в комплексе A^++e в единицах E_h; R_0^* и R_a^* - радиус КТ и координата A^+-центра в КТ в единицах a_h соответственно; $\gamma_n = \sqrt{6 R_0^* R_0^*}/(2\pi n)$; n – радиальное квантовое число электрона.

Найдено, что изменение квантового состояния электрона приводит к существенному росту энергии связи дырки, что связано с уменьшением энергии кулоновского взаимодействия между электроном и дыркой в комплексе A^++e. Показано, что при относительно небольших изменениях диэлектрической проницаемости ε ($\Delta\varepsilon << 3\varepsilon$) величину $\Delta\varepsilon(\omega)$ можно представить в виде

$$\Delta\varepsilon(\omega) = \frac{4\pi N_0 I_0}{\eta\omega} \sum_n \int_0^{3/2} \sigma^{P,\left\{\begin{smallmatrix}0\\ \pm 1\end{smallmatrix}\right\}}(\omega, \overline{R}_0 u)\, \tau_n^{P,\left\{\begin{smallmatrix}0\\ \pm 1\end{smallmatrix}\right\}} \alpha_n^{P,\left\{\begin{smallmatrix}0\\ \pm 1\end{smallmatrix}\right\}}(\overline{R}_0 u) P(u) du,$$

где N_0 – концентрация КТ в диэлектрической матрице; ω - частота падающего света; $\alpha_n^{P,\left\{\begin{smallmatrix}0\\ \pm 1\end{smallmatrix}\right\}}$ - поляризуемость возбуждённых состояний электрона в КТ; $\tau_n^{P,\left\{\begin{smallmatrix}0\\ \pm 1\end{smallmatrix}\right\}}$ - время жизни возбуждённых электронных состояний; $\sigma^{P,\left\{\begin{smallmatrix}0\\ \pm 1\end{smallmatrix}\right\}}$ - парциальное сечение поглощения фотона КТ с комплексом A^++e; I_0 – интенсивность излучения; $P(u)$ – функция, описывающая дисперсию $u = R_0 / \overline{R}_0$ радиуса КТ; $\overline{R}_0$ - средний радиус КТ. Соответственно, верхний индекс отвечает линейной, а нижний – круговой поляризации света. Показано, что поляризуемость комплекса A^++e в дипольном приближении определяется средним радиусом КТ и энергией связи дырки, локализованной на A^0-центре. Установлено, что дихроизм внутризонного поглощения связан с зависимостью энергии связи дырки в комплексе A^++e от магнитного квантового числа электрона. Найдено, что изменение диэлектрической проницаемости квазинульмерной структуры наиболее существенно в случае круговой поляризации света.

Автор выражает признательность проф. В.Д. Кревчику за помощь в подготовке тезисов

НЕЛИНЕЙНЫЕ УРАВНЕНИЯ, ЛИНЕАРИЗУЕМЫЕ С ПОМОЩЬЮ ОБОБЩЕННЫХ ПОДСТАНОВОК КОУЛА-ХОПФА. УДАРНЫЕ ВОЛНЫ В СФЕРИЧЕСКИ СИММЕТРИЧНЫХ САМОГРАВИТИРУЮЩИХ СИСТЕМАХ

[**]Зиновьев Д.А., Журавлев В.М.,
Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия
E-mail: zinovev_d@mail.ru

В работе рассмотрен новый метод построения нелинейных уравнений, которые линеаризуются с помощью подстановок, обобщающих подстановку Коула-Хопфа для уравнения Бюргерса. На основе предложенного подхода строится метод анализа общей структуры решений и вычисления точных решений в задачах о течениях сжимаемой жидкости. Приведено матричное обобщение данной модели течений. Проанализирована задача о динамике пылевидной материи нулевым давлением и газопылевой смеси. [1]

В работе [3], был предложен новый подход к линеаризации большого класса нелинейных уравнений на основе метода, использующего подстановки типа Коула-Хопфа. Этот подход опирается на результат, полученный ранее в работе [4], который "объясняет" с достаточно общих позиций смысл наличия подстановки Коула-Хопфа для уравнения Бюргерса. Основной смысл этого результата состоит в том, что уравнение Бюргерса является условием совместности семи линейных алгебраических уравнений относительно первых семи смешанных частных производных функции $T(x,t)$, являющейся решением уравнения теплопроводности: $T_t = aT_{xx}$ и переноса изолиний: $T_t + V(x,t)T_x = 0$. ($T_t = \partial T/\partial t$, $T_{xx} = \partial^2 T/\partial x^2$ и т.д.) В данной работе мы показываем, что этот результат можно обобщить и применить к построению более широкого класса нелинейных уравнений, линеаризуемых с помощью подстановки: $V = -T_t/T_x$ типа Коула-Хопфа.

Развитый подход линеаризации нелинейных уравнений с помощью подстановок типа Коула-Хопфа-Урюкова в приложении к задачам одномерных течений сжимаемой жидкости, как показано в работе, дает общее представление о структуре решений этих уравнений. Важным результатом этого явилось, то что в работе найден аналог уравнения Бюргерса для сжимаемой вязкой жидкости и указан метод вычисления точных его решений. Предложенный подход может быть распространен на более широкий класс уравнений гидродинамического типа и применен в частности к задачам прикладной динамики газопылевых смесей [1].

Дальнейшим развитием предложенного в работе подхода явилось построение его матричных аналогов. В результате чего было рассмотрено расширение метода интегрирования нелинейных уравнений на случай размерности 1+2. Был проведен анализ общей структуры уравнений Эйлера двумерных течений сжимаемой жидкости. Создан метод построения новых точных решений двумерных течений сжимаемой и несжимаемой жидкости [2].

С помощью описанного выше метода, в работе проанализирована задача о сферически симметричных самогравитирующих системах. Получены выражения, описывающие поведение ударных волн в подобных системах.

Литература

1. Журавлев В.М., Зиновьев Д.А. Письма в ЖЭТФ, т. 87, вып. 5 (2008)
2. Журавлев В.М., Зиновьев Д.А. Письма в ЖЭТФ, т. 88, вып. 3 (2008)
3. Журавлев В.М., Никитин А.В. Нелинейный мир, , N 9, 603 (2007)
4. Б.А. Урюков, Теплофизика и аэромеханика. , N 3, 421 (1999)

РОЖДЕНИЕ ЧЁРНЫХ ДЫР В ТРЕХМЕРНОМ ПРОСТРАНСТВЕ АНТИ-ДЕ СИТТЕРА

** Калайджян Т.К.
Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: kalaydzhyan@gmail.com

Как известно, в трехмерной гравитации с отрицательной космологической постоянной существует решение типа черной дыры, называемое BTZ-черной дырой (по

[**] Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

именам авторов Bañados-Teitelboim-Zanelli). Это решение представляет интерес с точки зрения исследования квантовых и термодинамических свойств черных дыр, рассмотрение которых в (3+1)-гравитации затруднено и представляет собой задачу технически более сложную, чем в (2+1)-гравитации, где поле не содержит динамических степеней свободы, так что пространство-время вне источников локально эквивалентно решению уравнений Эйнштейна без материи. Подобные BTZ-решения представляют также интерес с точки зрения исследования ударных гравитационных волн (gravitational shock-waves), возникающих при движении ультрарелятивистских частиц высоких энергий. Кроме того, BTZ-решения возникают в контексте теории струн и AdS/CFT-соответствия, так что их исследование может быть одновременно полезно для развития различных, лишь косвенно связанных, задач.

В данной работе исследованы процессы рождения черных дыр в результате столкновения нескольких точечных безмассовых частиц в рамках классической (2+1)-гравитации с отрицательной космологической постоянной. Данное исследование может быть рассмотрено как начальный этап решения четырехмерных задач для микроскопических процессов при столкновениях частиц на ускорителях высоких энергий, либо для макроскопических процессов при столкновениях звезд. В качестве основной идеи расчетов использован тот факт, что элемент группы голономий для накрытия пространственно-временной окрестности результирующей частицы алгеброй $sl(2,\mathbb{R})$ является произведением элементов группы голономий, отвечающих налетающим частицам. В результате найден размер горизонта черной дыры, энергетические характеристики процесса (энергетический порог рождения черной дыры, зависимость порога от числа сталкивающихся частиц, ограничение на порог снизу и пр.), а также динамические свойства процесса (динамика горизонта, динамика пространства в процессе столкновения частиц). Примечательно, что энергетический порог рождения черной дыры можно понизить увеличением числа налетающих частиц, но существует ограничение на порог снизу порядка планковского масштаба – при более низких энергиях черная дыра не образуется.

В перспективе планируется использовать подобный метод для исследования рождения объектов с замкнутыми времениподобными линиями в рамках трехмерной гравитации, а также процессов столкновения пучков частиц.

НЕРАВЕНСТВО БЕЛЛА В СИСТЕМАХ С ЧИСЛОМ ЧАСТИЦ M=2, 3, 4

Колесников А.А., Анисимов М.А.

Московский физико-технический институт (государственный университет, Долгопрудный, Россия, E–mail: aakolesnikov@inbox.ru, anisimov.m.a@gmail.com

Квантовые состояния делятся на два класса запутанные и сепарабельные. Запутанные состояния отличаются от сепарабельных, в частности тем, что могут нарушать неравенство Белла [1]. Существует критерий сепарабельности квантовых состояний [2], являющийся необходимым, но не являющийся достаточным условием сепарабельности. Проблема запутанности квантовых состояний (нахождение критерия и меры запутанности) в окончательном виде не решена до сих пор. Поэтому критерий и свойства запутанных состояний, в частности, связь запутанности с нарушением или выполнением неравенства Белла [1] для различных экспериментально реализуемых квантовых состояний заслуживает подробного изучения. В рамках томографического подхода в работе исследуется зависимость возможного нарушения неравенства Белла от числа частиц для суперпозиции квантовых осцилляторов вида $|\psi\rangle = 1/\sqrt{2}\left(|0\rangle_1|0\rangle_2 + |n\rangle_1|n\rangle_2\right)$.

Помимо стандартных методов описания состояния посредством матрицы плотности и волновой функции в квантовой механике также вводятся функция Вигнера $W(\boldsymbol{q},\boldsymbol{p})$ [3]

$$W(\boldsymbol{q},\boldsymbol{p})=\int\psi(\boldsymbol{q}+\frac{\boldsymbol{u}}{2})\psi^{*}(\boldsymbol{q}-\frac{\boldsymbol{u}}{2})e^{-i\boldsymbol{p}\boldsymbol{u}}d\boldsymbol{u} \tag{1}$$

и симплектическая томограмма $\omega(\boldsymbol{X},\boldsymbol{\mu},\boldsymbol{\nu})$ [4] (для двумодового случая)

$$\omega(\boldsymbol{X},\boldsymbol{\mu},\boldsymbol{\nu})=\frac{1}{(2\pi)^2}\int W(\boldsymbol{q},\boldsymbol{p})\delta(\boldsymbol{X}-\boldsymbol{\mu}\boldsymbol{q}-\boldsymbol{\nu}\boldsymbol{p})d\boldsymbol{q}d\boldsymbol{p}, \tag{2}$$

где $\boldsymbol{q}$, $\boldsymbol{p}$ – операторы координаты и импульса, а $\boldsymbol{\mu}=(\mu_1,\mu_2)$ и $\boldsymbol{\nu}=(\nu_1,\nu_2)$ – параметры симплектического преобразования.

Определим вероятность того, что при измерении компоненты вектора $\boldsymbol{X}=(X_1,X_2)$ принимают только положительные или отрицательные значения, используя редуцированные $\omega_{\pm\pm}(\boldsymbol{\mu},\boldsymbol{\nu})$ томограммы (для двумодового случая)

$$\omega_{++}(\mu_1,\nu_1,\mu_2,\nu_2)=\int_0^{\infty}dX_1\int_0^{\infty}\omega(X_1,\mu_1,\nu_1,X_2,\mu_2,\nu_2)dX_2, \tag{3}$$

$$\omega_{--}(\mu_1,\nu_1,\mu_2,\nu_2)=\int_{-\infty}^{0}dX_1\int_{-\infty}^{0}\omega(X_1,\mu_1,\nu_1,X_2,\mu_2,\nu_2)dX_2. \tag{4}$$

Индекс + или – для каждой компоненты вектора $\boldsymbol{X}$ соответствует знаку бесконечности в пределах интегрирования. Аналогично, выражения (5) и (6) являются вероятностями того, что X_1 и X_2 разного знака

$$\omega_{+-}(\mu_1,\nu_1,\mu_2,\nu_2)=\int_0^{\infty}dX_1\int_{-\infty}^{0}\omega(X_1,\mu_1,\nu_1,X_2,\mu_2,\nu_2)dX_2, \tag{5}$$

$$\omega_{-+}(\mu_1,\nu_1,\mu_2,\nu_2)=\int_{-\infty}^{0}dX_1\int_0^{\infty}\omega(X_1,\mu_1,\nu_1,X_2,\mu_2,\nu_2)dX_2. \tag{6}$$

Представленные вероятности (3) – (6) необходимы для вычисления коррелятора

$$E(\boldsymbol{\mu},\boldsymbol{\nu})=\omega_{++}(\boldsymbol{\mu},\boldsymbol{\nu})-\omega_{+-}(\boldsymbol{\mu},\boldsymbol{\nu})-\omega_{-+}(\boldsymbol{\mu},\boldsymbol{\nu})+\omega_{--}(\boldsymbol{\mu},\boldsymbol{\nu}), \tag{7}$$

описывающего для системы из двух частиц со спинами половина корреляцию при измерении проекций спинов этих частиц на различные направления. Функция (7) используется при выводе параметра Белла. Для четырех возможных направлений: (μ_1,ν_1), (μ_2,ν_2), (μ_1',ν_1'), (μ_2',ν_2') неравенство Белла в форме CHSH [5] имеет вид

$$B\equiv|E(\mu_1,\nu_1,\mu_2,\nu_2)+E(\mu_1,\nu_1,\mu_2',\nu_2')+E(\mu_1',\nu_1',\mu_2,\nu_2)-E(\mu_1',\nu_1',\mu_2',\nu_2')|\le 2. \tag{8}$$

Рассмотрим возможное нарушение неравенства (8) на примере суперпозиции квантовых осцилляторов вида $|\psi\rangle=1/\sqrt{2}\left(|0\rangle_1|0\rangle_2+|n\rangle_1|n\rangle_2\right)$ с числом частиц $m=2,\ 3,\ 4$. Характерно, что увеличение количества частиц в системе (начиная с $m=3$) приводит к увеличению размерности фазового пространства $D=4$ ($m=2$) $\rightarrow$ $D=6$ ($m=3$) $\rightarrow D=8$ ($m=4$), что, в свою очередь, увеличивает число возможных комбинаций при измерении знака компонент вектора $\boldsymbol{X}$ до 8 ($m=3$) и до 16 ($m=4$). Однако, случаи с количеством частиц $m=3$ и $m=4$ можно свести к описанному выше случаю для

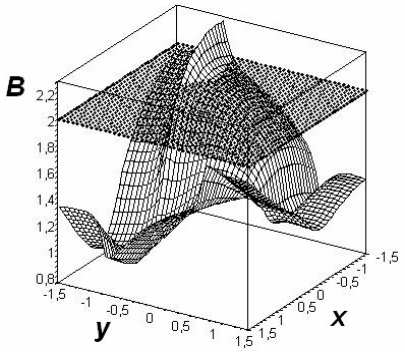


Рис.1. Параметр Белла $B(x,y)$ для трехчастичной суперпозиции вида $|\Psi\rangle_{m=3}=1/\sqrt{3}\left(|n\rangle_1|0\rangle_2|0\rangle_3+|0\rangle_1|n\rangle_2|0\rangle_3+|0\rangle_1|0\rangle_2|n\rangle_3\right)$ ($n=1$, $\mu_1=\cos(x)$, $\nu_1=\sin(x)$, $\mu_2=\exp(2y)$, $\nu_2=\exp(-y/5)$, $\mu_3=\exp(3x)$, $\nu_3=\exp(-x/3)$, $\mu_1'=\exp(5x)$, $\nu_1'=0,2$, $\mu_2'=\cos(2y)$, $\nu_2'=\sin(y/5)$)

$m = 2$, определив вероятности $\omega_{\pm\pm}(\mu,\nu)$ как комбинацию редуцированных томограмм, аналогичных по виду выражениям (3) – (6). Такой подход может привести к нарушению неравенства Белла: $B_{\max} \sim 2,26$ ($m = 3$, рис.1) и $B_{\max} \sim 2,06$ ($m = 4$).

Авторы выражают признательность профессору, д.ф.-м.н. Манько В.И. за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. Bell J.S. (1965) On the Einstein Podolski Rosen Paradox // Physics v. 1, p. 195.
2. Peres A. (1996) Separability criterion for density matrices // Phys. Rev. Lett. №8(77), p. 1413.
3. Wigner E. (1932) On the quantum correction to the thermodynamic equilibrium // Phys. Rev. v. 40, p. 749.
4. Mancini S., Man'ko V.I., Tombesi P. (1996) Symplectic tomography as classical approach to quantum systems // Phys. Lett. A v. 213, p. 1.
5. Clauser J.F., Horne M.A., Shimony A., Holt R.A. (1969) Thermal Proposed experiment to test local hidden variable theories // Phys. Rev. Lett. №15(23), p. 980.

РАСЧЕТ ПОВЕРХНОСТНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ ФЕРРИМАГНЕТИКА ВБЛИЗИ МАГНИТНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

Мусаева З.Н., Алисултанов З.М.

Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия
mgm20001942@mail.ru

Известно роли поверхностной энергии в фазовом переходе посвящено достаточное число работ и эти работы рассматривали в основном полубесконечные системы. Но особенно важным является влияние поверхности при изучении низкоразмерных систем и наноструктур.

Ранее мы получали выражение для поверхностной намагниченности(ферримагнитной системы шарового слоя)выражение:

$$M_S(q_1,q_2) = \frac{q_2}{2q_1A}\left(e^{-q_1R} - 1\right) = \frac{q_2}{2q_1A}\left(e^{R/\rho_S} - 1\right), \qquad (1)$$

где $\rho_S = 1/q_1$ - экспоненциальная "длина" поля поверхностной намагниченности,

R - радиус шара.

Плотность поверхностной свободной энергии может быть выражена в виде:

$$f_S(M_S) = q_1 A M_S{}^2 + q_2 M_S . \qquad (2)$$

Поле магнитного перехода h_ρ можно определить уравнением:

$$\frac{a_0}{2}M^2 - Mh + \left(\frac{\partial M}{\partial \rho}\right) + f_S = 0 . \qquad (3)$$

Решение (3) относительно к h приведет к гиперболической зависимости поля перехода h_ρ от радиуса ρ:

$$h_p^{\pm}(\rho,q_1,q_2) = \pm\sqrt{\frac{-f_S(q_1,q_2)}{\chi}}\cdot\left(\frac{\rho_h}{\widetilde{\rho}_h}\right)\cdot 8h\left(\frac{\rho}{\rho_h}\right), \quad 0 \le \rho \le R . \qquad (4)$$

Здесь χ - магнитная восприимчивость системы, $\rho_h = \left(2A\cdot\chi/2 + |a_0|\chi\right)^{1/2}$ - характерная длина поля магнитного перехода, $\widetilde{\rho}_n$-магнитная длина ρ_n при $|a_0| = 0$, т.е. длина ρ_n при $T = T_c$.

Выражение для среднего от функции намагниченности рассматриваемой системы будет иметь вид:

$$M_0(h,R)=\frac{4\pi}{V}\int_0^R \rho^2 M_0(\rho,h)d\rho=\frac{16\tilde{h}R^2}{5\pi A}\cdot {}^1F_2\left(1;2,712;-\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^2\right)$$

БЕЗМАССОВОЕ СКАЛЯРНОЕ ПОЛЕ В ТЕОРИИ ЭЙНШТЕЙНА-КАРТАНА

[*]Никифорова В.В.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: nikiforova@ms2.inr.ac.ru

В данной работе разобран вопрос, связанный с возможной модификацией общей теории относительности. Построена геометрия Римана-Картана на сфере с нетривиальным кручением, введение связности таким образом интересно с точки зрения приложений. Четырехмерное пространство-время рассматривается как вложенное в пятимерную сферу, с индуцированной метрикой. Индуцированное кручение обладает интересными свойствами. В итоге получается геометрия Римана-Картана специального вида.

Рассмотрим сферу S^2 с метрикой $g_{\mu\nu}=\begin{pmatrix} r^2 & 0 \\ 0 & r^2\sin^2\vartheta \end{pmatrix}$ (координаты ϑ,φ). Определим в этом пространстве параллельный перенос так, чтобы он сохранял скалярное произведение и удовлетворял следующему свойству. Представим, что в один из полюсов сферы помещен точечный источник света. Из симметрии очевидно, что свет будет распространяться вдоль больших кругов. Направление луча света является также «направлением тени». Потребуем, чтобы перенос вектора, параллельного направлению тени в исходной точке, давал вектор, параллельный направлению тени в конечной точке при любых движениях. Это требование приводит к следующей связности: $\Gamma^2_{21}=\operatorname{ctg}\vartheta$, остальные $\Gamma^\alpha_{\beta\gamma}=0$. Соответственно, компоненты тензора кручения имеют вид: $S^2_{21}=-S^2_{12}=\operatorname{ctg}\vartheta$, остальные $S^\alpha_{\beta\gamma}=0$.

Обобщение на случай n измерений выглядит так:

$$g_{\mu\nu}=\begin{pmatrix} \dfrac{1}{1-\dfrac{r^2}{a^2}} & 0 & 0 & \Lambda & 0 \\ 0 & r^2 & 0 & \Lambda & 0 \\ 0 & 0 & r^2\sin^2\varphi_1 & \Lambda & 0 \\ M & M & M & O & M \\ 0 & 0 & 0 & K & r^2\sin^2\varphi_1\ldots\sin^2\varphi_{n-2} \end{pmatrix}$$

(координаты $r,\varphi_1,\varphi_2,\ldots,\varphi_{n-1}$).

При этом:

$\Gamma^\alpha_{\beta\gamma}\big|_{\alpha\geq 2,\beta\geq 2,\gamma\geq 2}=\begin{pmatrix}\alpha\\ \beta\gamma\end{pmatrix}$ - символы Кристоффеля метрики $g_{\mu\nu}$;

[*] Доклад отмечен дипломом конференции как лучший на подсекции.

$$\Gamma^1_{11} = \frac{r}{a^2 - r^2};\ \Gamma^{\mu}_{\mu 1}\Big|_{\mu\geq 2} = \frac{1}{r};$$
$$\Gamma^1_{\mu\nu}\Big|_{\mu\neq 1,\nu\neq 1} = \Gamma^{\mu}_{1\nu}\Big|_{\mu\neq 1,\nu\neq 1} = \Gamma^1_{\mu 1}\Big|_{\mu\neq 1} = \Gamma^1_{1\nu}\Big|_{\nu\neq 1} = 0;$$
$$\Gamma^{\mu}_{\nu 1}\Big|_{\mu\neq 1,\nu\neq 1,\mu\neq\nu} = 0;\ \Gamma^{\mu}_{11}\Big|_{\mu\neq 1} = 0.$$

Соответственно, кручение: $S^{\mu}_{\mu 1}\Big|_{\mu\geq 2} = -S^{\mu}_{1\mu}\Big|_{\mu\geq 2} = \frac{1}{r}$; остальные $S^{\alpha}_{\beta\gamma} = 0$.

Обратимся к случаю S^5. Рассмотрим вложение в S^5 4-мерной поверхности, заданной в виде:

$$\begin{cases} x^1 = r = r(\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \varphi_4) \\ x^2 = \varphi_1 = y^1 \\ x^3 = \varphi_2 = y^2 \\ x^4 = \varphi_3 = y^3 \\ x^5 = \varphi_4 = y^4 \end{cases}$$

Индуцированное кручение имеет вид (знак тильда обозначает индуцированную величину):

$$\widetilde{S}^{\varphi}_{\alpha\beta} = \frac{1}{r}(\delta^{\varphi}_{\alpha}\partial_{\beta} r - \delta^{\varphi}_{\beta}\partial_{\alpha} r).$$

Если теперь отвлечься от S^5 и рассматривать 4-пространство самостоятельно, безотносительно к какому-либо вложению, то получается геометрия Римана-Картана, характеризуемая метрикой 4-пространства $g_{\mu\nu}$ и скалярной функцией $r = r(\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \varphi_4)$, с кручением $S^{\varphi}_{\alpha\beta} = \frac{1}{r}(\delta^{\varphi}_{\alpha}\partial_{\beta} r - \delta^{\varphi}_{\beta}\partial_{\alpha} r)$ и связностью $\Gamma^{\alpha}_{\beta\gamma} = \left\{ \begin{matrix} \alpha \\ \beta\gamma \end{matrix} \right\} - \frac{1}{r}\delta^{\alpha}_{\gamma}\partial_{\beta} r + \frac{1}{r} g^{\varphi\alpha} g_{\gamma\beta}\partial_{\varphi} r$. Здесь $\left\{ \begin{matrix} \alpha \\ \beta\gamma \end{matrix} \right\}$ - символы Кристоффеля метрики $g_{\mu\nu}$ нашего 4-пространства.

Раскладывая кручение на компоненты, получаем:

след: $T_{\beta} = S^{\alpha}_{\cdot\beta\alpha} = -\frac{3}{r}\partial_{\beta} r$;

псевдослед: $S^{\nu} = \varepsilon^{\alpha\beta\mu\nu} S_{\alpha\beta\mu} = 0$;

бесследовая компонента: $\begin{cases} q^{\alpha}_{\cdot\beta\alpha} = 0 \\ \varepsilon^{\alpha\beta\mu\nu} q_{\alpha\beta\mu} = 0 \end{cases}$: $q^{\alpha}_{\cdot\beta\gamma} = 0$.

Рассмотрим взаимодействие кручения с фермионами. Оно может быть введено минимальным и неминимальным образом [1]:

$$S_{\frac{1}{2},\min} = i\int d^4x\sqrt{-g}\,\overline{\psi}(\gamma^{\alpha}\nabla_{\alpha} - \frac{i}{8}\gamma^5\gamma^{\alpha}S_{\alpha} - im)\psi,$$

$S_{\frac{1}{2},non-\min} = i\int d^4x\sqrt{-g}\,\overline{\psi}(\gamma^{\alpha}\nabla_{\alpha} + \eta_1 i\gamma^5\gamma^{\alpha}S_{\alpha} + \eta_2 i\gamma^{\alpha}T_{\alpha} - im)\psi$, где ∇_{α} - ковариантная производная, построенная по символам Кристоффеля.

Видно, что полученное нами кручение взаимодействует с фермионами только неминимальным образом. Как отмечено в [1], это взаимодействие фермионов с кручением (со следом кручения, так как псевдослед равен нулю) схоже с взаимодействием с электромагнитным полем A_{μ}.

Действие для гравитационного поля запишется в виде: $S = -\frac{1}{16\pi G}\int d^4x\sqrt{-g}R = -\frac{1}{16\pi G}\int d^4x\sqrt{-g}(R_{Riemann} - 6D_\mu D^\mu \ln r - 6\partial_\mu \ln r \partial^\mu \ln r)$, где $R_{Riemann}$ - скалярная кривизна, построенная по метрике нашего 4-пространства, D_μ - ковариантная производная, построенная по символам Кристоффеля 4-пространства. Таким образом, в теории имеется безмассовое скалярное поле геометрического происхождения.

Автор выражает признательность академику В.А. Рубакову за постановку задачи.

Литература

1. Shapiro I.L. (2002) Physical aspects of the space-time torsion // Phys.Rept.357:113,2002.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Николаева О.П.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, РоссияE-mail: nikolaevaop@yandex.ru

Построение низкотемпературного разложения в ряды теории возмущений имеет ряд сложностей. В настоящей работе нами предложен метод, позволяющий эффективно их преодолеть. Для этого мы используем базовые системы типа Викса – Чандлера – Андерсона с границей положительной определенности потенциала, эффективно учитывающей взаимодействие частиц на всех координационных сферах. Выражение для свободной энергии системы здесь представлено в виде суммы двух слагаемых

$$F = F_0 - \theta\frac{N(N-1)}{2V^2}\int_0^1 d\lambda\int\frac{f(|q_1-q_2|)}{1+\lambda f(|q_1-q_2|)}F_2(\lambda,q_1,q_2)dq_1dq_2,$$

первое из которых есть свободная энергия базовой системы, а второе определяется двухчастичной функцией распределения с параметризацией майеровского типа.

При определении двухчастичной функции распределения используем метод интегральных уравнений. Нами предложено термодинамически согласованное суперпозиционное приближение. В силу своего построения это уравнение дает функции распределения, приводящие к одинаковым уравнениям состояния, найденным как из выражения для сжимаемости, так из теоремы вириала. При этом мы используем полученную нами цепочку уравнений

$$\frac{\partial F_s}{\partial q_1^\alpha}+\frac{1}{\theta}\frac{\partial(U_{0s}+U_{1s})}{\partial q_1^\alpha}F_s+\frac{\left(1-\frac{s}{N}\right)}{v\theta}\int\frac{\partial\left[\Phi_0(|q_1-q_{s+1}|)-\theta\ln(1+\lambda f(|q_1-q_{s+1}|))\right]}{\partial q_1^\alpha}F_{s+1}dq_{s+1}=0$$

для s-частичных функций распределения

$$F_s(\lambda,q_1,...,q_s)=\frac{V^s\int e^{-\frac{1}{\theta}U_0}\prod_{1\le i<j\le N}(1+\lambda f(|q_i-q_j|))dq_{s+1}...dq_N}{Q(\lambda)}$$

с параметризацией майеровского типа. Это позволяет сочетать преимущества метода Боголюбова, где используются симметричные функции, метода Кирквуда, содержащего дополнительный параметр, а также метода Майера.

Для учета квантовых эффектов нами построена квазиклассическая термодинамическая теория возмущений для свободной энергии

$$F = F_k + \frac{\eta^2 \pi}{6\theta^2 m} \frac{N^2}{V} \int_0^\infty \Phi'^2(r) F_2(r) r^3 dr + \ldots$$

с использованием найденной двухчастичной функции распределения. Определены уравнения состояния в квазиклассическом приближении, проведены оценки квантовых поправок к уравнениям состояния в жидкости при низких температурах.

В качестве примера использования развитой теории возмущений исследовано уравнение состояния жидкого аргона вблизи тройной точки, а также вычислена скорость звука в жидком аргоне и азоте в области низких температур. Получено хорошее согласие с экспериментальными данными.

Литература

1. Zhou S. (2009) How to make thermodynamic perturbation theory to be suitable for low temperature?// J. Chem. Phys. V. 130. 05103.

2. Николаева О.П. (2008) Двухчастичная функция распределения многокомпонентной системы твердых сфер// Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. № 2.

РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ НАВЬЕ-СТОКСА С ПОМОЩЬЮ ИНТЕГРАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ

Петрова Т.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, РоссияE-mail: tatyana.a.petrova@gmail.com

Для решения системы уравнений Навье-Стокса в большинстве работ используются разностные схемы. Эти методы объединены названием прямого численного моделирования (Direct Numerical Simulation). Таким путем впервые теоретически была обнаружена неустойчивость течения в круглой трубе, экспериментально исследованная Рейнольдсом. Предыдущие попытки обнаружить неустойчивость этого течения с помощью линейного анализа не привели к успеху. Однако разностные методы позволяют решать на современных компьютерах задачи, в которых число Рейнольдса не превосходит по порядку 10^4. Между тем развитая турбулентность возникает при $Re = 10^5 – 10^6$. В природных явлениях в атмосфере Земли число Re достигает10^9, а в процессах на Солнце – 10^{13}. Таким образом, возникает потребность построения решения уравнений Навье-Стокса методом, альтернативным разностным схемам, каким и является метод итераций.

Цель настоящей работы – разработка и применение метода решения уравнений Навье-Стокса, позволяющего снять ограничение на число Рейнольдса.

В работе решение задачи Коши для полной нестационарной трехмерной системы уравнений Навье-Стокса для газа сведено к решению интегральных уравнений типа Вольтерра, и затем использована итерационная процедура, что позволило снять ограничение на число Рейнольдса. Задача Коши рассматривалась в безграничном пространстве, первоначальное состояние системы задавалось степенными функциями. Были получены следующие **основные результаты**.

Применен метод решения задачи Коши для системы нестационарных уравнений Навье-Стокса для газа, основанный на применении фундаментального решения параболической системы и не использующий конечно-разностных схем. Решение задачи было сведено к решению методом итераций интегральных уравнений типа Вольтерра, что позволило снять ограничение на число Рейнольдса.

Решения задачи были получены на первой второй и третьей итерации как для сферически-симметричного, так и для линейного пространственного случая. Стремление решений к постоянному значению на бесконечности, а также пренебрежимо малая разность между второй и третьей итерацией, позволяют сделать вывод о сходимости итерационной процедуры.

Полученные результаты являются важным шагом на пути к описанию турбулентных процессов при больших числах Рейнольдса.

ЭПР ПЛЕНОК ГИДРОГЕНИЗИРОВАННОГО АМОРФНОГО УГЛЕРОДА

Рабазанов А.К., Агаларова З.А., Азизов Д.А.

Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия
abdulmsh@mail.ru

Приведены результаты теоретического расчета тензора g - сдвига и измерения ЭПР пленок гидрогенизированного аморфного углерода $(a-C:H)$.

Пленки получены плазмо-химическим газофазным осаждением в зависимости от температуры подложки (T_S), от отношения напряженности электрического поля к давлению в камере (E/P) и от времени прибывания частиц в камере (τ). Показано, что T_S и E/P сильно, а τ намного слабее влияет на структуру и свойства пленок $a-C:H$.

Спиновые свойства волновой функции электронного дефекта в полупроводнике обычно описываются спиновым гамильтонианом [1]:

$$H = g_0\mu_B H_0 S + \mu_B H_0 [g_{ij}] S + I[A]S + S_i[D]S_j + \tilde{H}(I). \qquad (1)$$

Здесь g_0 - значение g - фактора Ланде для свободного электрона ($g_0 = 2{,}0023193$), μ_B - магнетон Бора ($\mu_B = eh/2\pi mc$), H_0 -приложенное извне магнитное поле, S и I - операторы электронного и ядерного спина, $[g_{ij}]$, $[A]$ и $[D]$- тензоры спин-орбитального, сверхтонкого и спин-спинового взаимодействия, соответственно, а $\tilde{H}(I)$- часть спинового гамильтона, которая зависит только от ядерного спина I, Результирующий вклад в спиновой гамильтониан (1) можно выразить через тензор g - сдвига

$$[g_{ij}] = 2{,}0023\delta_{ij} + 2\lambda\sum_{k\neq 0}\frac{\langle 0|L_i|k\rangle\langle k|L_j|0\rangle}{E_k - E_0}, \qquad (2)$$

где L_i - компоненты оператора орбитального момента и через $(|0\rangle, E_0)$, $(|k\rangle, E_k)$ обозначены волновые функции и энергии основного состояния и возбужденных состояний дефекта, соответственно.

Измерения ЭПР показали, что с увеличением T_S и E/P значения g - фактора увеличивается от $2{,}002$ до $2{,}003$, а плотность спинов возрастает от $10^{16}\,см^{-3}$ до $5\times10^{18}\,см^{-3}$.

Рассчитанные значения g - фактора ($g = 2{,}0027$) находится в хорошем согласии с полученными экспериментальными данными.

Литература

1. Абрагам А., Блини Б., Электронный парамагнитный резонанс переходный ионов. –М.:Мир, 1982.

2D- ТУННЕЛЬНЫЕ БИФУРКАЦИИ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Рудин В. А., Скибицкая Н. Ю., Кревчик П. В.

Пензенский государственный университет, г. Пенза, Россия
E–mail: physics@pnzgu.ru

Изучение проблемы управляемости квантовых эффектов, связанных с диссипативной туннельной динамикой в низкоразмерных системах различной природы, явля-

ется актуальной проблемой современной физики конденсированного состояния. Помимо известных приложений в физике взаимодействующих контактов Джозефсона и низкотемпературной химической кинетике в последние годы активизировались исследования управляемых туннельных эффектов в системах квантовых точек (КТ) и взаимодействующих «квантовых молекул» (КМ), а также в экспериментах с СТМ/АСМ. Впервые эффекты 2D – бифуркаций были предсказаны Ю.Н. Овчинниковым и Б.И. Ивлевым (ИТФ им. Л.Д. Ландау) в системе взаимодействующих контактов Джозефсона, но наблюдение этих эффектов затруднялось существенным влиянием флуктуаций. Для ряда химических реакций, идущих по туннельному механизму, например, в системах типа порфиринов, теоретически предсказывались и экспериментально выявлялись изломы на зависимости скорости реакции как функции температуры, что объяснялось сменой режима 2D переноса с синхронного на асинхронный; но предсказанные 2D – эффекты оказались неустойчивыми. Возможности современных нанотехнологий позволили формировать искусственные структуры с управляемыми характеристиками, в которых, как представляется, впервые удалось пронаблюдать устойчивые 2D – бифуркации в туннельных ВАХ для металлических КТ (из золота) в системе совмещенного АСМ/СТМ. Предсказанные ранее эффекты 2D – бифуркаций и квантовых биений при параллельном туннельном переносе взаимодействующих частиц в двухъямном осцилляторном потенциале [1, 2] удалось выявить для отдельных туннельных ВАХ в экспериментах с КТ из золота в НИФТИ Нижегородского университета (в группе О.Н. Горшкова). Одновременно теоретически разработанный метод контролируемого роста КТ в системе с АСМ/ СТМ [3] может позволить сделать доступными новые уникальные возможности для выращивания больших массивов металлических КТ (например, из коллоидного золота) заданных размеров, что может иметь перспективные приложения для создания прецизионных устройств для наноэлектроники с управляемыми характеристиками, а также многообещающие приложения в области наномедицины.

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта Минобрнауки РФ по ФЦП «Развитие потенциала высшей школы» № 2.1.1/1647

Авторы выражают признательность проф. О.Н. Горшкову, проф. В.Ч. Жуковскому, проф. В.Д. Кревчику, проф. М.Б.Семенову за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. Yu.I. Dahnovsky, V.D. Krevchik, A.A. Ovchinnikov, M.B. Semenov, K. Yamamoto// Physical Review B, vol. 68, 2003, P. 155426;

2. Yu.I. Dahnovsky, V.Ya. Krivnov, V.D. Krevchik, M.B. Semenov, K. Yamamoto Transfer processes in low - dimensional systems (мемориальный сборник статей, посвященный памяти А.А. Овчинникова и А.И. Ларкина) при участии Нобелевского лауреата, проф. А. Леггетта, UT Research Institute Press, Tokyo, Japan, (2005), 690 p.

3. В.Ч. Жуковский, О.Н. Горшков, В.Д. Кревчик, М.Б. Семенов, Е.В. Грозная, Д.О. Филатов, Д.А. Антонов Управляемое диссипативное туннелирование во внешнем электрическом поле// Вестник МГУ. Сер. 3 (Физика. Астрономия). – 2009. вып. 1.

О ПОНДЕРОМОТОРНЫХ СИЛАХ В ЖИДКИХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

Русакова Н.Е., Самухина Ю.В.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: n_rusakova@gen5521.phys.msu.ru, juliesam2008@mail.ru

В данной работе исследуются пондеромоторные силы, действующие между заряженными телами в жидком диэлектрике. Примером такой силы является сила взаимодействия между двумя заряженными шариками или пластинами плоского конденсатора, погруженными в диэлектрический раствор. Обычно в литературе выражение для этих пондеромоторных сил получают, исходя из закона сохранения энергии ([1], [2]). При таком подходе пондеромоторная сила представляет собой результирующую равнодействующую силу. В некоторых случаях требуется выявить различные составляющие этой силы, например, силу давления со стороны жидкого диэлектрика на тело и

кулоновскую силу взаимодействия между зарядами. В простом аналитическом виде такое разделение возможно только в редких частных случаях, которые и рассматриваются в данной работе. В частности, несложно убедиться, что сила взаимодействия между пластинами плоского конденсатора уменьшается в диэлектрической среде на величину силы давления жидкого диэлектрика на эти пластины, обусловленной неоднородным краевым полем конденсатора. Учет расталкивающей силы давления диэлектрика приводит к тому, что результирующая пондеромоторная сила уменьшается в ε раз, что непосредственно следует из закона сохранения энергии.

Аналогичная ситуация наблюдается и при помещении в жидкий диэлектрик заряженной сферы. В этом случае на внешнюю поверхность сферы со стороны диэлектрика будет также действовать сжимающая данную сферу пондеромоторная сила давления и кулоновская сила расталкивания зарядов, находящихся на этой сфере. Результирующая пондеромоторная сила будет, как и в предыдущем случае, в ε раз меньше силы, действующей на проводящую сферу, находящуюся в вакууме.

Возникает естественный вопрос: что будет происходить с пондеромоторной силой взаимодействия пластин плоского конденсатора или зарядов, находящихся на сфере в диэлектрике, если в поверхности проделать небольшое отверстие? Расчеты показывают, что проделанное отверстие не приведет к изменению силы давления внутри конденсатора или внутри сферы, вследствие возникновения дополнительной пондеромоторной силы, действующей на диэлектрик в области отверстия и в точности компенсирующей силу давления жидкого диэлектрика внутри конденсатора или сферы.

Возникновение дополнительного давления в жидком диэлектрике при наличии в нем заряженных тел, в том числе и микроскопических или наноразмеров, например, свободного радикала какой-то органической молекулы, может приводить к изменению колебательного молекулярного спектра и деформации молекул со стороны диэлектрического раствора, в который они помещены. С другой стороны при помещении ионов в диэлектрическую жидкость может происходить сжатие или компрессия этой жидкости, изменение ее плотности или объема.

Литература

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика, т. 8, Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
2. Тамм И.Е. Основы теории электричества. М.: Наука, 1989.

ОСОБЕННОСТЬ ДВУХФОТОННОГО ПРИМЕСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В КВАНТОВОЙ МОЛЕКУЛЕ В УСЛОВИЯХ ТУННЕЛЬНОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО БАРЬЕРА

Сафонов В.В.

Пензенский государственный университет, г. Пенза, Россия
E-mail: physics@pnzgu.ru

Теоретически исследовано влияние прозрачности потенциального барьера на вероятность двухфотонной (ДФ) ионизации $D^{(-)}$-центра в квантовой молекуле (КМ), состоящей из двух туннельно-связанных сферических квантовых точек (КТ). Потенциал $D^{(-)}$-центра моделировался потенциалом нулевого радиуса. Теоретический подход основан на рассмотрении квантового туннелирования с диссипацией применительно к электронному транспорту в КМ, моделируемой двухъямным осцилляторным потенциалом, с учётом взаимодействия с локальной фононной модой при конечной температуре. Продуктивность такого подхода обусловлена тем, что в пространстве наномасштабов физика и химия электронных процессов имеют много общего и появляется возможность для изучения взаимодействия КМ с контактной средой в рамках науки о кванто-

вом туннелировании с диссипацией. Так как состояние реакционной системы в среде характеризуется многомерной потенциальной поверхностью, возникает проблема выделения координаты туннелирования. Вводится так называемый адиабатический потенциал вдоль координаты туннелирования. Определяется вероятность туннелирования электрона в единицу времени в квазиклассическом приближении с учётом диссипации. В одноинстантонном приближении вычисляется квазиклассическое действие S_B как функция температуры и параметров потенциала. Далее находится траектория $q_B(\tau)$ (инстантон), минимизирующая функцию действия S_B. Предэкспоненциальный множитель B_0 определяется вкладом траекторий, близко расположенных от инстантона. В приближении идеального инстантонного газа вероятность туннелирования Γ_0 можно представить в виде $\Gamma_0 = B_0 \cdot \exp(-S_B)$. В работе получены аналитические формулы для квазиклассического действия и предэкспоненциального множителя туннельной константы скорости электрона, взаимодействующего с термостатом – средой.

Показано, что с ростом частоты фононной моды вероятность туннелирования в КМ возрастает за счёт увеличения эффективности электрон-фононного взаимодействия. Возрастание константы взаимодействия приводит к увеличению вязкости контактной среды, т. е. к росту её "степени диссипативности", в результате вероятность туннелирования уменьшается. Во втором порядке теории возмущений рассчитана вероятность ДФ ионизации $D^{(-)}$-центра в КМ с учётом того, что рассматриваемые оптические переходы обладают конечной спектральной шириной $\eta\Gamma_0$. Исследована спектральная зависимость вероятности ДФ примесного поглощения и её зависимость от параметров туннелирования. Показано, что с ростом частоты фононной моды растёт и вероятность ДФ поглощения. Увеличение "вязкости" контактной среды приводит к достаточно сильному подавлению ДФ поглощения в КМ.

Найдено, что прозрачность потенциального барьера существенно влияет на ДФ примесное поглощение в КМ за счёт изменения ширины энергетических уровней виртуального и конечного состояний при варьировании таких параметров диссипативного туннелирования, как температура, частота фононной моды и константа взаимодействия с контактной средой.

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведённых в рамках гранта Минобрнауки РФ по ФЦП «Развитие потенциала высшей школы» №2.1.1/1647

Автор выражает признательность проф. В.Д. Кревчику и проф. М.Б. Семёнову за помощь в подготовке тезисов

ПРИМЕНЕНИЕ ФОРМАЛИЗМА НЬЮМЕНА-ПЕНРОУЗА ДЛЯ ПОИСКА ТОЧНЫХ РЕШЕНИЙ УРАВНЕНИЙ НЕЛИНЕЙНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ В АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ПРИЛОЖЕНИЯХ

Соколов В.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: sokolov.sev@inbox.ru

Согласно результатам экспериментов выполненных на Стенфордском электронном ускорителе [1] электродинамика в вакууме является нелинейной теорией, поэтому поиск новых точных решений нелинейных уравнений теории электромагнитного поля на сегодняшний день представляет одну из важнейших задач. Однако эта задача значительно осложняется отсутствием общих методов интегрирования таких уравнений и поэтому поиск новых точных решений, как правило, носит эвристический характер.

Применение метода Ньюмена-Пенроуза позволяет в некоторой степени формализовать и сделать поиск новых решений более обоснованным. В настоящем сообщении рассматривается применение формализма Ньюмена-Пенроуза, адаптированного к уравнениям нелинейной электродинамики произвольного вида [2], для поиска точных решений уравнений электродинамики Борна-Инфельда в астрофизических приложениях. Современные теоретические модели рассматривают несколько нелинейных обобщений уравнений электродинамики в вакууме. Одной из таких теорий является электродинамика Борна-Инфельда [3], лагранжиан которой имеет вид:

$$L = -\frac{1}{4\pi a^2}\left[\sqrt{-g\left(1-\frac{a^2}{2}J_2-\frac{a^4}{4}J_4+\frac{a^4}{8}J_2^2\right)}-\sqrt{-g}\right],$$

где через $J_2 = F_{ik}F^{ki}$ и $J_4 = F_{ik}F^{kl}F_{lm}F^{mi}$ обозначены инварианты тензора электромагнитного поля второй и четвертой степени соответственно, a - параметр электродинамики Борна-Инфельда, g -определитель метрического тензора. Особенностью этой теории является ограниченность собственной энергии электромагнитного поля точечного заряда в плоском пространстве-времени. Кроме того, электродинамика Борна-Инфельда является предельным случаем некоторых теорий суперструн [4]. Используя формализм Ньюмена-Пенроуза, в рамках электродинамики Борна-Инфельда получено новое решение задачи о статическом электромагнитном поле, создаваемом распределенной системой зарядов, на фоне метрики Шварцшильда. Для данной полевой конфигурации получены выражения для компонент электрического поля, плотности заряда и полного заряда, который гравитационный центр может удержать вокруг себя. Новое решение обладает несколькими горизонтами сингулярности, однако, более подробное рассмотрение показывает, что вне горизонта событий Шварцшильда лежит только один из них, и при соответствующем ограничении на плотность распределения заряда, особенности компонент электрического поля можно избежать.

Литература

1. Burke D.L. et al. // Rhys. Rev. Lett. 1997. **79**. P.1626.
2. Вшивцева П. А., Зубрило А. А., Кривченков И. В., Соколов В. А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2006. №5. С.6.
3. Born M., Infeld L. //Proc.Roy.Soc. 1934. **A 143**. P. 425.
4. Seiberg N., Witten E. //JHEP 1999. **032**. P.9909.

НЕЛИНЕЙНАЯ ЭВОЛЮЦИЯ СТАЦИОНАРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ПЛОТНОСТИ В БОЗЕ СИСТЕМЕ

[**]Труханова М.И.[1], Андреев П.А.[2]

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
[1]E–mail: Mar-TiV@yandex.ru, [2]E–mail: andrap@yandex.ru

В последние годы основной интерес при исследовании ультро-холодных разреженных газов, бозонов, лежит в области изучения волн плотности материи, включая наблюдение интерференции волновых состояний, смотрите работы [1],[2].

В нашей работе в качестве исходных уравнений являются уравнения Шредингера для системы бозонов с короткодействующими потенциалами взаимодействия. Это уравнение, и определение плотности вероятности и наблюдаемых, позволяют получить систему полевых уравнений для вещества при любом числе бозонов в системе. Первые пять уравнений могут быть названы уравнениями квантовой гидродинамики, в кото-

[**] Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

рых, вследствие короткодействующего потенциала взаимодействия, будет содержаться квантовый тензор напряжений.

На основании этого метода в третьем порядке по радиусу взаимодействия могут быть получены уравнения для неоднородного конденсата Бозе – Эйнштейна. Если ограничиться только первым порядком, мы получим хорошо известное уравнение Гросса – Питаевского. Мы ставим своей целью исследовать нелинейную эволюцию плотности числа частиц в третьем порядке по радиусу взаимодействия. Соответствующее уравнение нами получено в виде [3]:

$$i\eta\partial_t \Phi(\vec{\rho},t) = \\ = (-\frac{\eta^2\nabla^2}{2m} + V_{ext}(\vec{\rho},t) - \gamma|\Phi(\vec{\rho},t)|^2 - \frac{1}{16}\gamma_2 \int_{\vec{\rho}_0}^{\vec{\rho}} \frac{1}{n(\vec{\rho},t)} d(\Delta n^2(\vec{\rho},t)))\Phi(\vec{\rho},t), \qquad (1)$$

где $n(\vec{\rho},t) = |\Phi(\vec{\rho},t)|^2$, $\gamma = \frac{4\pi}{3}\int r^3 \frac{\partial U(r)}{\partial r} dr$, $\gamma_2 = \frac{4\pi}{15}\int r^5 \frac{\partial U(r)}{\partial r} dr$.

Будем искать решение в виде стационарных возмущений, т.е. функций вида $n(x - V_0 t)$, причём V_0=const. Мы полагаем, так же, что до возмущений средняя скорость частиц была равна нулю. И, следовательно, конечное значение скорости является результатом возмущений системы. Уравнение (1) является интегро–дифференциальным и, если пренебречь слагаемыми, пропорциональными γ_2, оно совпадает с уравнением Гросса – Питаевского, которое можно привести к виду уравнения Кортевега-де Фриза при V=const [4]. Для анализа эволюции стационарных возмущений, на основании полного уравнения (1), содержащего γ_2, мы получаем уравнение (2):

$$\frac{\hbar^2}{4m}\frac{d^3n}{d\xi^3} + 2mE\frac{dn}{d\xi} + 9\gamma n\frac{dn}{d\xi} + \frac{3}{16}\gamma_2\frac{d^5n^2}{d\xi^5} + \frac{3}{8}\gamma_2\frac{dn}{d\xi}\int\frac{1}{n}\left(\frac{d^5n^2}{d\xi^5}\right)d\xi = 0, \qquad (2)$$

здесь $\xi = x - V_0 t$.

Интегральное слагаемое в этом уравнении исчезает при $\gamma_2 \to 0$ и само уравнение переходит в уравнение Кортевега-де Фриза.

Вместе с тем, в этом уравнении слагаемое, пропорционально γ_2, много меньше слагаемого, пропорционального γ, по этому для решения интегро-дифференциального уравнения мы используем метод итераций. Решение уравнения (2), стремящиеся к нулю при $\alpha \to \pm\infty$, имеет вид:

$$n_b = \frac{2n_0}{\sqrt{\kappa^2 - \frac{\kappa}{2} + 1}\cosh 2\alpha + \kappa + 1}, \qquad (3)$$

где $\alpha = \frac{\sqrt{2|E|}m\xi}{\hbar}$, $\kappa = \frac{16|E|^3m^4\gamma_2}{9\hbar^2|\gamma|^3n_0^2}$, $E < 0$, $\gamma > 0$.

При $\gamma_2 \to 0$ этот результат сводится к известному решению Кортевега-де Фриза: $n_b = n_0\,\mathrm{sech}^2(\alpha)$.

Последовательный учёт взаимодействия частиц приводит к искажению формы солитона, как нелинейного стационарного возмущения плотности.

Литерптура

1. Dalfovo F., Giorgini S., Pitaevskii L.P., and Stringari S. (1999) Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases //Rev. of Mod.Phys., Vol.71,p.463- 513.

2. Bloch I., Dalibard J., Zwerger W. (2008) Many-body physics with ultracold gases//Rev. of Mod.Phys.,Vol.80.p.885-965.

3. Andreev P. A., Kuzmenkov L. S. (2008) Problem with the single-particle description and the spectra of intrinsic modes of degenerate boson-fermion systems //PhysRevA., Vol.78,p. 053624(12).

4. Fedele R., Schamel H. (2002) Solitary waves in the Madelung`s fluid: Connection between the nonlinear Schrodinger equation and the Korteweg-de Vries equation //Eur. Phys. J. B., Vol.27,p.313- 320.

ЧЁРНЫЕ КОЛЬЦА И ПОИСК СКРЫТЫХ СИММЕТРИЙ В ПЯТИМЕРНЫХ СУПЕРГРАВИТАЦИЯХ

[**]Щерблюк Н.Г.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: shcherbluck@mail.ru

Решения типа чёрных колец в пятимерии с топологией горизонта событий $S^1 \times S^2$ были открыты Эмпараном (R. Emparan) и Риэлом (H.S. Reall) в 2002 году как обобщения чёрных дыр [1]. Эти решения, нарушающие в пяти измерениях аналог теоремы единственности четырёхмерных чёрных дыр, имеют множество интересных приложений в теории струн. Несмотря на то, что все суперсимметричные решения в минимальной пятимерной супергравитации были классифицированы, поиск не-БПС конфигураций является более сложной проблемой.

Эффективным способом построения точных решений многомерных уравнений Эйнштейна является размерная редукция лагранжиана, основанная на предположении существования достаточного числа коммутирующих симметрий Киллинга (тороидальная редукция). Такой редукцией можно получить трёхмерную нелинейную сигма-модель. Если окажется, что пространство-мишень полученной сигма-модели есть фактор-пространство (косет) некоторой полупростой группы Ли по подгруппе изотропий, то с помощью преобразований из этой группы Ли (называемой группой скрытых симметрий) можно генерировать новые решения из уже известных с такой же трёхмерной метрикой.

Техника генерации новых решений на основе сигма-модели для минимальной пятимерной супергравитации была развита в работе [2]. В ней установлено, что группой скрытых симметрий является исключительная группа $G_{2(2)}$, построено соответствующее матричное представление косета $G_{2(2)} / SL(2,R)^2$ и сгенерировано новое заряженное чёрное кольцо с двумя параметрами вращения. Обобщение теории на случай пятимерной супергравитации с тремя абелевыми векторными полями рассмотрено в работе [3]. Было выяснено, что группой изометрий такой теории является группа $SO(4,4)$. Кроме того, было построено матричное представление симметрических кватернионных многообразий $SO(4) \times SO(4) \setminus SO(4,4)$ и $SO(2,2) \times SO(2,2) \setminus SO(4,4)$, исследованы преобразования из группы $SO(4,4)$, сохраняющие заданное поведение метрики на бесконечности. В результате была найдена чёрная дыра с тремя независимыми зарядами и двумя параметрами вращения.

В последнее время удалось усовершенствовать метод путём сведения процедуры обратной дуализации (решение сложных дифференциальных уравнений) на финальном этапе вычислений к чисто алгебраическим матричным преобразованиям [4]. Эта усовершенствованная техника была применена для построения новой чёрной дыры Калуцы-Клейна с так называемым сквошенным горизонтом событий.

Литература

1. R. Emparan and H.S. Reall, “Black rings”, Class. Quant. Grav. **23**, R169 (2006) [arXiv:hep-th/0608012].

[**] Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

2. A. Bouchareb, G. Clément, C-M. Chen, D.V. Gal'tsov, N.G. Scherbluk, and Th. Wolf, "G2 generating technique for minimal 5D supergravity and black rings", Phys. Rev. D **76**, 104032 (2007) [arXiv:0708.2361].

3. D.V. Gal'tsov and N.G. Scherbluk, "Generating technique for $U(1)^3$ 5D supergravity", Phys. Rev. D **78**, 064033 (2008) [arXiv:0805.3924].

4. D.V. Gal'tsov and N.G. Scherbluk, "Improved generating technique for 5D supergravities and squashed Kaluza-Klein Black Holes", (2008) [arXiv:0812.2336].

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ УЛЬТРАКОРОТКОГО ИМПУЛЬСА С МОЛЕКУЛЯРНЫМ ИОНОМ ВОДОРОДА

Юлкова В. М.

Поморский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Архангельск, Россия, E-mail: ulkova@pomorsu.ru

Под ультракороткими импульсами в данной работе понимаются импульсы, длительность которых меньше характерных периодов времени для молекулы-мишени [1]. Напряженность электрического поля в ультракоротких импульсах сопоставима и превосходит внутриатомное поле. Поэтому на характеристики поля можно не налагать ограничения, связанные с применением теории возмущений и использовать непертурбативные подходы. Поле ультракороткого импульса оказывает на атомы встряскообразное возмущение. Это воздействие не осложнено длительным процессом временной эволюции и перестройки атомных состояний. Встряхивание атома обуславливает различные электронные переходы внутри атома, что сопровождается переизлучением налетающего ультракороткого импульса. Предварительно авторами исследовались неупругие процессы в атомах при столкновении с быстрыми многозарядными ионами и ультракороткими импульсами электромагнитного поля [2]. Полученные спектры переизлучения позволили исследовать корреляционные эффекты на примере атома гелия [3] и сформулировать динамические критерии корректности аналитических волновых функций [4]. В работе [5] были рассчитаны парциальные спектры переизлучения при взаимодействии с водородоподобными ионами или атомами. Отдельной задачей является расчет спектров переизлучения ультракоротких импульсов электромагнитного поля на молекуле водорода. Расчет с молекулой водорода усложнен двухцентровым рассеянием падающего ультракороткого импульса, учетом межэлектронных корреляций и выстроенности рассеивающих центров. В общем случае мы можем использовать приближение Гайтлера-Лондона [6] для описания молекулы водорода, однако получение спектра переизлучения в аналитической форме в этом случае затруднительно. Однако в случае молекулярного иона водорода H_2^+ можно использовать наши расчеты по парциальным спектрам переизлучения ультракоротких импульсов на атоме водорода. Основная идея заключается в том, что ультракороткий импульс электромагнитного поля сопоставим по размерам с межъядерным расстоянием. Можно рассматривать взаимодействие с электроном отдельно на каждом ядре и на двух ядрах одновременно.

Пусть ультракороткий импульс электромагнитного поля гауссовой формы взаимодействует с молекулярным ионом. По сути дела на ион падает плоская электромагнитная волна в виде ультракороткого импульса длительностью τ. Напряженность электрического поля импульса задается выражением:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r},t) = \mathbf{E_0}\exp\{-\alpha^2(t-\frac{\mathbf{k_0 r}}{\omega_0})^2\}\cos(\omega_0 t - \mathbf{k_0 r}) \ ,$$

где α – параметр затухания в гауссовом импульсе принимает значения $\alpha = 1/\tau$, ω_0 – частота налетающего ультракороткого импульса, $\mathbf{k_0}$ – его волновой вектор, $\mathbf{E_0}$ – амплитуда напряженности поля в ультракоротком электромагнитном импульсе [1] (здесь и ниже

использована атомная система единиц). Вероятность возбуждения атома в приближении внезапных возмущений:

$$W_{0n} = \left| \langle \varphi_n | \exp\left(-i\mathbf{q}\sum_{a=1}^{N} \mathbf{r}_a \right) | \varphi_0 \rangle \right|^2 ,$$

где φ_0 и φ_n принадлежат полной ортонормированной системе собственных функций невозмущенного гамильтониана, $\mathbf{q}$ – переданный атому импульс при встряске ультракоротким импульсом. Просуммировав парциальный спектр по всем конечным состояниям атома φ_n, найдем полный спектр излучения для молекулярного иона:

$$\frac{d^2W}{d\Omega_{\vec{k}} d\omega} = \frac{1}{(2\pi)^2 c^3 \omega} \langle \varphi_0 | [\frac{\partial \tilde{V}(\vec{r},\omega)}{\partial \vec{r}} \times \mathbf{n}][\frac{\partial \tilde{V}(\vec{r},\omega)}{\partial \vec{r}} \times \mathbf{n}] | \varphi_0 \rangle .$$

где $\tilde{V}(\vec{r},\omega)$ – Фурье-образ возмущения со стороны ультракороткого импульса. В качестве волновых функций основного состояния для иона выберем [6] выражение

$$\psi = \left[2\left(1 + S\right) \right]^{-1/2} \left(\psi_A + \psi_B \right) ,$$

где S – интеграл перекрытия, $\psi_{A,B}$ – водородоподобные волновые функции на первом и втором ядре. При подстановке данной волновой функции в выражение для спектра переизлучения получаем при произвольном конечном состоянии молекулярного иона:

$$\frac{d^2W}{d\Omega_{\vec{k}} d\omega} = \left[\left(1 + S\right) \right]^{-1} \left(\frac{d^2W_{AA}}{d\Omega_{\vec{k}} d\omega} + \frac{d^2W_{AB}}{d\Omega_{\vec{k}} d\omega} \right),$$

$$\frac{d^2W_{AA}}{d\Omega_{\vec{k}} d\omega} = \frac{1}{(2\pi)^2 c^3 \omega} \langle \varphi_A | [\frac{\partial \tilde{V}(\vec{r},\omega)}{\partial \vec{r}} \times \mathbf{n}][\frac{\partial \tilde{V}(\vec{r},\omega)}{\partial \vec{r}} \times \mathbf{n}] | \varphi_A \rangle ,$$

$$\frac{d^2W_{AB}}{d\Omega_{\vec{k}} d\omega} = \frac{1}{(2\pi)^2 c^3 \omega} \langle \varphi_A | [\frac{\partial \tilde{V}(\vec{r},\omega)}{\partial \vec{r}} \times \mathbf{n}][\frac{\partial \tilde{V}(\vec{r},\omega)}{\partial \vec{r}} \times \mathbf{n}] | \varphi_B \rangle .$$

Первое слагаемое соответствует спектру переизлучения на отдельных центрах. Это соответствует двум последовательным взаимодействиям ультракороткого импульса с электроном на первом и втором ядре. Второе слагаемое интерференционное, представляет спектр переизлучения, когда электрон оказывается в поле импульса и поле обоих ядер одновременно. Проинтегрировав выражения по углам вылета переизлученных фотонов запишем для первого спектра:

$$\frac{d W_{AA}}{d \omega} = \frac{2}{3 \pi c^3 \omega} \left| f_0(\omega) \right|^2 \mathbf{E}_0^2 \left(1 + \frac{\omega^2}{c^2}\right) ,$$

где функция $f_0(\omega)$ зависит от параметров ультракороткого импульса. Для второго слагаемого аналитического выражения получить не удается, по численным оценкам оно составляет в первом приближении величину порядка $d W_{AB} / d \omega \approx S\, d W_{AA} / d \omega$. Роль этого слагаемого существенно возрастает при уменьшении межъядерного расстояния. В итоге мы получаем спектр переизлучения на молекулярном ионе в адиабатическом приближении. Учет переизлучения на двух центрах одновременно существенно меняет спектр.

Литература

1. Матвеев В.И. // ЖЭТФ. - 2003. - Т. 124. - № 5(11). - С. 1023.
2. Есеев М. К., Матвеев В. И. // ЖТФ. – 2008. - Т. 78. - №8. - С. 28.
3. Есеев М.К., Матвеев В.И. // Оптика и спектроскопия. - 2008. – Т. 104. - №6. - С. 885.
4. Есеев М.К. , Абикулова Н.В., Юлкова В.М., Тюкин Д.А. // Труды XII-ой научной конференции молодых ученых и специалистов ОИЯИ. – Дубна, 2008. – С. 118.
5. Есеев М.К., Матвеев В.И., Абикулова Н.В. // Оптика и спектроскопия. - 2009. – Т. 106. - №2. - С. 231.
6. Давыдов А.С. // Квантовая механика. М.: Наука, 1973. 702 с.

ФИЗИКА МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ

Председатель подсекции
д.ф.-м.н. Шалыгина Елена Евгеньевна

OPTICAL ORIENTATION, SPIN POLARIZATION AND ALIGNMENT OF TWO-DIMENSIONAL MAGNETOEXCITONS IN THE PRESENCE OF BACKGROUND ELECTRONS

Podlesny I.V.

Institute of Applied Physics, Academy of Sciences of Moldova, Chisinau, Republic of Moldova,E-mail: podlesniy@rambler.ru

In the present paper the combined two-dimensional magnetoexciton-cyclotron resonance was described as a dipole-active transition in scope of the second order perturbation theory in perturbations of the electron-photon interaction and the Coulomb electron-electron interactions. The matrix elements of the electron-photon interaction are proportional to the scalar product of the light and exciton circular polarization vectors, so that the probability of the optical transition is proportional to the square modulus of this scalar product. The light circular polarization induces optical orientation inside the electron subsystem creating optical alignment of excitons and spin polarization of electrons. Two possible projections of the magnetoexciton orbital momentum on the magnetic field $M=s_z+j_z=m1$ corresponding to the electron spin projections $s_z=\pm 1/2$ and the heavy holes momentum projections $j_z=m3/2$ result in the electron spin polarization. Spin polarization of the optically created electrons is crucial for the exciton-cyclotron resonance absorption. If the optically created electrons and resident electrons are polarized in the same direction their Coulomb interaction consists of the direct and exchange interaction terms, which results in additional factor 4 in the probability of quantum transition compared to the case of electrons with antiparallel spins, which has been observed experimentally [1, 2].

References

1. Yakovlev D.R., Kochreshko V.P., Suris R.A., Schenk H., Ossau W., Waag A., Landwehr G., Christianen P.C.M., and Maan J.C. (1997) // Phys. Rev. Lett., 79, 3974.

2. Kochereshko V.P., Yakovlev D.R., Suris R.A., Astakhov G.V., Faschinger W., Ossau W., Landwehr G., Wojtowicz T., Karczewski G., Kossut J. (2002) in: Optical properties of 2D systems with interacting electrons / NATO Science Series, 125 p., 2002.

УСИЛЕНИЕ КОЛОССАЛЬНОГО МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ В ОКРЕСТНОСТИ ПЕРЕХОДА МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИК В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ $Eu_{1-x}Ca_xB_6$

[*]Анисимов М.А.

Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия
E–mail:anisimov.m.a@gmail.com

Интерес к исследованию соединений с колоссальным магнитосопротивлением (КМС), определяется перспективами их практического применения при разработке но-

[*] Доклад отмечен дипломом конференции как лучший на подсекции.

вого поколения магнитных носителей информации, а также элементной базы спинтроники. Для изучения взаимосвязи зарядового транспорта и магнетизма в системах с КМС чрезвычайно удобным модельным объектом являются твердые растворы замещения на основе гексаборида европия $Eu_{1-x}Ca_xB_6$. Простая кубическая структура, а также отсутствие сильных деформаций кристаллической решетки при легировании немагнитными ионами кальция позволяют непосредственно исследовать влияние беспорядка на характеристики обменного взаимодействия в магнитной подрешетке европия. В частности, интересно проследить эволюцию формирования состояния с электронным и магнитным расслоением фаз, с которым принято связывать возникновение эффекта КМС в гексабориде европия при $T < 40K$ [1].

Для получения дополнительной информации о природе эффекта КМС в твердых растворах $Eu_{1-x}Ca_xB_6$ в работе выполнен цикл измерений транспортных свойств в широком интервале температур $2K - 300K$, в сильном магнитном поле до $70кЭ$. Монокристаллы $Eu_{1-x}Ca_xB_6$ были выращены методом вертикального бестигельного индукционного зонного плавления с переплавом в атмосфере аргона. Измерения транспортных свойств (удельное сопротивление, коэффициенты Холла и термоэдс) проводились на экспериментальных установках отдела низких температур и криогенной техники ИОФ РАН. Высокая точность стабилизации температуры ($\Delta T \approx 0,01K \div 0,02K$) и магнитного поля ($\Delta H / H \sim 2 \cdot 10^{-5}$ при $H = 80кЭ$), необходимая для прецизионных исследований характеристик зарядового транспорта, достигалась благодаря использованию оригинального температурного контроллера на цифровых сигнальных процессорах (КРИОТЭЛ $TC1,5/300$) в схеме с эталонным термометром сопротивления модели CERNOX-1050 и источника тока сверхпроводящего магнита (КРИОТЭЛ $SMPS-120$).

Выполненные измерения гальваномагнитных и термоэлектрических характеристик твердых растворов $Eu_{1-x}Ca_xB_6$ ($0 \le x \le 0,4$) показали, что рост концентрации кальция, сопровождающийся уменьшением температуры Кюри от $T_C = 13,6K$ ($x = 0$) до $T_C = 4,5K$ ($x = 0,4$), инициирует переход металл-диэлектрик при критической концентрации $x_C \sim 0,3$. Наблюдаемая "диэлектризация" зарядового транспорта при $x > x_C$ хорошо согласуется со структурой фазовой диаграммы $Eu_{1-x}Ca_xB_6$, рассчитанной в рамках модели двойного обмена в [2], хотя значение x_C оказывается несколько ниже интервала $0,4 \le x_C \le 0,5$, найденного из серии магнитооптических исследований [3]. Установлено, что в окрестности перехода металл-диэлектрик при $x \sim x_C$ магнитосопротивление твердых растворов $Eu_{1-x}Ca_xB_6$ значительно растет, при этом максимальные значения эффекта КМС $\rho(0)/\rho(H) \sim 6,9 \cdot 10^5$ достигаются при гелиевых температурах в магнитном поле $H = 70кЭ$ для состава $x = 0,4$ (рис.1). В работе впервые обнаружено, что аномальное усиление эффекта КМС в $Eu_{0,6}Ca_{0,4}B_6$ сопровождается сменой знака эффекта Холла с переходом от положительных ($R_H > 0$, $H < H_C(T)$, где H_C - поле инверсии знака эффекта Холла) к отрицательным ($R_H < 0$, $H > H_C(T)$) значениям коэффициента Холла R_H. Наблюдаемое изменение параметров зарядового транспорта связывается с электронным и магнитным расслоением фаз, вследствие формирования магнитных поляронов в парамагнитной фазе легированных соединений на основе гексаборида европия [4].

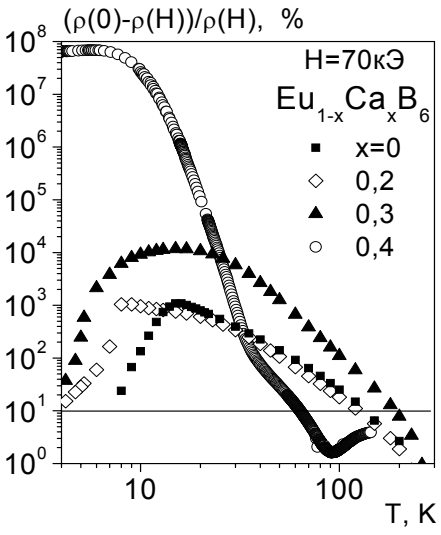


Рис.1. Температурные зависимости магнитосопротивления твердых растворов $Eu_{1-x}Ca_xB_6$, ($0 \le x \le 0,4$), измеренные в магнитном поле $H = 70кЭ$

Тезисы доклады основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта Российского Фонда Фундаментальных Исследований №05-08-33463.

Автор выражает признательность к.ф.-м.н. Глушкову В.В. за помощь в подготовке тезисов, к.ф.-м.н. Шицеваловой Н.Е. и Левченко А.В. за синтез образцов, д.ф.-м.н. Демишеву С.В., к.ф.-м.н. Случанко Н.Е. и к.ф.-м.н. Богачу А.В. за обсуждение результатов, а также к.ф.-м.н. Самарину Н.А. и аспиранту Колесникову А.А. за предоставленное программное обеспечение.

Литература

1. Wigger G.A. et al. (2004) Percolation and the colossal magnetoresistance of Eu-based hexaboride // Phys. Rev. Lett. №14(93), p. 147203-1.
2. Pereira V.M. et al. (2004) Double exchange model for magnetic hexaborides // Phys. Rev. Lett. №14(93), p. 147202-1.
3. Gaimi E. et al. (2006) Magneto-optical evidence of double exchange in a percolating lattice // Phys. Rev. Lett. №13(96), p. 016403-1.
4. Yu U., Min B.I. (2005) Magnetic and transport properties of the magnetic polaron: application to $Eu_{1-x}La_xB_6$ system// Phys. Rev. Lett. №11(94), p. 117202.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВНЕДРЕНИЯ АТОМОВ ВОДОРОДА НА МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ И ДОМЕННУЮ СТРУКТУРУ ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ R_2Fe_{17}

Арефьев А.И.

Тверской государственный университет, Тверь, Россия, Arefev_Arthur@mail.ru

В качестве объектов исследования были выбраны сплав Tb_2Fe_{17} и его гидрид $Tb_2Fe_{17}H_2$.

На рис.1 представлена доменная структура (ДС) Tb_2Fe_{17}, выявленная методом полярного эффекта Керра. На представленном изображении (Рис.1), наблюдается клиновидные домены, промодулированные рядом замыкающих доменов типа звездочек, характерные для гексагональных магнетиков с анизотропией легкая плоскость. При исследование ДС на гидрированном сплаве $Tb_2Fe_{17}H_2$. наблюдается лабиринтная доменная структура, промодулированная замыкающимися доменами типа звездочки (Рис.2). Изменение в характере доменной структуры гидрированного образца связано, по-видимому, с изменением магнитной анизотропии материала.

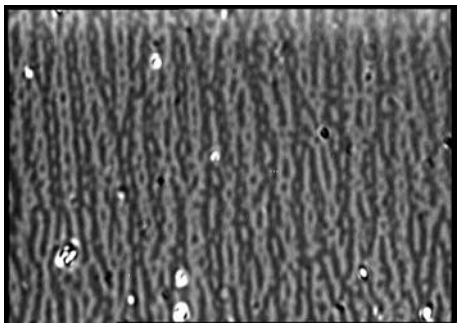


Рис.1. Tb_2Fe_{17} (30x30 mkm)

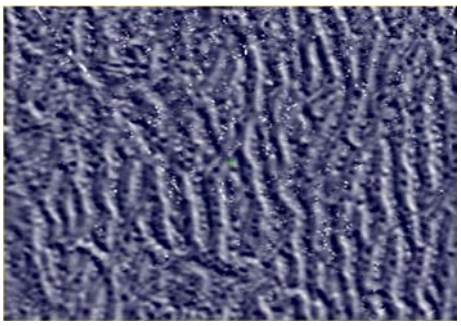


Рис.2. $Tb_2Fe_{17}H_2$ (20x20 mkm)

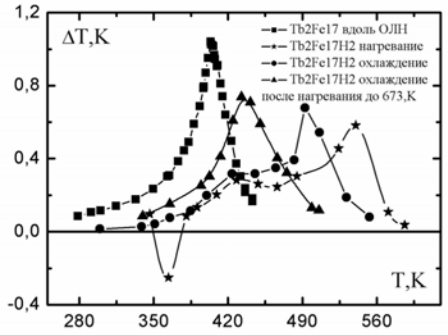


Рис.3. МКЭ Tb_2Fe_{17} и $Tb_2Fe_{17}H_2$

При измерении МКЭ (рис.3 квадратики) на монокристалле Tb_2Fe_{17} вдоль оси легкого намагничивания (ОЛН) наблюдается максимум МКЭ в районе T_c. Величина МКЭ в T_c составляет 1,015 K. При измерении на гидриде наблюдается минимум МКЭ при T=364 K (рис.3 звездочки), это связано с выделением водорода в результате наложения внешнего магнитного поля. Последующее нагревание выявило 2 максимума, 1-ый в районе T_c исходного образца, 2-ой – в районе T_c гидрида, при этом значе-

ние МКЭ уменьшилось. В результате охлаждения (рис.3 кружочки), также присутствуют два максимума, причем один из которых смещается в сторону T_c исходного образца, а значение МКЭ увеличивается. Это связанно с выделением водорода при первоначальном нагревании образца. Далее образец нагревался до 673 K, а затем в процессе охлаждения проводилось измерение МКЭ (Рис.3 треугольники). Как видно из данного графика МКЭ продолжает возрастать, а величина T_c гидрида стремится к величине T_c исходного образца, что свидетельствует о дальнейшем выделением водорода из образца.

НЕЛИНЕЙНЫЕ СВОЙСТВА ЯЧЕЙКИ, ЗАПОЛНЕННОЙ СЛАБОПРОВОДЯЩИМ МАГНИТНЫМ КОЛЛОИДОМ, В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Гетманский А.А.

Ставропольский государственный университет, Ставрополь, Россия
E–mail: mclayd@mail.ru

Нелинейные диэлектрические элементы, обычно в тонкопленочном исполнении, являются основой разнообразных радиотехнических устройств (параметрических усилителей, низкочастотных усилителей мощности, умножителей частоты, модуляторов, стабилизаторов напряжения и др.). Одним из таких диэлектрических элементов может являться тонкая пленка (~0,1 мкм), состоящая из частиц магнетита, образующаяся в электрическом поле, на электродах ячейки, заполненной слабопроводящим магнитным коллоидом - магнитной жидкостью (МЖ) типа «магнетит в керосине» (см., например, [1]). На сегодняшний день известно много работ, в которых исследуются свойства слабопроводящего магнитного коллоида [2 и др.]. Особый интерес представляет исследование электрофизических свойств ячейки с МЖ в электрическом поле. В качестве коллоида в данной работе использовалась магнитная жидкость с объемной концентрации магнетита 0.1%, 0.5% и 1%. В работе приведены результаты исследования ампер-временных зависимостей (АВЗ) ячейки, заполненной МЖ, при подаче на нее импульсов напряжений различной амплитуды и при выключении поля. По АВЗ включения определено сопротивление приэлектродных слоев. Представляя приэлектродный слой концентрированной МЖ в виде плоскопараллельного слоя с известной толщиной, оценена проводимость этих слоев. Толщина приэлектродных слоев определена по исследованию эллипса поляризации света, отраженного от ячейки с МЖ в электрическом поле [1, 3]. Оказалось, что проводимость слоев МЖ вблизи металлического электрода на 4 порядка ниже, чем проводимость МЖ в объеме ячейки и в пределах ошибок измерений не зависит от напряжения внешнего поля. То есть заряд накапливается на границе раздела «МЖ в объеме – приэлектродный слой МЖ». По АВЗ разрядки ячейки на различные сопротивления оценен заряд, который накапливает ячейка с МЖ в электрическом поле. Получена зависимость емкости приэлектродного слоя от напряжения на электродах ячейки как отношение заряда к соответствующему напряжению на электродах ячейки. Эта зависимость является нелинейной и монотонно убывающей с ростом напряжения.

Таким образом, экспериментально показано, что ячейка с МЖ, за счет образования приэлектродных слоев, обладает в электрическом поле свойствами нелинейного конденсатора и может найти техническое применение.

Работа выполнена при поддержке научно-технической программы Рособразования «Развитие научного потенциала высшей школы».

Автор выражает благодарность профессору, д.ф.-м.н. Чеканову В.В. за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. Чеканов В.В., Бондаренко Е.А., Дискаева Е.Н. Изучение приэлектродного слоя магнитной жидкости по поляризации отраженного света // Сборник научных трудов 11-ой Международной Плесской конференции по магнитным жидкостям (8-11 сентября 2004 г., г. Плес). - Иваново: Изд-во ИГЭУ, 2004. - С. 90-95.

2. Диканский Ю.И., Кожевников В.М., Чеканов В.В. Физические свойства магнитных жидкостей / Сб. науч. тр. - Свердловск, 1983. - С. 28-33.
3. Чеканов В.В., Бондаренко Е.А., Гетманский А.А. Электроотражение света от границы «магнитная жидкость – алюминиевый электрод» // Нанотехника, 2008 – Т.15. – вып. 3. С. 6-11.

ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МОНО- И ПОЛИДИСПЕРСНЫХ СРЕД ДЛЯ ДЕМПФИРОВАНИЯ МЕХАНИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ

Гладков А.А., Казаков А.П.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: lehaglad@gmail.com

Настоящая работа посвящена исследованию новых высокоэластичных магнитоуправляемых полимерных материалов (магнитоэластиков), способных существенно изменять свою форму, упругие и вязкие характеристики во внешнем магнитном поле. Одновременная реализация двух трудносовместимых свойств, а именно, большой намагниченности и высокой эластичности, позволила создать материалы с гигантской величиной магнитодеформационного эффекта, заключающегося в деформации образцов при их помещении в магнитное поле.

Исследование магнитоэластиков имеет важное практическое значение, т.к. в последнее время растет число тех областей, в которых предлагается практическое применение магнитореологических материалов: автоматические тиски, шлифовальные жидкости, демпферы сидений, суставы протезов, в качестве переключателей систем, сейсмобезопасное строительство и магнитореологические демпферы на основе эластомеров.

Задачей данной работы являлось показать влияние магнитоэластика, управляемого внешним магнитным полем, на амплитуду вынужденных колебаний. Так, впервые в нашей лаборатории, были проведены исследования магнитоэластиков в режиме воздействия на него периодической во времени внешней силой. Была создана установка для исследования частотных характеристик магнитоэластиков, включенных в механическую колебательную систему. На созданной установке были рассмотрены процессы демпфирования механических продольных колебаний.

В работе мы рассматривали образцы магнитоэластиков как полидисперсные, т.е. в полимерной матрице содержались частицы двух средних размеров, так и монодисперсные.

В результате измерений были получены амплитудно-частотные характеристики вынужденных колебаний. Чтобы показать влияние магнитоэластика и приложенного к нему магнитного поля на резонансную кривую колебательной системы, была измерена амплитудно-частотная характеристика штока без образцов магнитоэластиков. Затем измерялись АЧХ системы с образцами магнитоэластика.

Получившиеся резонансные пики были аппроксимированы функцией зависимости амплитуды колебаний от частоты вынуждающей силы, приведенной в литературном обзоре. Были посчитаны статистические ошибки в определении резонансной частоты, коэффициента затухания и амплитуды в резонансе. Было показано, что амплитуда в резонансе уменьшается с увеличением поля, а коэффициент затухания и частота резонанса растут. Другими словами с ростом поля, растут упругость и вязкость колебательной системы.

Для различных образцов магнитоэластиков АЧХ имели различный вид, но общий характер зависимости механических параметров магнитоэластика от магнитного поля был одинаков.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ МНОГОСЛОЙНОЙ СТОХАСТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Ерёмин А.М.

ГОУ ВПО «Бийский педагогический государственный университет им. В.М. Шукшина», Бийск, Россия, E-mail: fmf1994@rambler.ru

В настоящее время с помощью методов быстрого закаливания из жидкого состояния или методом конденсации из паровой фазы получен спектр новых высокодисперсных поликристаллических сплавов с уникальными свойствами. Среди них и сплавы высокоанизотропных магнетиков типа $SmCo_5$, NdFeB, которые являются перспективными технологическими материалами для постоянных магнитов. Но для эффективного использования этих сплавов в качестве материалов для постоянных магнитов необходимо иметь чёткие представления о механизме их перемагничивания и характере домной структуры (ДС). Экспериментальные наблюдения ДС таких сплавов весьма затруднительны, поскольку образуется мелкодоменная структура, которую не удаётся наблюдать оптическими методами. А однозначная интерпретация электронно-микроскопических снимков ДС весьма затруднена. Поэтому представляется целесообразным численное моделирование характера распределения намагниченности и процессов перемагничивания таких сплавов в рамках теории микромагнетизма.

Целью настоящей работы является разработка методики численного моделирования процессов перемагничивания многослойной стохастической системы, представляющей одномерное приближение реальных поликристаллических сплавов.

Для аппроксимации свойств микрокристаллических магнетиков в рамках микромагнитного приближения нами использовалась модель многослойной стохастической системы, состоящей из 10 обменно-связанных слоёв одноосного магнетика, различающихся ориентацией осей лёгкого намагничивания (ОЛН). Последняя задаётся как случайным, так и вполне определённым образом в рамках модельных ограничений. Степень дисперсности в данном случае будет определяться толщиной слоёв. Смоделированная система может служить одномерным приближением дисперсных поликристаллических сплавов высокоанизотропных магнетиков, так как она учитывает стохастичность ориентации ОЛН, неоднородность намагниченности, локальный характер обменного взаимодействия.

Равновесное состояние магнетика во внешнем магнитном поле можно рассматривать как локальный минимум функционала свободной энергии, определённого на пространстве функций состояния в непрерывном случае (микромагнитный подход). Свободная энергия, смоделированной системы, строилась из энергии обменного взаимодействия, одноосной анизотропии, намагниченности во внешнем поле и в собственных размагничивающихся полях.

Моделирование проводилось минимизацией энергии системы E в N-мерном пространстве обобщённых координат с помощью метода градиентного спуска. При этом выражение для энергии численно интегрировалось по формуле Симпсона. При построении петель гистерезиса в качестве начального приближения выбиралось однородно намагниченное состояние в достаточно большом поле. Затем при плавном уменьшении поля каждое предыдущее решение являлось начальным приближением для последующего.

Полученные при одномерном однооугловом приближении результаты могут претендовать лишь на качественное, в лучшем случае полуколичественное, описание процессов намагничивания и перемагничивания реальных сплавов.

МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ЛЕЧЕНИИ ЗЛОКАЧЕСТВЕННЫХ НОВООБРАЗОВАНИЙ

Зацепина Е.В.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: zacepina@physics.msu.ru

Медицинская гипертермия это контролируемое, временное повышение температуры пораженного органа, с целью уничтожения имеющегося новообразования. Предельной для медицинской гипертермии является температура, при которой, по имеющимся представлениям, объемный кровоток в здоровых тканях падает, она составляет 43-45°C, в зависимости от ткани. Такая термотерапия применяется совместно с химиотерапией и хирургическими методами лечения новообразований, однако обладает широким спектром побочных эффектов, вызванных неравномерным распределением тепла в необходимой области.

Магнитокалорический эффект (МКЭ) заключается в изменении температуры магнитного материала при его намагничивании или размагничивании во внешнем магнитном поле в адиабатических условиях. В представленном методе нагрев осуществляется при помощи магнитной жидкости, непосредственно инжектируемой в опухоль, что позволяет разогревать ее максимально равномерно. Магнитная жидкость изготавливается на основе наночастиц, обладающих высоким значением МКЭ, и температурой фазового перехода около температуры человеческого тела. Такие частицы могут быть получены из благородных или редкоземельных металлов, их сплавов и интерметаллических соединений.

Предлагаемый процесс лечения заключается в следующем: на опухоль, с заранее помещенной в нее магнитной жидкостью, действуют переменным магнитным полем. Амплитуда и частота магнитного поля выбирается с учетом величины МКЭ, концентрации частиц и размеров опухоли. Под действием магнитного поля температура частиц благодаря МКЭ возрастает и частицы отдают выделившееся тепло окружающим тканям. Частицы периодически намагничиваются до тех пор пока температура опухоли не достигнет 43°C, при этой температуре больные клетки гибнут.

В работе представлена математическая модель, описывающая процесс распространения тепла, выделившегося из магнитных наночастиц, к опухоли. Она позволяет оценить оптимальную концентрацию частиц в процессе лечения и частоту применяемого магнитного поля для опухолей с различными массами, диаметрами и плотностями. Расчеты проводились для таких перспективных магнитокалорических материалов как Fe49Rh51 и Gd. В случае Gd учитывались потери необходимые на разогрев покрывающей оболочки.

Литература

1. Тишин А.М., Способ проведения магнитной терапии злокачественных образований, патент РФ № RU2295933, дата публикации 27.03.2007.

АНОМАЛИИ ПОВЕДЕНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ И МАГНЕТОКАЛОРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В СЛАБЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ ВБЛИЗИ ТОЧЕК ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

Зверев В.И.

МГУ имени М.В. Ломоносова, , Москва, Россия,
E–mail: vi.zverev@physics.msu.ru

В недавнем теоретическом исследовании М.Д. Кузьмина (2008) показано, что природа поведения магнитных свойств при фазовых переходах второго рода в слабых магнитных полях может носить неожиданный характер. В работе было предложено приблизительное уравнение состояния для ферромагнетиков. При этом особое внимание было уделено гадолинию. Полученные соотношения применимы для температур-

ного интервала $T \le T_C$, где T_C – температура Кюри, и произвольного магнитного поля. В основе вывода соотношения – теория Ландау фазовых переходов второго рода. Было показано, что смещение максимума магнитной составляющей теплоемкости в случае наложения внешнего магнитного поля носит немонотонный характер, а именно, максимум смещается в область низких температур в слабых полях до 20 кЭ, и наоборот, в сторону высоких температур в более сильных магнитных полях.

В настоящей работе теоретически исследуется характер возможного поведения намагниченности $M(H,T)$ и магнетокалорического эффекта (МКЭ) $\Delta T(H,T)$ вблизи точек магнитных фазовых переходов в слабых магнитных полях. На основе модели, построенной на базовых принципах термодинамики, производится расчет максимальных (минимальных) значений МКЭ. Кроме того, исследуется связь между поведением температурной зависимости теплоемкости при постоянном давлении в различных магнитных полях и магнетокалорическим эффектом в слабых магнитных полях в области точек фазового перехода второго рода. В работе показано, что эти два явления связаны между собой, и если известно поведение одного из свойств (теплоемкости или МКЭ), то характер поведения и точки расположения аномалий второго свойства могут быть, в целом, предсказаны.

Автор выражает признательность профессору, д.ф.-м.н. Тишину А.М. за полезные обсуждения результатов работы.

Литература

1. Kuzmin MD, Landau-type parametrization of the equation of state of a ferromagnet, *Physical Review B* 77, 184431 (2008)
2. Tishin A, Gschneidner KAJr, Pecharsky V., *Physical Review B* 59, 1 (1999)
3. Nikitin S.A. and Tishin A.M. Magnetocaloric effect and influence of a magnetic field on the specific heat of dysprosium and holmium. *Sov. Phys. - Solid State*, 1987, v. 29, N 9, pp. 2812-2813
4. Kuzmin MD, Tishin AM. 1992, Magnetocaloric Effect. Part 1: An introduction to various aspects of theory and practice. *Cryogenics*. 32(6): 545 - 558
5. Pecharsky VK, Gschneidner KAJr. 1999, Magnetocaloric effect from indirect measurements: magnetization and heat capacity. *J. Appl. Phys.* 86(1): 565-575
6. Tishin AM, Spichkin YI. 2003, *The magnetocaloric effect and its application*. Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 475 pp.

МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ МИКРО- И НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ $Y_{25}Fe_{75}$

Карпенков Д.Ю., Карпенков А.Ю.

Тверской государственный университет, Тверь, Россия
E–mail: karpenkov_d_y@mail.ru

В настоящее время актуальной является проблема поиска магнитных материалов с высокими значениями магнитокалорического эффекта (МКЭ).[1,2] Подобные материалы являются перспективными для применения в устройствах магнитного охлаждения.

В качестве исходных компонентов для приготовления сплавов YFe_3 использовались металлы высокой степени чистоты. Исходные сплавы получали методом высокочастотной индукционной плавки. Быстрозакаленные сплавы получались в виде лент путем разлива расплава исходного образца на медный диск, вращающийся с линейной скоростью 16.7 м/с. После этого полученные образцы были измерены на установке термомагнитного анализа и на установке по измерению магнитокаллорического эффекта. Также была исследована кристаллическая структура литых и быстрозакаленных сплавов путем оптической микроскопии (увеличение в 1000 раз) и методами атомно-силовой микроскопии с использованием контактного кантилевера (увеличение в 100 000 раз).

На Рис1. представлены результаты измерения МКЭ на микро- и нанокристаллических сплавах $Y_{25}Fe_{75}$ в поле 18,3 кЭ. Из графиков водно, что уменьшение размеров

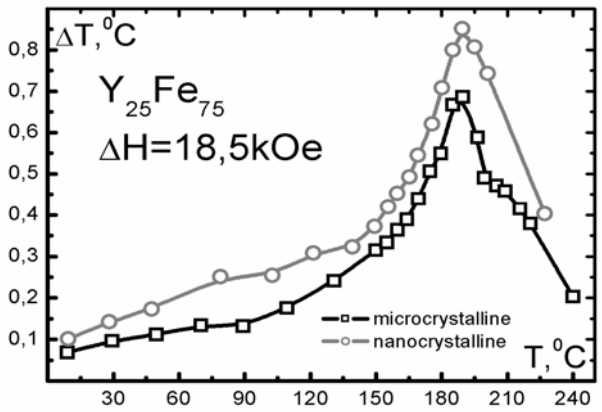


Рис.1 Температурные зависимости МКЭ для микро- и нанокристаллический образцов сплава $Y_{25}Fe_{75}$ в поле 18,5 кЭ

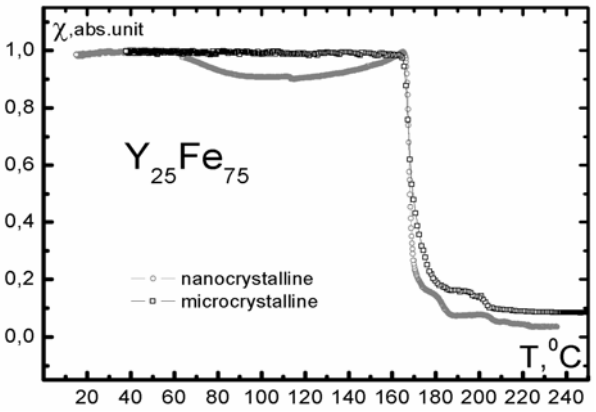


Рис.2 Температурные зависимости магнитной восприимчивости для микро- и нанокристаллический образцов сплава $Y_{25}Fe_{75}$

зерен влечет увеличение значений магнитокалорического эффекта с 0,686 ^{0}C на литых образцах до 0,851 ^{0}C на быстрозакаленных.

На Рис2. представлены температурные зависимости магнитной восприимчивости на микро- и нанокристаллических образцах сплава $Y_{25}Fe_{75}$. Данные анализа показывают, что изменение размеров зерен не влечет смещения характерных температур фазовых (температура Кюри) переходов.

Работа выполнена при поддержке Фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере № 6050р/8448.

Литература

1. Андреенко А.С., Белов К.П., Никитин С.А., Тишин А.М. Магнитокалорический эффект в редкоземельных магнетиках. Успехи физических наук. Т.158. вып.4. 1989. С.553–579.

2. Tishin A.M., Spichkin Y.I., «The magnetocaloric effect and its applications», 2003.

ОСНОВНОЕ СОСТОЯНИЕ «СТРОИТЕЛЬНЫХ БЛОКОВ» ФРУСТРИРОВАННЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ МАГНЕТИКОВ

**Климов А.В.[i]

Оренбургский государственный университет, Оренбург, Россия
E-mail: A-Klimov1986@yandex.ru

Двумерные и трехмерные фрустрированные магнетики, магнитные и кристаллические решетки которых имеют треугольные элементы, связанные отрицательными обменным взаимодействиями, обладают интересными и необычными магнитными и термодинамическими свойствами [1,2,3,4]. Недавно в ОГУ синтезирован ряд треугольных комплексов M_3L_3, где M = Cu^{2+}, Ni^{2+}, Co^{2+} (парамагнитные ионы с различными электронными спинами S = ½ и S = 1) и L - различные 1, 3, 4, 6 – тетракарбонильные лиганды [5]. Эти треугольные комплексы являются «строительными блоками» фрустрированных молекулярных магнетиков и 2D решеток кагоме.

Рассчитаны основные магнитные и спиновые состояния этих соединений с одинаковыми и различными ионами в треугольных комплексах, определены их энергии и построены взаимные ориентации спиновых векторов. Показано, что отрицательное обменное взаимодействие в треугольных комплексах Ni_3L_3 с тетраэдрической координа-

** Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

цией ионов приводит к планарной 120^0 спиновой структуре с компенсацией спинового магнетизма комплекса. Их спиновое состояние:

$$|\varphi\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}}\left(|T_+T_-T_0\rangle - |T_-T_+T_0\rangle - |T_+T_0T_-\rangle + |T_-T_0T_+\rangle + |T_0T_+T_-\rangle - |T_0T_-T_+\rangle\right),$$

где $|T_{\pm,0}\rangle$ - триплетные спиновые состояния отдельных ионов.

Для гетероионных комплексов M_2 M`$L_3$ (где M и M` - ионы металлов Cu^{2+} или Ni^{2+}) доказана возможность реализации некомпланарных спиновых структур. Вид спиновых функций гетероионных комплексов не зависит от отношения обменных констант гамильтониана. В комплексах Cu_3L_3 основное спиновое состояние двукратно вырождено и должно описываться спиновой матрицей плотности.

Автор выражает признательность проф. д. ф.-м. н. Бердинскому В.Л. за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. K. Binder, A.P. Young, Rev. Mod. Phys. (1986) **58**, 801.
2. Y. Nambu, S. Nakatsuji, Y. Maeno, E.K. Okudzeto, and J.Y. Chan, Phys. Rev. Lett. (2008) **101**, 207204
3. M.F. Collins and O.A. Petrenko, Can. J. Phys. (1997) 75, 605–655
4. J. Schnack, R. Schmidt and J. Richter, Phys. Rev. B (2007) **76**, 054413
5. Козьминых В.О., Муковоз П.П., Кириллова Е.А., Свиридов А.П., Кобзев Г.И., Моргунов Р.Б., Бердинский В.Л., Тезисы докладов IV международной конференции «Высокоспиновые молекулы и молекулярные магнетики», Екатеринбург, октябрь 14 – 19, 2008.

МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ВБЛИЗИ ТОЧКИ МАГНИТНОЙ КОМПЕНСАЦИИ ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ RCo_5

Кошкидько Ю.С., Смирнов Р.Ф.

Тверской государственный университет, Тверь, Россия,
E-mail: yurec@mail.ru

Первой публикации посвященной изучению магнитокалорического эффекта (МКЭ) вблизи точки магнитной компенсации T_K явилась статья Николаева В.И.[1]. В этой работе впервые был применен метод обнаружения точек магнитной компенсации методом измерения МКЭ.

Обычно точка компенсации возникает в ферримагнетиках, имеющих не менее двух магнитных подрешёток с различной температурной зависимостью магнитных моментов подрешёток. По этой причине в качестве объектов исследования были выбраны интерметаллические соединения $TbCo_5$ и $DyCo_5$, которые имеют две магнитные подре-

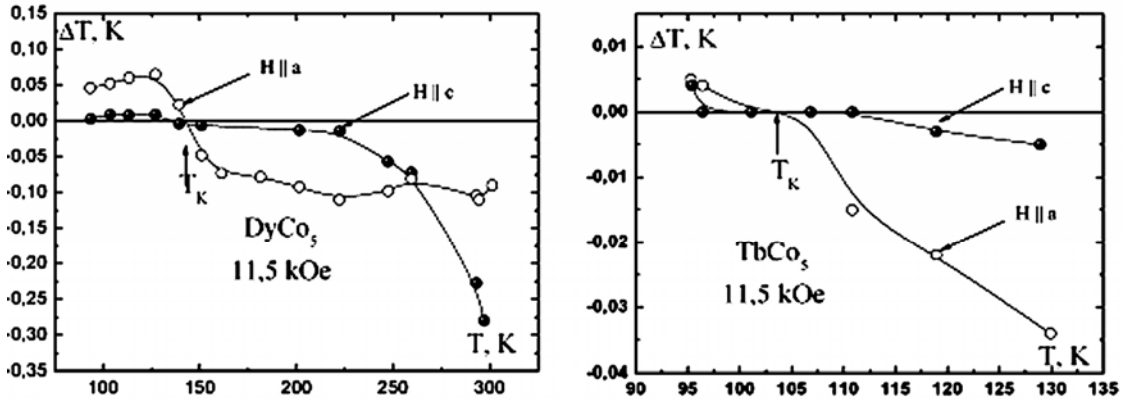


Рис.1 МКЭ вблизи точки компенсации монокристаллов $DyCo_5$ и $TbCo_5$.

шётки (редкоземельная (РЗМ) и 3d Co) и характеризуются ферримагнитным упорядочением [2]. В соединениях $TbCo_5$ и $DyCo_5$ наблюдается магнитный фазовый переход, называемый точкой магнитной компенсации T_K. Данный переход относится к типу магнитных фазовых переходов “порядок-порядок”.

Как видно из рис.1 в T_K наблюдается изменение знака МКЭ, что связано с минимумом намагниченности вследствие компенсации магнитных моментов РЗМ и 3d-подрешеток. МКЭ при этом в основном определяется парапроцессом РЗМ подрешетки.

Литература

1. Николаев В.И., Дубовцев И.А. и др. (1966) Исследование эффекта Мессбауэра на ядрах Fe^{57} феррите – хромите никеля с точкой компенсации // Изв. ак. Наук СССР, Т.XXX, №6

2. Ермоленко А.С., Розензенфельд Е.В. и др.(1975) Влияние магнитной анизотропии на температурную зависимость намагниченности некоторых соединений типа RCo_5 // ЖЭТФ, Т. 69, вып. 5(11)

ДИНАМИКА ДОМЕННОЙ СТЕНКИ В ПЛЕНКАХ ФЕРРИТ–ГРАНАТОВ С ПОВЫШЕННЫМ ГИРОМАГНИТНЫМ ОТНОШЕНИЕМ

Мастин А.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия, E–mail: mastinaa@mail.ru

В работе исследуется динамика доменной стенки (ДС) в пленках феррит – гранатов в области нестационарного движения. Проведено сравнение экспериментальных данных зависимости скорости ДС от внешнего магнитного поля в пленках с повышенным гиромагнитным отношением и результатов численного решения уравнений Слончевского, достаточно хорошо описывающих динамику ДС в пленках с большой перпендикулярной одноосной анизотропией. В работе показано, что в пленках феррит – гранатов со значением гиромагнитного отношения $\gamma \sim 10$ в области нестационарного движения ДС существуют два участка с различной дифференциальной подвижностью ДС, соответствующих различным механизмам динамики горизонтальных линий Блоха в толщине пленки [2]. Показано также, что экспериментальные данные в лучшей степени соответствуют результатам численного расчета, если рассматривать исходные пленки как двухслойные с различной одноосной анизотропией слоев.

В работе исследуется также динамика ДС в пленке феррит – гранатов со значением $\gamma \sim 30$ [3]. Показано, что в области нестационарного движения ДС результаты численного моделирования зависимости скорости ДС от внешнего магнитного поля плохо соответствуют экспериментальным данным. Для устранения данного несоответствия было предложено рассматривать исходную пленку как двухслойную с разным знаком гиромагнитного отношения слоев. Такое предположение действительно может иметь место так как, вследствие неоднородности пленок феррит – гранатов по толщине и близости материала пленки к точке компенсации момента импульса (КМИ) часть материала пленки могла перейти через КМИ и изменить знак γ. Таким образом, рассматривая исходную пленку как двухслойную, показано удовлетворительное соответствие экспериментальных данных и результатов численного моделирования.

Автор выражает признательность д.ф.м. н. Рандошкину В.В. за идею работы и всестороннюю помощь

Литература

1. А. Малоземов, Дж. Слонзуски (1982). Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 386 с.

2. Рандошкин В.В., Сигачев В.Б. (1985) Экспериментальная проверка одномерной теории движения доменных стенок в одноосных ферромагнетиках // Письма в ЖЭТФ, Т.42(1), с. 34-37.

3. Vella-Coleiro G.P. (1977) Velocity dependence of magnetic domain wall damping // IEEE Trans. Magn., Vol.MAG-13(5). p. 1163–1165.

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ТОНКОГО СЛОЯ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Мкртчян Л.С.

Ставропольский государственный университет, Ставрополь, Россия
E–mail: mkrt-levon@yandex.ru

В работе рассматривается неустойчивость и распад тонкого плоского слоя магнитной жидкости в перпендикулярном слою магнитном поле. Приведены новые экспериментальные результаты исследования зависимости возникающей структуры поверхности слоя от величины внешнего магнитного поля и толщины слоя. Изучена дифракция света на таких структурах. Проведено сопоставление полученных экспериментальных данных с существующими теоретическими представлениями.

Магнитная жидкость – ультрадисперсный коллоидный раствор ферро- или ферримагнитных наночастиц в немагнитной жидкой среде. В настоящее время имеется относительно большое число работ, посвященных теоретическому исследованию неустойчивости тонких слоев магнитных жидкостей в нормальном к слою магнитном поле Между тем прослеживается недостаток экспериментальных результатов в данной области. В имеющихся в настоящее время работах исследуется слой магнитной жидкости конечной толщины в докритической области значений магнитного поля, а также поведение слоя жидкости толщиной более 50 мкм в закритической области магнитного поля. Однако, согласно теоретическим предсказаниям, наиболее существенная зависимость наблюдаемых явлений от размеров слоя должна наблюдаться в более тонких слоях.

В данной работе исследуется неустойчивость плоских горизонтальных слоев магнитной жидкости толщиной от 5 до 50 мкм в поперечном магнитном поле при закритических значениях величины напряженности магнитного поля.

В результате проделанных опытов было установлено, что при действии закритического магнитного поля на тонкий слой магнитной жидкости, развитие неустойчивости практически сразу приводит к разрыву слоя и развитию мелкодисперсной структуры, состоящей из отдельных маленьких капель магнитной жидкости на подложке. При этом капли имели форму конусоидальных пиков и выстраивались в гексагональную систему, практически однородную по всей поверхности слоя (рис. 1). На образовавшейся гексагональной структуре капель может происходить дифракция видимого света (рис. 2). Было обнаружено также, что в достаточно сильных полях между основными пиками появляются более мелкие, которые стремятся установиться в углах гексагона вокруг основных пиков, образуя тем самым вторичную гексагональную структуру (рис. 3). Наблюдаемые явления зависят от толщины слоя и напряженности внешнего магнитного поля. При увеличении внешнего поля период образовавшейся структуры

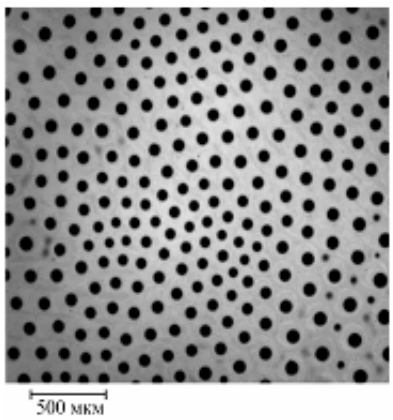


Рис. 1.

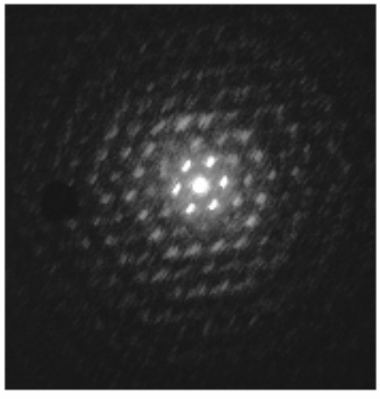


Рис. 2

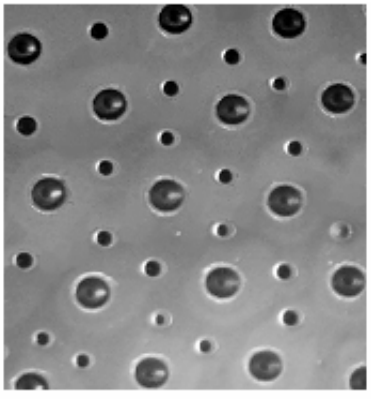


Рис. 3.

уменьшается, а с увеличением толщины слоя магнитной жидкости наблюдается немонотонное изменение периода структуры.

ДЕМПФИРУЮЩИЕ СВОЙСТВА МАГНИТНЫХ СУСПЕНЗИЙ И ЭЛАСТИКОВ ПРИ ОДНООСНЫХ ДЕФОРМАЦИЯХ МАГНИТОУПРАВЛЯЕМОГО ЭЛЕМЕНТА

Никитин А.Л., Шашков И.В.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: NikisXZ@mail.ru

В данной работе рассмотрено поведение магнитореологических материалов, таких как магнитные жидкости, магнитные суспензии и магнитоэластики, включённых в механическую колебательную систему. Исходя из полученных экспериментальных результатов, рассмотрен вопрос о возможности гашения механических колебаний, путём воздействия на магнитореологический материал магнитным полем.

Были рассмотрены собственные затухающие колебания системы с демпфирующим элементом, которые появляются при отклонении пластины от положения равновесия. Также в работе нами была исследована зависимость декремента затухания для этих материалов от величины внешнего магнитного поля. В случае магнитной жидкости декремент затухания не зависит от величины приложенного поля. В случае суспензии декремент возрастает с увеличением магнитного поля. В случае же магнитоэластика он растет очень интенсивно.

Мы рассматривали амплитудно-частотные характеристики для тех же самых материалов. В ходе наблюдений было замечено, что в случае магнитной жидкости происходит сдвиг резонанса по частоте без изменения амплитуды сигнала, а в случае магнитной суспензии и магнитоэластика происходит уменьшение амплитуды вынужденных колебаний, что позволяет надеяться на их использование в демпфирующих устройствах.

Рассматривая амплитудно-частотные характеристики магнитной суспензии и магнитоэластика, выявлено, что основной резонанс механической системы находится в интервале от 80-160 Гц. Кроме того, мы наблюдали некоторую особенность в магнитной суспензии, расположенную в районе 50-60 Гц, которую можно связать с существованием еще одной резонансной моды.

В случае магнитоэластика мы также имеем главный резонанс системы, который смещается в область больших частот приложении магнитного поля (170-190 Гц), а резонансный пик в районе 50-60 Гц полностью сглаживается. При этом амплитуда главного пика практически не изменяется по величине при приложении внешнего магнитного поля.

В ходе исследования обнаружено, что в магнитной суспензии изменяются частота резонанса, добротность, декремент затухания. Это явление связано с влиянием магнитного поля на вязкость магнитореологической суспензии и образованием игольчатой структуры, которая возникает на полюсах электромагнита при подмагничивании рабочей среды. Исходя из этих результатов, мы предполагаем, что, меняя величину магнитного поля, мы меняем эффективную упругость рабочей среды. Это непосредственно отражается на изменении резонансной частоты системы. В то время как вязкие свойства системы практически остаются неизменными, и поэтому, как нам кажется, добротность системы изменяется довольно таки слабо.

На основе полученных результатов можно сделать вывод, что с помощью магнитного поля можно существенно сдвинуть резонансную частоту системы. Погасить колебания можно путём приложения магнитного поля к рабочей среде в виде магнитоэластика.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ОКСИДА ТИТАНА С ПРИМЕСЬЮ ОКИСИ ЖЕЛЕЗА

**Пиле С.Э.[1], Анисонян К.Г.[2], Копьев Д.Ю.[2]

[1]Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия; [2]ИМЕТ РАН, Москва, Россия
E-mail: santaep@gmail.com

В настоящее время образцы на основе диоксида титана активно исследуется в качестве перспективного материала для создания магнитных полупроводников. В то же время, в природе диоксид титана встречается в виде минерала лейкоксена. В ходе исследований в ИМЕТ РАН было обнаружено, что в процессе обжига лейкоксена в восстановительной атмосфере титансодержащие зерна приобретают магнитные свойства за счет примесей оксида железа, содержащихся в исходной руде.

В данной работе были исследованы зависимость магнитных свойств образцов оксида титана с примесью окиси железа от степени восстановления. Методом твердофазного спекания были синтезированы твердые растворы составов: Ti_5O_9, Ti_7O_{13}, $Ti_{10}O_{19}$, $Ti_{15}O_{29}$, $Ti_{20}O_{39}$ и $Ti_{30}O_{59}$, с содержанием FeO около 1,8%. В качестве реагентов использовались рутил марки о.с.ч. и порошок Fe_2O_3. Полученная шихта смешивалась с сажей добавляемой в зависимости от степени восстановления рутила и восстановления Fe_2O_3 до FeO. После чего, смеси прессовались в таблетки и обжигались при температуре 1300°С.

Магнитные свойства образцов измерялись на вибрационном магнитометре в магнитных полях 16кЭ в диапазоне температур от 80°К до 450°К. Были получены температурные зависимости магнитного момента в различных полях. Кроме того, при разных температурах были измерены петли гистерезиса образцов.

Установлено, что магнитные свойства образцов существенно зависят от степени восстановления оксида железа. Кроме того, была обнаружена нелинейная зависимость магнитного момента образцов от температуры: наблюдался пик в районе 100-200°К, причем при изменении состава образца изменяется ширина пика и его положение относительно оси температур.

Авторы выражают признательность научному руководителю доценту, к.ф.-м.н. Перову Н.С. за помощь в подготовке тезисов.

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ СЛОЕВ GaMnAs

Рубачёва А.Д., Цветаев С.С.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: i.imression@gmail.com

Разбавленные магнитные полупроводники на основе легированных 3d-примесями группы железа алмазоподобных кристаллов являются перспективными материалами для осуществления спиновой инжекции носителей в немагнитные полупроводники и создания на их основе новых устройств спинтроники. Свойства тонких слоев разбавленных магнитных полупроводников (Ga,Mn)As и (In,Mn)As сильно зависят от условий получения.

В данной работе были проведено исследование магнитооптических свойств группы образцов GaMnAs в зависимости от температуры подложки и концентрации Mn, определенной по соотношению времен распыления $X_{Mn} = \frac{t_{Mn}}{t_{GaAs}}$. Образцы были получены методом лазерного распыления в реакторе МОС-гидридной эпитаксии в потоке арсина.

** Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

По нелинейной зависимости намагниченности от величины поля можно считать образцы ферромагнитными при комнатной температуре. Спектральные зависимости ЭЭК образцов приведены на рис.1 и рис.2. По приведенным спектрам видно, что их вид и величина зависят не только от концентрации Mn, но и от температуры процесса. Максимальное значение эффекта наблюдается у образцов с температурой подложки 350°C. Спектры образцов с температурой подложки 400°C мало зависят от концентрации. При уменьшении температуры подложки характер спектров начинал зависеть от концентрации Mn. С повышением концентрации вид спектральной зависимости значительно изменяется.

Изменения, наблюдаемые в спектрах, связываются с разным соотношением фаз $Ga_{1-x}Mn_xAs$ и MnAs в зависимости от технологических параметров получения (концентрация, температура, температура отжига, время распыления и др.).

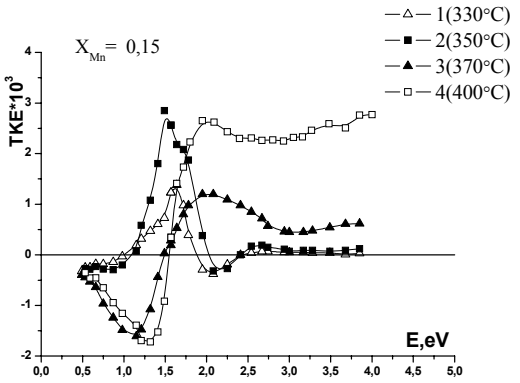


Рис.1 Спектральные зависимости ЭЭК для образцов с концентрацией Mn ~0.15 при различных температурах подложки

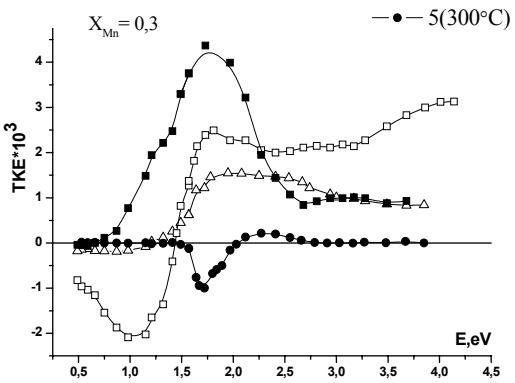


Рис.2 Спектральные зависимости ЭЭК для образцов с концентрацией

Литература

1. Е.А. Ганьшина, Л.Л. Голик, В.И. Ковалев, З.Э. Кунькова и др// Оптическая и магнитооптическая спектроскопия тонких композитных слоев GaAs-MnAs. Известия РАН Сер. Физ. 2008, Vol. 72, No.

2. H. Akinaga, M. Mizuguchi, T. Manago, E. Gan'shina, A. Granovsky, I. Rodin, A. Vinogradov, A.Yurasov //Enchanced magneto-optical response of magnetic nanoclusters embedded in semiconductor. Journ.Magn.Magn.Mat.(2002) v.242-245,470-473.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА В БИНАРНЫХ НАНОЧАСТИЦАХ ЖЕЛЕЗО-РОДИЙ

Семисалова А.С.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
annasemisalova@rambler.ru

В последнее время особое внимание уделяется изучению биметаллических наночастиц, так как ожидается, что совместное уменьшение размеров и эффект сплавления приведут к изменению магнитных свойств, а также позволит открыть новые возможности для применения наночастиц в различных областях техники, медицины, промышленности. Наряду с наноструктурами, состоящими из сплавов различных элементов, гетероструктуры, такие как оболочечные наночастицы, представляют собой огромный интерес для фундаментальных исследований, а также для множества каталитических и биомедицинских применений.

В настоящей работе методом ферромагнитного резонанса при различных температурах были исследованы оболочечные наночастиц $Fe_{50}Rh_{50}$ двух типов - с железным ядром и родиевой оболочкой и родиевым ядром и железной оболочкой, приготовленных жидкостно-химическим методом путем разложения органических металлосодержащих соединений.

Образцы были приготовлены в лаборатории координационной химии, Национальный Центр Научных Исследований (Laboratoire de Chimie de Coordination, CNRS, Toulouse, France).

Измерения ФМР на образцах проводились при двух различных частотах микроволнового излучения $\nu \approx 9.5$ГГц (X-диапазон) и $\nu \approx 24$ ГГц (K-диапазон) в диапазоне температур от 4.5 до 300К. Постоянное магнитное поле изменялось в диапазоне от 0 до 1.4 Т. Образцы находились в продувных криостатах, являющихся частью волноводной системы спектрометра.

Было установлено, что форма резонансной линии и положение резонанса изменяются с температурой. С понижением температуры положение резонанса смещается в сторону более низких значений полей, резонансные кривые становятся все более асимметричными, в них наблюдается более одного максимума. При низких температурах также наблюдается заметное уширение линии. Было показано, что структура частицы и тип ее ядра влияют на изменение положения резонанса с температурой.

Из полученных при различных температурах спектров ФМР определена температурная зависимость поля анизотропии, было показано, что поле анизотропии заметно возрастает с понижением температуры и достигает наибольшего значения 0.2Т при 10 К, что в 4 раза превышает соответствующее значение для объемного железа.

Для наночастиц с родиевым ядром и железной оболочкой рассчитана величина g-фактора $g = 2.046 \pm 0.009$ (по результатам измерений ФМР на различных частотах).

[1]Автор выражает признательность научному руководителю доценту, к.ф.-м.н. Н.С. Перову за помощь в подготовке тезисов, а также профессору М. Фарле (университет Дуйсбург-Эссен, Германия) за предоставленное для измерений оборудование.

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ПЛЕНКАХ ФЕРРИТ-ГРАНАТОВ

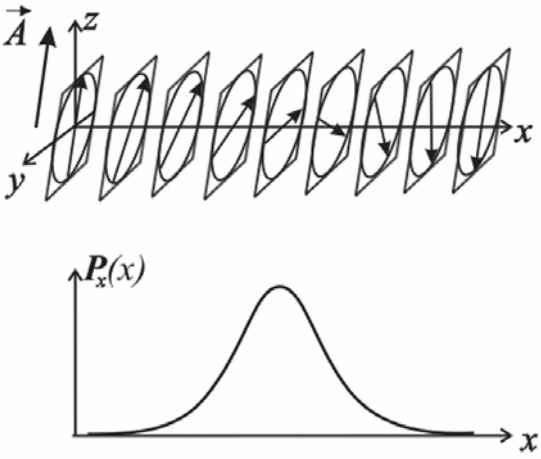
Сергеев А.С., Сечин Д.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: ooo.rrdh@gmail.com

В последние годы проявляется повышенный интерес к магнитоэлектрическим (далее МЭ) взаимодействиям, т.е. связи электрических и магнитных свойств вещества. Одним из таких эффектов является так называемый неоднородный МЭ эффект [1]. Он состоит в том, что неоднородность в распределении намагниченности образца приводит к возникновению электрической поляризации.

В работе [2] была обнаружена возможность смещать доменные стенки в эпитаксиальных пленках феррит-граната при помощи существенно неоднородного сильного электрического поля, создававшегося металлической иглой. Наблюдаемое явление, по-видимому, представляет следствие неоднородного МЭ эффекта, что было теоретически рассмотрено в [3].

Целью работы является теоретическое описание и компьютерное моделирование обнаруженного эффекта. С теоретической точки зрения интерес представляет расчет поляризации, возникающей в различных неоднородных магнитных структурах, например, доменных стенках. Показано, что в стенке блоховского типа поляризация не возникает, в то время как в доменной стенке Нееля она отлична от нуля. Экспериментально наблюда-



ется влияние электрического поля на доменные стенки смешанного типа. Это объясняется тем фактом, что в экспериментально использованных пленках легкая ось намагничивания не является строго перпендикулярной к направлению наибольшей модуляции. Следовательно, возникает градиент соответствующей компоненты намагниченности, эффективная «неелевская» компонента в доменной стенке Блоха. Теоретические расчеты согласуются с результатами компьютерного моделирования. Последнее производится с помощью программы SpinPM, позволяющей путем решения уравнения Ландау-Лифшица моделировать релаксацию задаваемого нами исходного распределения намагниченности к равновесному. Получив равновесное распределение намагниченности, можно вычислить электрическую поляризацию образца как функцию координат.

Литература

1. В.Г. Барьяхтар и др., Письма в ЖЭТФ 37, 565 (1983).
2. А.С. Логгинов и др., Письма в ЖЭТФ 86, 124 (2007).
3. I. Dzyaloshinskii, EPL, 83 (2008) 67001.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ СОЕДИНЕНИЙ $YFe_{11-X}Ti$

Синекоп В.И., Никитышев Я.И.

Тверской государственный университет, Тверь, Россия
E–mail: Vsinekop@yahoo.com

Соединение $YFe_{11}Ti$ имеет структуру типа $ThMn_{12}$ и характеризуется широкой областью гомогенности [1,2]. Магнитные свойства $RFe_{11}Ti$ складываются из магнитных свойств редкоземельной подрешетки и подрешетки переходного металла, которые дают свой вклад в результирующую намагниченность и анизотропию [3]. В соединениях $YFe_{11}Ti$ отсутствует вклад редкоземельной подрешетки, так как магнитный момент иттрия равен нулю. Таким образом, подрешетка железа определяет величину намагниченности и тип анизотропии.

Завышение или занижение содержания железа в исходном сплаве приводит к изменению магнитных свойств образцов. Предметом настоящего исследования является доменная структура сплавов $YFe_{11-x}Ti$.

Методом индукционной плавки была синтезирована серия сплавов $YFe_{11-x}Ti$ (x=0..2), в которых варьировалось содержание железа. Все образцы были аттестованы методами рентгеноструктурного анализа, который показал наличие фазы со структурой $ThMn_{12}$.

Наблюдения магнитной доменной структуры были выполнены на базисной плоскости образцов методом полярного эффекта Керра.

В ходе работы была разработана программа, позволяющая делать снимки наблюдаемой магнитной доменной структуры с помощью веб-камеры. Необходимые требования: наличие веб-камеры, установленной на металлографическом микроскопе NEOPHOT-30, и карты захвата на компьютере пользователя. Программа написана на языке C# с использованием библиотек для работы с захватом видео DirectShow. Реализован простой алгоритм избавления от помех на изображении.

Проведен анализ доменной структуры на базисной плоскости по методу Боденбергера-Хуберта [4]. Показано, что увеличение содержания железа в $YFe_{12-x}Ti$ (x = 1; 2; 2,4; 3; 4) приводит к росту плотности энергии доменных границ в интервале от 12,56-16,71 Эрг/см^2.

Литература

1. Zhang L.Y., Wallace W. E. Structural and magnetic properties of $RTiFe_{11}$ and their hydrides (R=Y,Sm) // J. Less-Common Met. 1989. V.145. P.371-376.
2. Wojciech Suski. The $ThMn_{12}$ – type compounds of rare earth and actinides: structure, magnetic and related properties // Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earth. 1996. V.22. Pt.149. P.143–294.
3. Никитин С.А., Терешина И.С., Вербецкий В.Н., Саламова А.А. Магнитная анизотропия $YFe_{11}Ti$ и его гидрида // ФТТ, 1998, том 40, №2. С.285-289.
4. Ю.Г. Пастушенков Магнитная доменная структура. Количественный анализ микромагнитных параметров // Тв.ГУ. Тверь. 2007. Монография. С. 40-44.

СЕНСОР МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ОСНОВЕ МАНГАНИТА С ЭФФЕКТОМ КОЛЛОСАЛЬНОГО МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ

Смирнов А.М

Астраханский государственный университет, Астрахань, Россия
E–mail: sc_lab@bk.ru

Широкий диапазон серийно выпускаемых датчиков магнитного поля представлен устройствами на основе эффектов Холла и гигантского магнитосопротивления. Данные устройства имеют ряд существенных эксплуатационных ограничений, таких как сравнительно узкий интервал индукции регистрируемого магнитного поля, низкая радиационная и коррозионная стойкость, малые рабочие токи. Технологический процесс их изготовления является сложным и многостадийным производством, а изготовление магниточувствительных элементов требуемой конфигурации в ряде случаев не рентабельно или принципиально невозможно. Использование для датчиковой аппаратуры керамических элементов на основе манганитов с эффектом коллосального магнитного сопротивления (КМС) является более оптимальным, как со стороны повышенных служебных параметров, так и со стороны техпроцесса изготовления, отличающегося сравнительной простотой, экономической эффективностью и возможностью изготовления изделий практически любой конфигурации. Известные составы манганитов обеспечивают величину КМС в пределах 20% в полях с напряженностью несколько десятков килоэрстед или единицы процентов в полях порядка 1 кОе.

Для использования в составе разработанного сенсора магнитного поля были синтезированы методами керамической технологии допированные манганиты новых составов на основе манганита лантана-стронция. Магниточувствительные элементы были изготовлены для планарного печатного монтажа и представляли собой пластины размером 2x1x1 мм. На поверхность элементов методом термического испарения металла в вакууме наносились медные контакты. Для измерения электрического сопротивления был использован многоканальный АЦП и разработанное оригинальное программное обеспечение, интерфейс которого позволил фиксировать абсолютные значения падения напряжения. Термостабилизация сенсора обеспечивалась криостатом. Исследования проводили в магнитном поле около 500Ое в диапазоне температур от 77К до 250К

Величина магниторезистивного эффекта в разработанных манганитах составила более 100% в поле 1800 Ое. Чувствительность датчика составила 1,5 mV/Э в поле 530Ое. Дрейф электрического сопротивления составил не более 0,1Ом на 5 циклов «нагрев-охлаждение» без защиты от воздействия окружающей среды. Полученные резуль-

таты свидетельствуют о возможности производства надежных электронных компонентов на основе керамических манганитов и построении на их базе эффективных линейных и матричных систем для анализа и визуализации магнитных полей.

Автор выражает глубокую признательность и благодарность научному руководителю, д. ф.-м. наук, профессору Владимиру Корнильевичу Карпасюку

МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В СПЛАВАХ ГЕЙСЛЕРА Ni-Mn-Ga МЕТОДОМ МОНТЕ КАРЛО

Соколовский В.В.

Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия
E-mail: vsokolovsky84@mail.ru

На сегодняшний день, во многих лабораториях и университетах мира ведутся интенсивные теоретические и экспериментальные исследования магнитокалорического эффекта (МКЭ) в ферромагнитных сплавах, поскольку материалы с большим значением величины МКЭ в относительно низких магнитных полях могут быть использованы в качестве рабочего тела в устройствах, работающих на принципах магнитного охлаждения. Недавние экспериментальные исследования показали, что в сплавах Гейслера $Ni_{2+x}Mn_{1-x}Ga$ (x=0.18–0.27) со связанным магнитоструктурным переходом наблюдается гигантский МКЭ (Khovailo, 2003). При этом величины МКЭ сопоставимы со значениями МКЭ для сплавов Gd-Ge-Si, Mn-P-As, которые уже применяются в технологиях магнитного охлаждения. В данной работе представлена теоретическая модель описания МКЭ в сплавах $Ni_{2+x}Mn_{1-x}Ga$ (x=0.18–0.27) методом Монте Карло.

В предложенной модели используется трехмерная кубическая решетка с реальной элементарной ячейкой сплавов Гейслера. Элементарная ячейка состоит из четырех взаимопроникающих гранецентрированных подрешеток атомов X, расположенных в позициях (0, 0, 0), атомов Mn в позициях (½, ½, ½) и атомов Ni в позициях (¼, ¼, ¼, ¼) и (¾, ¾, ¾). При этом вся система состоит из двух взаимодействующих подсистем: структурной и магнитной. Для описания магнитной подсистемы выбрана модель Поттса «q-состояний» (Buchelnikov, 2008), позволяющая описать ферро-парамагнитный переход. Здесь q – число спиновых состояний магнитных атомов. В работе учитываются 3 и 5 спиновых состояний, т.к. спиновое число атомов Ni S=1 и, следовательно, возможно $2S+1=3$ спиновых состояний, а спиновое число атомов Mn S=4/2 и, соответственно, возможно 5 состояний. Для рассмотрения структурной подсистемы используется модель 3х состояний Блюме-Эммери-Гриффитса (Buchelnikov, 2008). Данная модель описывает структурный переход из кубической в тетрагональную фазу.

В случае нестехиомтерических комопзиций $Ni_{2+x}Mn_{1-x}Ga$ в магнитной подсистеме учитываются 6 типов взаимодействий: Mn – Mn; Mn – Ni(I) (здесь, Ni(I) – атомы Ni находящиеся в кристаллографической позиции атомов Ni в сплавах Гейслера); Ni(I) – Ni(I); Mn – Ni(II) (где, Ni(II) – избыточные атомы Ni, расположенные в позиции атомов Mn; конфигурация атомов Ni(II) задается случайным образом и число атомов Ni(II) определяется из композиционного состава $Ni_{2+x}Mn_{1-x}Ga$); Ni(II) – Ni(I); Ni(II) – Ni(II). При этом значения обменных интегралов для каждого из взаимодействий оцениваются из значений обменных констант для Ni_2MnGa, полученных с помощью первопринципных *ab initio* вычислений (Buchelnikov, 2008). В структурной подсистеме учитываются взаимодействия между всеми атомами решетки (Mn, Ni и Ga). Таким образом, в магнитной подсистеме для одного атома рассматривается 20 ближайших соседей, а в структурной подсистеме – 26 соседей. Моделирование решетки производится с помощью алгоритма Метрополиса (Buchelnikov, 2008).

С помощью предложенной модели были получены температурные зависимости намагниченности, теплоемкости и изменения энтропии при изменении магнитного поля от 0 до 5 Тл. Результаты модели находятся в согласии с экспериментальными данными.

Литература

1. Khovailo, V.V., et. al. (2003) Entropy change at the martensitic transformation in ferromagnetic shape memory alloys $Ni_{2+x}Mn_{1-x}Ga$ // J. Appl. Phys. **93**, p. 8483.

2. Buchelnikov,V.D., et. al. (2008) Monte-Carlo study of influence of antiferromagnetic interactions on the phase transitions in ferromagnetic Ni-Mn-X (X=In, Sn, Sb) alloys // Physical Review B **78**, p. 184427.

ПОВЕДЕНИЕ МИКРОКАПЕЛЬ МАГНИТНЫХ ЭМУЛЬСИЙ В МАГНИТНОМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЯХ

Ткачева Е. С.

Ставропольский государственный университет, Ставрополь, Россия
E–mail: tkacheva_es.86@mail.ru

Идея создания магнитных эмульсий возникла в связи с возможностью их применения в качестве магниточувствительных сред. Магнитные эмульсии были приготовлены путем диспергирования авиационного масла в магнитной жидкости на основе керосина с помощью электромеханической мешалки. Экспериментальное изучение формы капель проводили с помощью наблюдений в оптический микроскоп, помещенный между катушками Гельмгольца, создающими однородное поле в месте расположения кюветы с магнитной эмульсией. Исследование деформации капель при совместном действии переменного электрического и магнитного полей проводили с помощью ячейки, представляющей собой предметное стекло, на поверхность которого наклеены две прямоугольные металлические пластины (медная фольга), в зазоре между торцами которых при подаче на них напряжения создавалось электрическое поле. Зазор между пластинами заполняли эмульсией, после чего ячейку закрепляли на столике микроскопа. Изменение формы микрокапель фиксировали путем фотографирования с помощью цифровой видеокамеры с последующим занесением снимков в компьютер для обработки.

Из-за возможной поляризации электродов и электрофоретической миграции наблюдаемых объектов в постоянном электрическом поле, исследования были проведены в переменном электрическом поле в частотном диапазоне 10 Гц – 200 кГц. Под воздействием электрического поля, направленного вдоль слоя образца, микрокапли магнитной эмульсии деформируются, причем немагнитные капли в электрическом поле с увеличением напряжения вытягиваются вдоль силовых линий, с увеличение же частоты переменного электрического поля степень деформации уменьшается. Магнитная капля при низких частотах (до 20 кГц) сплющивается, а при более высоких частотах (более 100 кГц) вытягивается вдоль силовых линий поля. В случае сплющивания капли воз-

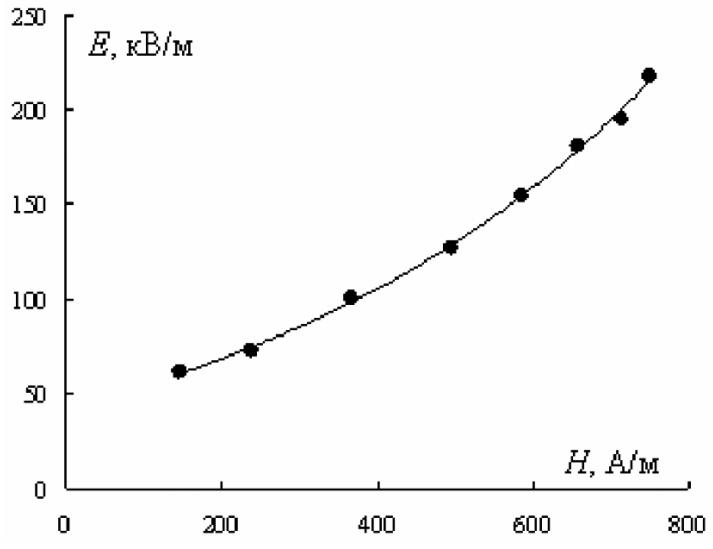


Рис. 1. Компенсация анизотропии формы магнитной капли в сонаправленных электрическом и магнитном полях

можна компенсация ее деформации с помощью дополнительного воздействия магнитным полем, сонаправленным с электрическим. На (*рис. 1*) приведен компенсационный график деформации микрокапли магнитной жидкости, построенный на основании результатов экспериментальных исследований: каплю деформировали электрическим полем, затем с помощью воздействия магнитного поля, сонаправленного с электрическим, капле возвращали сферическую форму. Эксперименты продолжали до значений E, при которых начинали возникать электрогидродинамические течения, вследствие которых капли разрушались, полученная зависимость имеет нелинейный характер.

Таким образом, проведенные исследования позволяют судить о нетривиальном характере деформации магниточувствительных капель при совместном действии магнитного и электрического полей.

ДВИЖЕНИЕ ПУЗЫРЬКОВ ГАЗА ПРИ КИПЕНИИ ДВУХСЛОЙНОЙ СРЕДЫ МАГНИТНАЯ – НЕМАГНИТНАЯ ЖИДКОСТЬ В ОДНОРОДНОМ ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Травкина Т.В.

Ставропольский государственный университет, Ставрополь, Россия
E-mail: travkinatv@mail.ru

Настоящая работа является продолжением цикла экспериментов по изучению движения пузырьков газа в двухслойной среде магнитная - немагнитная жидкость в однородном внешнем магнитном поле. Ранее изучалось движение пузырька, выдуваемого со дна контейнера через трубку диаметром 0,02м [1].

Методика изучения частоты образования пузырьков пара при кипении двухслойной среды магнитная - немагнитная жидкость в однородном магнитном поле состояла в следующем: цилиндрический стеклянный контейнер заполнялся снизу непрозрачной магнитной жидкостью, а сверху несмешивающейся с ней прозрачной жидкостью - водой. Магнитная жидкость, представляла собой коллоидный раствор магнетита в керосине и имела плотность 1,447 г/см^3 с намагниченностью насыщения 50,9 кА/м. Ко дну контейнера подавалось тепло при помощи электрического нагревателя, обмотка которого выполнялась бифилярно. На торцевой стороне нагревателя, примыкающей ко дну контейнера, устанавливали спай хромель-копелевой термопары. На расстоянии 7 мм от дна контейнера устанавливали спай второй хромель-копелевой термопары. Контейнер с двухслойной средой помещали в магнитное поле, создаваемое катушками Гельмгольца. Для определения температурных напоров от дна контейнера к магнитной жидкости и от магнитной жидкости к воде, в объеме столба магнитной жидкости и в объеме столба воды располагали по одной термопаре. На дне контейнера происходило кипение магнитной жидкости и образование пузырьков пара. Пузырьки пара всплывали и, пересекая границу магнитная жидкость – вода, захватывали на свою поверхность слой магнитной жидкости. В воде пузырьки фиксировались с помощью цифровой видеокамеры. В процессе нагрева показания датчиков записывали с помощью автоматизированной системы, состоящей из компьютера класса Pentium III при помощи платы АЦП «La-1,5 PCI14» и программы ADCLab (версия 1.7).

Особенностью такого метода изучения кипения магнитной жидкости является тот факт, что магнитные жидкости становятся прозрачными только в тонких слоях или в случае очень малых концентраций магнитной фазы. Известны способы измерения частоты образования паровых пузырей в непрозрачных жидкостях с помощью различного роды электродов, этот метод эффективен в случае хорошо проводящих жидкостей. Поэтому в настоящей работе изучение движения пузырьков газа, при кипении двухслойной среды магнитная - немагнитная жидкость, проводилось при помощи фиксиро-

вания цифровой видеокамерой пузырька в воде. Пузырек газа становился видимым в воде, благодаря слою магнитной жидкости на его поверхности.

По результатам наблюдений изучалось движение пузырьков газа при кипении двухслойной среды магнитная - немагнитная жидкость, а также процесс изменения теплового потока и зависимость теплового потока от температуры отдающей поверхности. Решалось одномерное уравнение теплопроводности. Эксперименты показали, что однородное магнитное поле существенно влияет на процессы образования и отрыва пузырьков пара при кипении двухслойной среды магнитная – немагнитная жидкость.

Литература

1. 1. Травкина Т.В. (2008)К вопросу о движении газового пузырька в двухслойной среде - магнитная и немагнитная жидкость в однородном внешнем магнитном поле. // Сборник тезисов Международной научной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов – 2008». Москва: Изд-во МГУ.

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В СТРУКТУРЕ МАГНИТНАЯ ПЛЕНКА - ПЬЕЗОЭЛЕКТРИК

[***]Фетисов Л.Ю.

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, 119991 Россия

E–mail: fetisovl@yandex.ru

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект, представляющий большой интерес как с научной, так и с прикладной точек зрения, в естественных материалах очень мал. Использование искусственных композитных структур позволяет увеличить этот эффект в десятки и сотни раз. В последнее время интенсивно исследуются многослойные структуры ферромагнетик - пьезоэлектрик. МЭ эффект в таких структурах возникает из-за механической связи между слоями, обладающими значительными значениями магнитострикции и пьезоэффекта. В настоящей работе представлены результаты исследования МЭ эффекта в структуре, содержащей аморфную пленку из сплава на основе железа с малым полем насыщения и пьезоэлектрический элемент.

Образец размерами 10x4 мм^2, изготовлен из ферромагнитной аморфной ленты состава $Fe_{90,3}Ni_{1,5}Si_{5,2}B_3$ толщиной 30 мкм и пьезоэлектрической пластины цирконата-титаната свинца $Pb_{0.52}Zr_{0.48}TiO_3$ толщиной d = 500 мкм, соединенных с помощью эпоксидного клея. Измерения проводились в постоянном магнитном поле H = 0 - 1.5 кЭ и переменном поле $h(t) = h\cdot\cos(2\pi ft)$ с частотой f = 1 - 220 кГц. Определялась зависимость МЭ напряжения U от частоты f, напряженности и ориентации поля H.

Нами было обнаружено резонансное увеличение МЭ эффекта на частоте 156 кГц (см.рис.1). Коэффициент МЭ преобразования $\alpha = U/(d\cdot h)$, составляющий 50 мВ·Э$^{-1}$см$^{-1}$ на частоте 1 кГц, возрастал до 7 В·Э$^{-1}$см$^{-1}$ на частоте резонанса. Обнаружено, что величина эффекта зависела также от величины постоянного поля и его ориентации относительно образца (см. рис.2). Максимум U достигается в поле H = 40 Э, значительно меньшем, чем при использовании других ферромагнетиков. При намагничива-

[***] Работа отмечена жюри как имеющая инновационный потенциал.

нии структуры перпендикулярно к плоскости U максимально в поле H~1200 Э, что обусловлено эффектами размагничивания.

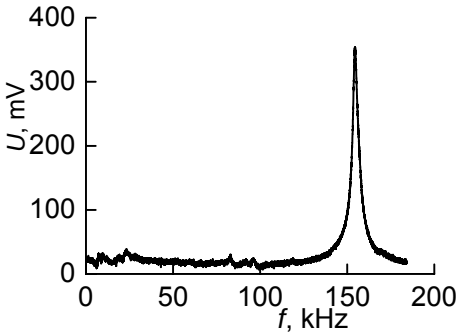


Рис. 1. Зависимость МЭ эффекта от частоты возбуждения.

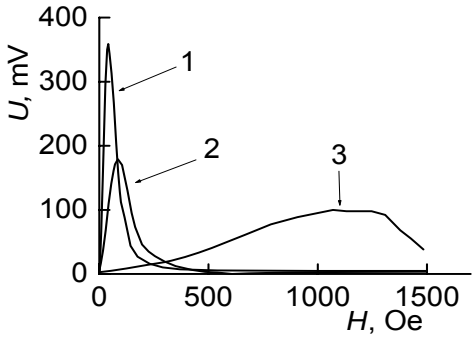


Рис. 2. Зависимость эффекта от поля. 1 - в плоскости образца вдоль легкой оси анизотропии магнитной ленты, 2 - в плоскости перпендикулярно оси анизотропии, 3 - перпендикулярно плоскости образца

Таким образом, показано, что эффективность МЭ взаимодействия в структурах, содержащих аморфные магнитные ленты, может достигать в резонансе значений $\alpha = 7$ В·Э$^{-1}$см$^{-1}$ в малых магнитных полях, что делает такие структуры перспективными для создания высокочувствительных датчиков переменных магнитных полей. Автор выражает благодарность научному руководителю работы доц. Перову Н.С.

Литература

1. 1. Nan C.W., Bichurin M.I., Dong S., Vieland D., Srinivasan G. (2008) Multiferroic magnetoelectric composites: Historical perspectives, status, and the future directions // JAP,103, 031101.

МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В СОЕДИНЕНИЯХ $Y_2(Fe,Mn)_{17}$

Цхададзе Г.А., Панкратов Н.Ю.

*МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия*E–*mail: pankratov@phys.msu.ru*

Изучение магнитокалорического эффекта (МКЭ), возникающего в магнетиках при действии магнитного поля, является актуальной задачей [1] и в последние годы вызывает большой интерес [2]. Однако в большинстве работ по изучению МКЭ приводят расчетные данные для МКЭ, полученные из измерений намагниченности и теплоемкости, что в ряде случаев может расходиться с реальными результатами. МКЭ достигает наибольшего значения в области магнитных фазовых переходов. Исследования МКЭ дают ценную информацию о свойствах магнетиков вблизи фазовых переходов и основных взаимодействиях, оказывающих влияние на магнитоупорядоченное состояние. Интерес к исследованиям магнитокалорического эффекта подкрепляется также потребностью промышленности в материалах, обладающих высоким МКЭ, для создания магнитных холодильных машин. Поэтому наибольший интерес представляют экономически выгодные материалы с большим значением МКЭ в районе комнатной температуры.

В настоящее время большой интерес вызывает изучение эффектов, обусловленных замещением железа марганцем в интерметаллических соединениях, на основе редкоземельных и 3d переходных элементов. Такие замещения изменяют заполнение 3d-зоны, величину локальной восприимчивости и интенсивность спиновых флуктуаций. Целью настоящей работы явилось исследование магнитокалорического эффекта соеди-

нений $Y_2Fe_{17-x}Mn_x$ прямым методом, измеряя температырнй сдвиг ΔT при адиабатическом изменении магнитного поля.

Сплавы $Y_2Fe_{17-x}Mn_x$ (x = 1-8) выплавлялись из исходных компонентов методом индукционной плавки в атмосфере аргона. Анализ рентгеновских дифрактограм показал, что все составы являются однофазными и обладают гексагональной кристаллической решеткой с пространственной группой $P6_3/mmc$. Расчет параметров элементарной ячейки не выявил их зависимости от концентрации марганца, однако наблюдается уменьшение объема элементарной ячейки при замещении железа на марганец.

Методом термомагнитного анализа установлено, что температура Кюри T_C соединения Y_2Fe_{17} составляет 317 K, а при замещении Fe марганцем сначала наблюдается рост температуры Кюри (T_C = 322 K для $Y_2Fe_{16}Mn_1$), затем T_C монотонно уменьшается (T_C = 83 K для $Y_2Fe_{11}Mn_6$).

В результате эксперимента показано, что максимум на температурной зависимости магнитокалорического эффекта $\Delta T(T)$ в поле 13 кЭ наблюдается вблизи температур магнитного фазового перехода. Для Y_2Fe_{17} ΔT_{max} = 0.83 K наблюдается при T = 314 K. Найдено, что величина магнитокалорического эффекта монотонно уменьшается при замещении железа марганцем.

Уменьшение величины результирующего обменного взаимодействия при замещении железа марганцем, указывает на наличие антиферромагнитных вкладов в температуру Кюри и нарушение коллинеарного упорядочения магнитных моментов подрешёток Mn и Fe в магнитном поле.

Тезисы доклады основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта Президента Российской Федерации - для государственной поддержки научных исследований молодых российских ученых МК-5467.2008.2.

Литература

1. А.С. Андреенко, К.П. Белов, С.А. Никитин, и др. УФН, т.158 (1989), вып. 4, с.553.
2. A.M. Tishin, Y.I. Spichkin. The magnetocaloric effect and its applications. IOP Publishing, 2003, 475 p.

ДИНАМИЧЕСКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СЕГНЕТОМАГНИТНЫХ СИСТЕМАХ ТИПА ПЕРОВСКИТА

Шарафуллин И.Ф.

Башкирский государственный университет, физический факультет, г. Уфа, Россия, E-Mail: SharafullinIF@yandex.ru

Взаимное влияние магнитной, электрической и упругой подсистем в сегнетомагнитных материалах уже изучалось. В настоящей работе исследуется влияние внешнего электрического и магнитного поля на магнитоэлектрическое, магнитоупругое и электроупругое взаимодействие в материалах, обладающих одновременно магнитным и электрическим упорядочением - сегнетомагнетиках.

В данной работе рассматривается антисегнетоантиферромагнетик (АСАФМ) орторомбической симметрии со структурой перовскита. Чтобы иметь возможность изучать динамические свойства сегнетомагнетиков воспользуемся методом приближенного вторичного квантования (ПВК). Гамильтониан в представлении ПВК:

$$H = \sum_{k\gamma} \varepsilon^{M}_{k\gamma} \hat{c}^{+}_{k\gamma} \hat{c}_{k\gamma} + \sum_{k\tau\varsigma} E_{k\tau\varsigma} \hat{D}^{+}_{k\tau\varsigma} \hat{D}_{k\tau\varsigma} + \sum_{k\rho} \varepsilon^{U}_{k\rho} b^{+}_{k\rho} b_{k\rho} + \sum_{k\tau\varsigma\gamma} \Psi^{MF}_{k\tau\varsigma} \hat{c}_{k\gamma} \left[\hat{D}_{-k\tau\varsigma} - \hat{D}^{+}_{k\tau\varsigma} \right] +$$
$$+ \sum_{k\rho} \Psi^{MU}_{k\rho} c_{k\gamma} \left[b_{-k\rho} - b^{+}_{k\rho} \right] + \sum_{k\tau\varsigma\rho} \Psi^{FU}_{k\varsigma\rho} D_{k\tau\varsigma} \left[b_{-k\rho} - b^{+}_{k\rho} \right].$$

Получено дисперсионное уравнение, определяющее собственные частоты АСАФМ, а также явная зависимость коэффициентов связи спиновой, сегнетоэлектри-

ческой и упругой подсистем от феноменологических постоянных и от внешнего электрического и магнитного поля.

Взаимодействие магнитной и сегнетоэлектрической подсистем меняет спектры тех ветвей, для которых коэффициент связи отличен от нуля. Дисперсионное уравнение для случая магнитоэлектрических колебаний имеет вид:

$$(\varepsilon_{k2}^{M^2} - \omega^2)(\varepsilon_{k2}^{f^2} - \omega^2) - 4\varepsilon_{k2}^{M^2}\varepsilon_{k2}^{f^2}\zeta_k^2 = 0 .$$

Разумеется, обменное усиление магнитоэлектрического взаимодействия есть только в том случае, когда симметрия кристалла допускает существование хотя бы некоторых из компонент магнитоэлектрического тензора, не противоречивших работе [4]. Зная, какие из этих компонент отличны от нуля для данного кристалла и направляя должным образом внешнее магнитное поле, можно экспериментально наблюдать эффект обменного усиления магнитоэлектрической связи по эффективности нерезонансного линейного возбуждения спиновых волн переменным электрическим полем на частоте спиновой волны.

Также в работе показано, что щель в спектре спиновой ветви уменьшается с увеличением внешнего магнитного поля, а щель в спектре сегнетоэлектрической ветви увеличивается с увеличением величины внешнего электрического поля. Исследование магнитоэлектрического взаимодействия в точке резонанса выявило уменьшение при росте внешнего магнитного поля и увеличение при росте внешнего электрического поля. Полученные результаты важны с точки зрения преобразования сигналов. Определено затухание спиновых волн для случая антисегнетоантиферромагнитной структуры.

Литература

1. Савченко М.А., Хабахпашев М.А. (1976) Связанные сегнетомагнитоупругие волны в сегнетоантиферромагнетиках // ФТТ, т.18, выпуск №9.

2. Туров Е.А., Николаев В.В. (2005) Новые физические явления в магнетиках ... // УФН, т.175, № 5

3. Кызыргулов И.Р., Харрасов М.Х. (2002) Связанные сегнетомагнитоупругие волны в антисегнетоферромагнетиках // ДАН, т.385, №1

4. Туров Е.А. (1994) УФН. – т. 164; № 3.

ПРИРОДА ПАРАМАГНИТНЫХ ЦЕНТРОВ В ПОЛИАНИЛИНЕ. ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОМ СКВИД

[**]Шишлов М.Н.

Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка , Россия
E-mail:bearsh@yandex.ru

Парамагнитная восприимчивость полианилина и других проводящих полимеров часто представляется как сумма двух компонент, температурно-независимой и описываемой законом Кюри C/T. Обычно принимается , что эти вклады даются “металлическими” областями и дефектами в аморфных областях соответственно [1,2]. В этом случае при низких температурах должны преимущественно наблюдаться парамагнитные центры в аморфных областях со спином S=1/2.

Мы предложили альтернативную модель парамагнитных центров в проводящих полимерах [3]. В этой модели восприимчивость проводящих полимеров описывается интегралом восприимчивостей полимерных фрагментов в триплетном состоянии по величине синглет-триплетного расщепления [3].

Для проверки триплетной модели, была измерена зависимость магнитного момента 23,8 мг. порошка полианилина , допированного м-крезолом, от температуры и

[**] Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

магнитного поля . Измерения проводились на СКВИД – магнитометре MPMS 5XL, Quantum Design. Магнитный момент корректировали на магнитный момент держателя и диамагнетизм полианилина.

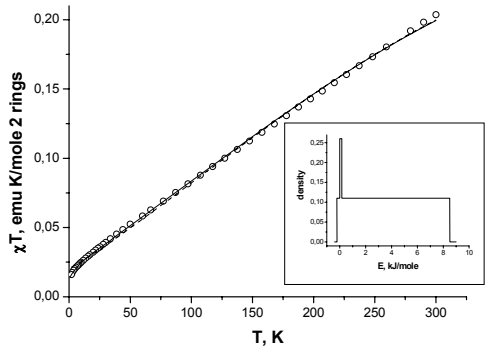


Рис.1. Температурная зависимость произведения парамагнитной восприимчивости и температуры. Кружки обозначают экспериментальные данные при 1000 Э, сплошная линия – симуляция с плотностью распределения синглет – триплетного расщепления E, данной в вставке; пунктирная линия – симуляция с той же плотностью, но без выступа вблизи E=0

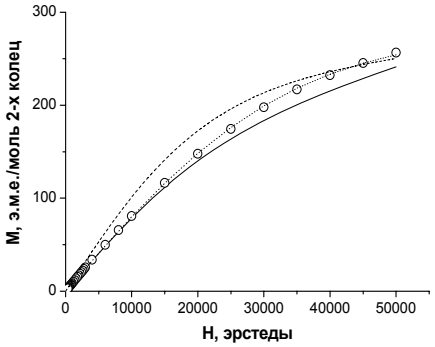


Рис.2. Полевая зависимость магнитного момента при T=2K. Кружки обозначают экспериментальные данные ; сплошная и пунктирная линии-симуляция с плотностью в отсутствии и в присутствии выступа вблизи E=0

Симуляция полевой зависимости при 2 K функцией Бриллюэна дает S=0.30, что заметно меньше величины 0.5, предсказываемой «металлической» моделью. Рисунки 1 и 2 показывают , что триплетная модель с распределением плотности , показанной на вставке в рисунке 1, прекрасно описывает как температурную так и полевую зависимости. Симуляции температурной зависимости восприимчивости при T<10 K и полевой зависимости чувствительны к распределению плотности вблизи E=0.

Литература

1. Wang Z. H., Scherr E. M., MacDiarmid A. G., Epstein A. J., Phys. Rev. B, 1992, **45**, 4190;

2. Kahol P. K., Ho J. C., Chen Y. Y., Wang C. R., Neeleshwar S., Tsai C. B., Wessling B., Synth. Met., 2005, **151**, 65.

3. Kulikov A.V., Komissarova A.S., Shishlov M.N., Fokeeva L.S., Russian Chemical Bulletin, International Edition, 2008, **562**, N 2., pp. 324—329

4. Автор выражает признательность д.ф.-м.н. Куликову А.В. за помощь в подготовке тезисов.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАВНОВЕСНЫХ ФОРМ КАПЛИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Ярцева Е.П.

Ставропольский государственный университет, Ставрополь, Россия
E–mail: yartseva_elena@mail.ru

Интерес к гидродинамике магнитных жидкостей в условиях существенного влияния поверхностных сил связан с многочисленными приложениями в технике, химической и медицинской технологиях, в прикладных задачах космических полетов.

Для нахождения равновесной формы капли магнитной жидкости, вытекающей на нижнюю поверхность немагнитного контейнера из капиллярного отверстия в вертикальном магнитном поле, использовалось условие равновесия границы раздела намагничивающаяся жидкость – немагнитная среда [1]:

$$\rho g z - \mu_0 \int_{H_0}^{H} M dH - \frac{1}{2}\mu_0 \left(\bar{M}\cdot\bar{n}\right)^2 + \sigma\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right) = C\,. \qquad (1)$$

Распределение однородного на бесконечности магнитного поля искажается каплей и вне ее описывается формулами [2]:

$$H_r = \left(1+2k\frac{R^3}{r^3}\right)H_0\cos\theta\,,\ H_\theta = -\left(1-k\frac{R^3}{r^3}\right)H_0\sin\theta\,,\ H_\varphi = 0\,,\ k = \frac{\mu_f - 1}{\mu_f - 2}\,. \qquad (2)$$

Уравнения (2) приводились к декартовой прямоугольной системе координат, в которой направление вертикальной оси z совпадает с направлением силы тяжести, в результате чего уравнение (1) было получено в виде:

$$\rho g z - \frac{\mu_0}{128}\chi H_0^2 \frac{48x^4 - 133x^2z^2 + 99z^4}{\left(x^2+z^2\right)^2} - \frac{\mu_0}{128}\chi H_0^2 - \frac{\mu_0\chi^2 H_0^2}{2\left(1+\chi\right)^2} - \sigma\frac{xz'' + z'\left(1+z'^2\right)}{x\left(1+z'^2\right)^{3/2}} = 0. \qquad (3)$$

В процессе численного решения уравнения (3) методом конечных разностей построены решения различных краевых задач, соответствующих малым напряженностям магнитного поля – 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1, 1.2, 1.4, 1.8 кА/м.

Полученные решения показывают, что с ростом напряженности H магнитного поля происходит уменьшение объема капли магнитной жидкости за счет уменьшения ее основания на поверхности подвеса, то есть полученные результаты находятся в качественном и количественном согласии с экспериментальными данными [3].

Определялись значения объемов капель магнитной жидкости при различных напряженностях поля, для этого использовалась формула объема тела, полученного вращением вокруг оси Oz найденных кривых – решений уравнения (3). Вычисление в пакете MathCAD последовательности определенных интегралов позволило построить теоретическую кривую зависимости объема капли от напряженности вертикального магнитного поля. Полученные экспериментальная и теоретическая кривые находятся в хорошем качественном и количественном согласии.

Литература

1. Гогосов В.В., Налетова В.А., Шапошникова Г.А. Гидродинамика намагничивающихся жидкостей // Итоги науки и техники. Сер. Механика жидкости и газа. – М.: ВИНИТИ, 1981. – Т. 16. – С. 76-208.

2. Стреттон Д.А. Теория электромагнетизма. – М. – Л.: ГИТТЛ, 1948. – 539 с.

3. Симоновский А.Я., Ярцева Е.П. О капиллярных явлениях в магнитных жидкостях. // Журнал «Известия вузов. Северо-Кавказский регион». Естественные науки. Приложение. – 2006. - № 12. – С. 40 – 51.

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

Председатель подсекции
проф., Бушуев Владимир Алексеевич

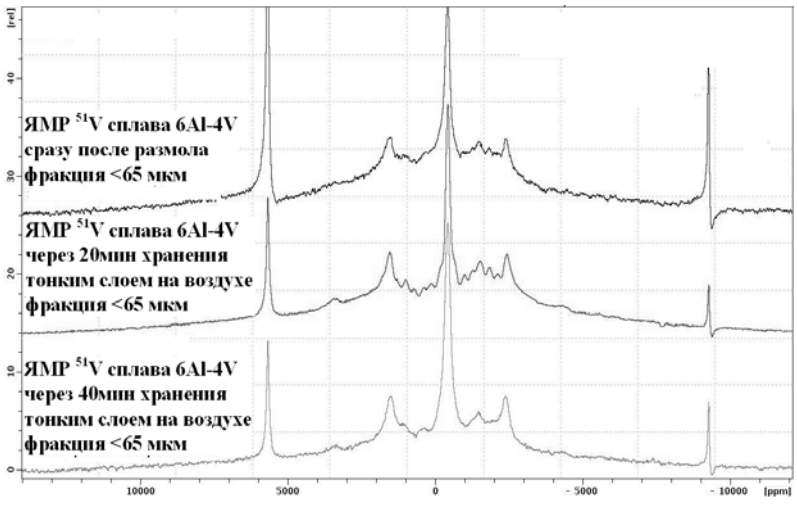
САМОВОЗНИКАЮЩИЙ В РЕАКЦИОННОЙ СРЕДЕ КАТАЛИЗАТОР

Белобров Ю.Н.

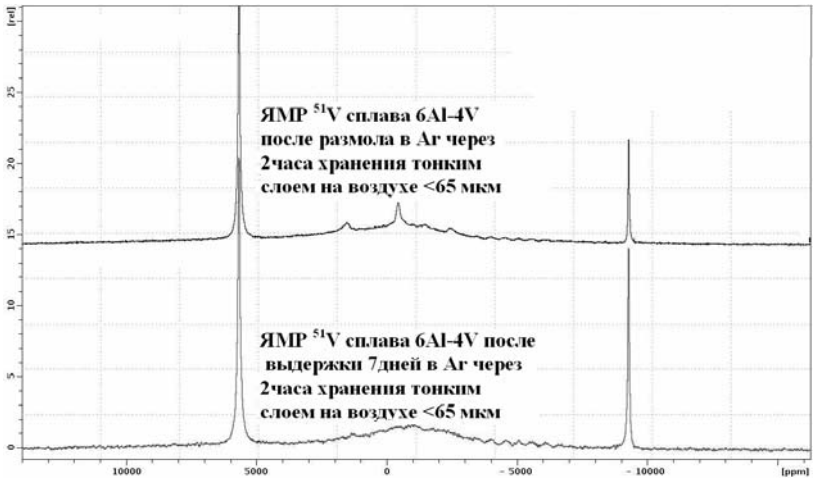
Институт металлофизики им. Г. В. Курдюмова НАН Украины, Киев, Украина, *E–mail: iurii-imp@yandex.ru*

Взятые отдельно Al и V имеют высокое сродство к кислороду. В свежеприготовленных образцах сплава 6Al-4V фракции <65 мкм методом ЯМР ^{51}V обнаружена эволюция состояния ванадия в течение небольшого отрезка времени. В атмосфере Ar сигнал ЯМР исследуемого образца достаточно узкий для оперативной съемки информативного спектра, а при хранении в виде тонкого слоя на плоской поверхности в природной атмосфере достаточно 20 минут для заметного изменения спектра. Выявлено (рис. 1.), что основные изменения состояния поверхности частиц происходят на протяжении 1 часа после размола. Последующие изменения в условиях ограниченного доступа воздуха к образцу проявляются в виде постепенного уменьшения интегральной интенсивности пика δ =5686 ppm, который обусловлен атомами V, находящимися в междоузлиях решетки. Окисление части атомов металлического V - медленный процесс, о чём свидетельствует уменьшение, интегральной интенсивности длящейся при выбранной дисперсности >10 суток.

При непрерывном хранении тонкого слоя порошка на воздухе кинетика взаимодействия с компонентами воздуха оказалась иной: конечное состояние достигается в течение 2х часов. Параметры спектров ЯМР ^{51}V указали на покрытие поверхности сплава оксидами разного состава. Анализ суперпозиции сигналов в спектре ЯМР обнаружила образование ряда соединений (характерное для ванадия существование форм с разными степенями окисления). Последующее воздействие реакционноспособных компонент атмосферы к более глубокому преобразованию образец не приводило. При образовании сложной смеси оксидов алюминия и ванадия принципиальным является протекание наряду с другими следующей реакции 4V+ 5O2= 2 V2O5 продукт которой проявляет высокую каталитическую активность. Следовательно, возникает ситуация, когда в одной из реакций образуется катализатор, который инициирует последующее периодическое ускорение окисления атомов поверхности. Принципиальным является факт образования и последующего размещения катализатора в реак-



ционной зоне, и равномерное его распределение в приповерхностном слое, формируемом продуктами реакции, сопровождающейся сегрегацией компонентов структуры.



Сплав 6Al-4V используется в качестве лигатуры при создании титановых сплавов методом спекания порошковых компонент, потому на основе полученных данных сформулированы рекомендации с учётом необходимости создания защитной атмосферы во время технологических операций связанных с использованием этих лигатур для предотвращения, согласно существующих нормативов, попадания кислорода в состав конечного сплава.

ОПИСАНИЕ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ СИСТЕМЫ ТВЕРДЫХ СФЕР ПРИ ПОМОЩИ УРАВНЕНИЯ ОРНШТЕЙНА-ЦЕРНИКЕ

Бирюлина Т.В.

Иркутский государственный технический университет, Иркутск, Россия
E-mail: blue-sea@yandex.ru

Одной из проблем, стоящих перед физикой конденсированного состояния вещества, является проблема описания фазовых переходов. В частности, при кристаллизации благодаря структурным отличиям между жидкостью и кристаллом, параметры жидкости меняются скачкообразно. При последовательно статистическом описании мы должны использовать однофазный подход, заранее не постулирующий структуру кристаллической фазы. Этот подход основан на решении обобщенного уравнения Орнштейна-Цернике (ОЦ) для одно- $G_1(\vec{r}_1)$ и двухчастичной $G_{12}(\vec{r}_1,\vec{r}_2)$ функций распределения. Структурно-однородное уравнение ОЦ, описывающее жидкую фазу, должно перестать существовать в точке фазового перехода к кристаллическому состоянию. Из многих предложенных к настоящему времени уравнений замыкания, связывающих функции h_{12} и C_{12}, уравнение Мартынова – Саркисова содержит условие потери устойчивости уравнения ОЦ при плотности, близкой к плотности кристаллизации. Решение для кристалла ищется разложением уравнения ОЦ по скачку плотности жидкости в точке кристаллизации.

Мы рассматриваем кристаллизацию в однокомпонентной системе и предельно-разбавленной двухкомпонентной смеси твердых сфер с частицами примеси в два раза больше и два раза меньше частиц раствора. Максимальная плотность, при которой еще существует действительное решение уравнения ОЦ, n_0=1.012. Модуль волнового вектора $\vec{k}$ равен 7.67. Структурный фактор для этой плотности будет $S_{max}(k)$=3.431. Максимального значения, равного S(k)=2.85, которое в литературе считается критерием фазового перехода, структурный фактор в нашем случае достигает при меньшей плотности, равной n=0.932. Причем для плотности n_0=1.012 функция G_{ij}, описывающая взаимное расположение частиц друг относительно друга и отражающая структурные измене-

ния, не имеет уширения второго пика, которое могло бы рассматриваться как указание на то, что здесь мы имеем дело с метастабильным состоянием.

Проблема границ применимости уравнения ОЦ возникает в связи с отрицанием теоретически возможности описания неравновесных состояний с помощью полученного из равновесного распределения Гиббса уравнения ОЦ, и, с другой стороны, с полученными результатами решения уравнения ОЦ для различных замыканий и "практическими" результатами численных экспериментов, которые продолжаются в область метастабильных состояний. Возможно, эти результаты появляются либо из-за приближенного характера решаемых уравнений, либо макроскопически малого числа частиц, задействованных в численном эксперименте.

Литература

1. Мартынов Г.А., Саркисов Г.Н. (1989) Статистическая теория фазовых переходов первого рода. // Кристаллография. Т. 34, № 3.
2. Аграфонов Ю. В., Мартынов Г. А. (1992) Статистическая теория кристаллического состояния // Теоретическая и математическая физика. Т. 90, № 1.
3. Саркисов Г.Н. (2006) Метастабильные состояния в системе твердых сфер. // Журнал физической химии. Т. 80, № 3.
4. Мартынов Г.А. (1999) Проблема фазовых переходов в статистической механике. // Успехи физических наук. Т. 169, № 6.
5. Саркисов Г. Н. (2002) Молекулярные функции распределения стабильных, метастабильных и аморфных классических моделей. // Успехи физических наук. Т. 172, № 6.

СПИНОВАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ТОКА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ КАК РЕЗУЛЬТАТ СПИН-СЕЛЕКТИВНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ.

Бобин Е.Г.

Оренбургский государственный университет имени, Оренбург, Россия
E–mail: genius-1986@yandex.ru

Для создания и работы устройств спинтроники [1] необходимы новые методы получения спин-поляризованного тока [2]. Известные методы (оптическая поляризация электронов и их инжекция из ферромагнетика [3]) имеют ряд ограничений и недостатков, ограничивающих их применение. В нашей работе показано, что спин-селективная рекомбинация носителей тока или спин-селективный захват электронов на примесные центры способны создавать спин-поляризованный ток электронов проводимости. Выведены системы нелинейных уравнений, описывающие такие спин-селективные процессы, исследована динамика спиновой поляризации и устойчивость стационарных режимов. Обнаружены три различных переходных режима создания неравновесной поляризации, которые зависят от скорости генерации носителей, вероятности рекомбинации и времени жизни носителей тока. Показано, что в нестационарных и переходных процессах спиновая поляризация может существенно превышать стационарную. Кроме того, обнаружено, что после прекращения генерации носителей поляризация возрастает. Причём увеличение поляризации будет наблюдаться независимо от режима предшествующей генерации и от момента времени ее прекращения.

Current spin polarization in semiconductors as the result of spin dependent recombination

New methods are necessary to obtain the spin-polarized current [2] for creation and operation of spintronics devices [1]. The known methods (optical polarization of the electrons and their injection from ferromagnet [3]) have some restrictions limiting their applications. It is shown, the spin-selective recombination of the current carriers or spin-selective capture of the electrons on the impurity centers are shown in our work to be able to create the spin-polarized electron current. The systems of the nonlinear equations, describing such spin-selective processes,

have been inferred, dynamics of spin polarization and stability of stationary modes have been investigated. Three various transitive modes of creation of nonequilibrium polarization have been found, that depend on the rate of carrier generation, probability of the recombination and carriers lifetimes. It was shown that non-stationary and transient spin polarization can essentially exceed the stationary value. Moreover, it was find out that the polarization should increase after switching off the carrier generation. The polarization increase does not depend on the mode of the previous carrier generation and the moment of its switching off.

$$\sum_{i=1}^{i=N} S_{\underline{s}\,i} = \pi \left(\frac{4r^3}{3\xi N} \right)^{2/3} \cdot \left(1^{2/3} + 2^{2/3} + 3^{2/3} + ... + N^{2/3} \right)$$

Литература

1. Zutic I. Fabian J, Das Sarma S. (2004) Spintronics: Fundamentals and applications // Reviews of modern physics, Volume 76, April 2004.

2. Ведяев А.В. (2002) Использование поляризованного по спину тока в спинтронике // Успехи физических наук, Т. 172, №12, с.1458-1461.

3. Avschalom D.D., Loss D., N. Samarth N. (2002) Semiconductor Spintronics and Quantum Computation. Germany: Springer.

УСЛОВИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПЛАЗМЫ В ПРОВОДЯЩИХ ВОДНЫХ РАСТВОРАХ

Волков А.Н., Яковлев О.М.

Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия
E-mail: yavigor@mail.ru

Одним из современных методов обработки поверхности металлов, позволяющим не только проводить тончайшую подготовку поверхности к дальнейшим технологическим циклам производства, но и создавать на поверхности структуры заданной конфигурации с микро, наноразмерами, является электролитно-плазменная обработка.

Цель настоящей работы – теоретическая и экспериментальная оценка режимов зажигания плазмы в водных растворах электролитов. О степени пассивации электрода, приводящей к плазменному разряду, судили по уровню экранизации графита газовыми пузырьками, где $\sum_{i=1}^{i=N} S_{\underline{s}\,i}$ –результирующая площадь экранирования; r–радиус всплывающих пузырьков; i=1, 2, 3 …N–число заселяющих поверхность электрода пузырьков разного объема. N и ξ определяются уравнениями:

$$N_S = \left(\frac{3\overline{R}Tj}{4\pi\, r^3 bzFPv} \right)^{2/3}; \quad \xi = (1-\cos\theta)^2 - \frac{(1-\cos\theta)^3}{3}; \quad r = \left[\left(\frac{9}{2\cdot\xi} \right)^{1/3} \cdot \frac{\sin\theta}{\rho g} \sigma_{23} (1+\cos\theta) \right]^{1/2}$$

в которых b=1…4 в зависимости от сорта газа, заполняющего пузырьки; $\overline{R}$ – универсальная газовая постоянная; T –температура; z=1 –валентность; F –число Фарадея; P –давление; j –плотность постоянного электрического тока; θ –краевой угол смачивания, определяемый по радиусу всплывающего пузырька.

Численная оценка результирующей площади экранирования позволяет определить истинную плотность тока j_{tr} на электроде, которая при заметной его экранизации пузырьками существенно отличается от геометрической j=I/S $j_{tr} = I \Big/ \left(S - \sum_{i=1}^{i=N} S_{\underline{s}\,i} \right)$, где S –рабочая площадь электрода.

В проводимых опытах электродами служили спектрально чистые графитовые стержни Ø=6 мм (исследуемый) и 20 мм. Электролит – 1% раствор H_2SO_4 (х.ч.) и дистиллированной H_2O.

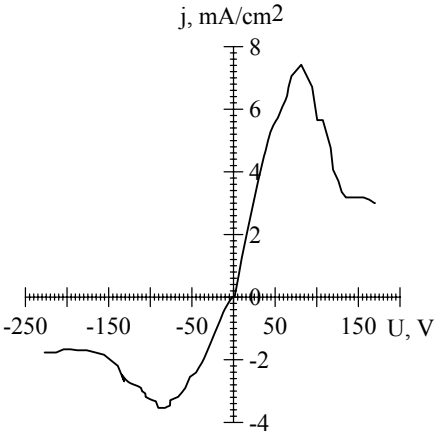


Рис.1 ВАХ графитового электрода относительно платинового э.с.

В стационарном режиме весь газ удалялся в виде пузырьков радиуса r скорость всплытия которых при ламинарном обтекании жидкостью оценивалась уравнением Стокса и длиной штриха на кадре цифрового фотоснимка.

Вольтамперные характеристики (ВАХ), снятые относительно неполяризуемого платинового электрода сравнения (э.с.) представлены на рис. Плазменный разряд всегда начинался при экстремальных плотностях тока с 93…95% пассивацией электрода газовыми пузырьками. Рассчитаны j_{tr}, поверхностная концентрация пузырьков и частота их всплытия, степень пассивации электрода при различных j и зависимость r от θ. Результаты расчетов согласуются с экспериментом.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОННОГО ПАРАМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА ДИОКСИДА ТИТАНА, ЛЕГИРОВАННОГО АЗОТОМ

Дейген Д.М.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: okdf2008@mail.ru

Диоксид титана (TiO_2) является многофункциональным материалом и широко применяется как в химических процессах, так и в электронных устройствах. В данной работе было изучено влияние фотовозбуждения с различными энергиями квантов на парамагнитные свойства N-TiO_2.

Все исследуемые образцы диоксида титана, легированного азотом, и данные по фотокаталитическому разложению 4-хлор-фенола на поверхности N-TiO_2 были любезно предоставлены профессором Х. Кишем (институт неорганической химии, Университет Эрлангена, Германия). Измерения проводились на ЭПР-спектрометре BRUKER ELEXSYS 500 (рабочая частота 9,5 ГГц - X-диапазон, чувствительность 5×10^{10} спин/Гс).

Методом ЭПР изучены образцы диоксида титана, легированного азотом (N-TiO_2). В N-TiO_2 обнаружено два типа парамагнитных центров – N• и NO• - радикалы.

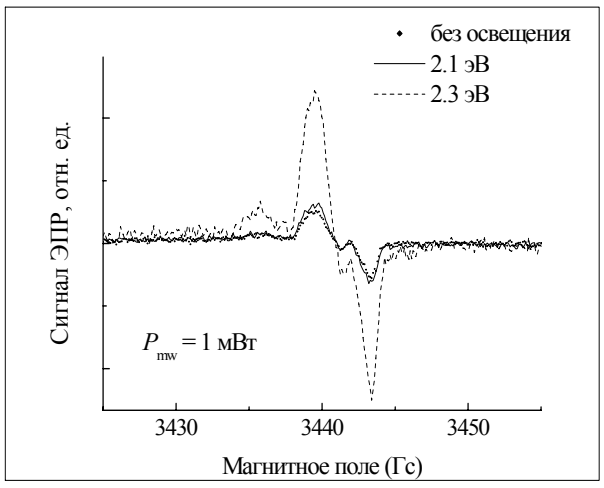


Рис.1. Спектры ЭПР N-TiO_2 в темноте и при освещении с различными энергиями квантов

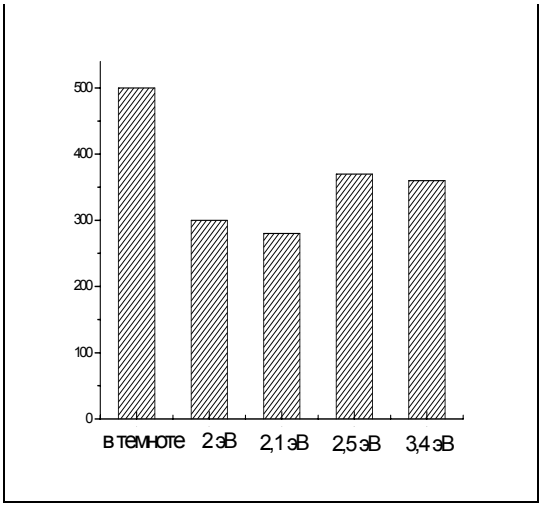


Рис.2. Диаграмма зависимости интенсивности сигнала ЭПР NO•от энергии кванта излучения

Спектры ЭПР N-TiO_2 в темноте и при освещении с различными энергиями квантов представлены на рис.1. Резкое увеличение интенсивности сигнала ЭПР наступает при hν=2.3 эВ (рис. 1). Вариации интенсивности сигнала ЭПР от N• - радикалов можно объяснить, предположив, что в исследуемых образцах имеет место примесное поглощение света: $N^- + h\nu > N^0 + e$ (в зоне проводимости). В результате количество парамагнитных центров увеличивается. В пользу указанного процесса свидетельствует также полная обратимость эффекта освещения, которая может быть связана с перезарядкой указанных центров. Аналогичный эффект при энергии превышающей 2 эВ наблюдается для NO-радикалов (рис.2).

Обнаружена корреляция между концентрацией парамагнитных центров и скоростью фотокаталитического разложения 4-хлор-фенола в образцах TiO_2.

Литература

1. S. Sakthivel, M. Janczarek, H. Kisch, “Visible light activity and photoelectrochemical properties of nitrogen-doped TiO_2” // J. Phys. Chem., 108, 19384 – 19387 (2004).

АДСОРБЦИОННОЕ НАКОПЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТИ МЕДНОГО ЭЛЕКТРОДА ГАЗОМ

Журавлева А.В, Кочетков А.В.,

Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия
E-mail: yavigor@mail.ru

Известно, что электрическая обработка металлов и полупроводников в кислородосодержащих ионных растворах может способствовать радикальному изменению их поверхностных свойств. Результатом электролитно-плазменной обработки являются структуры имеющие совершенно новые физические свойства, которые находят своё применение в науке и технике. Поэтому уделяется большое внимание процессам, происходящим на поверхности электродов при подобных воздействиях.

В качестве материала рабочего электрода использовались медные цилиндры Ø=7.8 mm, материал второго электрода - графит. Электролитом являлся 1% раствор химически чистой серной кислоты и дистиллированной воды. Потенциал снимался относительно неполяризуемого платинового электрода сравнения (э.с.).

Основная цель проводимых исследований – оценить динамику пассивации электрода водородными пузырьками при плотностях тока j, предшествующих плазменному разряду. Анализ проводился по осциллограммам включения U(t), фиксируемым запоминающим осциллографом С 9-8. Их типичный вид представлен рисунком 1.

Установлены 4 характерные зоны, описание которых потребовало дополнительной оценки количества электричества, затраченного лишь на формирование газовых пузырьков. Это осуществлялось с помощью расшифровки видеокадров, снятых цифровой видеокамерой: определялся как временной интервал от момента включения тока до пакетного всплытия пузырей, так и радиус r всплывающих пузырьков.

Первая зона (линейная) характеризуется перезарядкой двойного электрического слоя, емкость которого легко определяется по наклону прямой. Затрачиваемое на это количество электричества $Q_1=It_1$. Перезарядка прекращается в точке пересечения касательных к 1 и 2 участкам. Второй участок связан с накоплением адсорбированного водорода до его предельного значения $C^*_{ад}$. Его характерные параметры: $Q_2=I(t_2 - t_1)$. Третий участок характерен зарождением пузырьков критического размера и последующим их синхронным ростом вплоть до момента их коллективного отрыва от электрода. Затрачиваемое

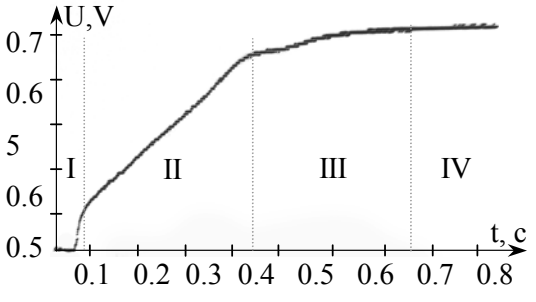


Рис.1 Зависимость потенциала медного электрода от времени катодной поляризации

на это $Q_3=I(t_3 – (t_1+t_2))$. Только этот участок несет ответственность за пассивацию электрода газовыми пузырьками. За его пределами (4-я зона) потенциал электрода остается неизменным и после быстрой установки стационарного режима характеризуется непрерывным всплытием пузырьков с фиксируемым интервалом.

Произведена количественная оценка емкости, $C^*_{ад}$, количества пузырьков на электроде, скорости их роста, частоты отрыва, коэффициента диффузии водорода к своим стокам и степени экранизации электрода при различных плотностях тока.

ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ СЕГРЕГАЦИИ В Fe-Mo, Fe-Ni И ТВЕРДОМ РАСТВОРЕ Cu-Ni

Захватова М.В.

Физико-технический институт УрО РАН, г. Ижевск, Россия
E–mail: less@fti.udm.ru

Методами рентгеноэлектронной спектроскопии в условиях сверхвысокого вакуума исследованы закономерности термостимулированных сегрегаций в поверхностных слоях сплавов $Cu_{50}Ni_{50}$, $Cu_{80}Ni_{20}$, $Fe_{82}Ni_{18}$, $Fe_{50}Ni_{50}$, $Fe_xMo_{(1-x)}$ (x = 0 - 72ат.%).

Обнаружены изменения состава поверхности (сегрегация молибдена в слой до 5 нм от свободной поверхности) сплавов Fe-Mo с низкой взаимной растворимостью компонентов и возможностью образования интерметаллидных соединений направлено в сторону достижения соотношений концентраций, характерных для термодинамически выгодных фаз, возможных в этой системе в соответствии с диаграммой состояний.

В сплавах Fe-Ni поверхностные сегрегации (обогащение поверхности никелем) связаны с процессами атомного упорядочения, α-γ-превращениями и формированием состава поверхностного слоя с минимальной температурой плавления.

Обнаружено, что поверхностные сегрегации меди в слое до 10 нм в медно-никелевых сплавах взаимосвязаны с процессами расслоения в объеме материала, при этом сегрегационные эффекты максимальны в сплавах с наибольшей склонностью к расслоению по диаграмме состояния.

Полученные результаты указывают на качественную сходность наблюдаемых поверхностных сегрегаций, отражающих процессы в объеме материалов.

[1] Автор выражает признательность к.ф-м.н. Гильмутдинову Ф.З. за помощь в подготовке тезисов

КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ФАЗЫ ДИСУЛЬФИДА ЖЕЛЕЗА FeS_2

Исаева Л.Э.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, РоссияE-mail: leyla_isaeva@yahoo.com

Дисульфид железа FeS_2 – один из наиболее распространенных сульфидов металлов на Земле, существующий в трех модификациях: пирит (символ Пирсона - *cP12*), марказит (символ Пирсона – *oP6*) и FeS_2 с простой кубической решеткой (символ Пирсона - *aP12*). Наибольший интерес представляют 2 полиморфные модификации FeS_2 - пирит и марказит, встречающиеся во многих геологических породах: осадочных, магматических, а также в гидротермальных жилах. Система Fe-S также, возможно, играла важную роль в формировании и эволюции Земной коры, а также других планет, например, Марса и Венеры [1]. Физические свойства дисульфидов железа мало изучены, поэтому исследование фазовых превращений кристаллических фаз пирита и марказита, а также динамической стабильности этих фаз в условиях высоких давлений представ-

ляет бесспорный интерес. В этой связи нами были проведены теоретические исследования пирита и марказита в интервале давлений от 0 до 300 ГПа.

Первопринципные расчеты были проведены с помощью пакета *Quantum Espresso* [2], основанного на теории функционала плотности [3] и теории возмущений в функционале плотности [4]. Для описания электрон-ионного взаимодействия были использованы ультрамягкие потенциалы, предложенные Вандербильтом [5]. Обмен-корреляционное взаимодействие в электронном газе учтено с помощью приближения обобщенных градиентных поправок [6]. Для интегрирования по зоне Бриллюэна использовалась сетка 8x8x8 *k*-точек для марказита и 6x6x6 для пирита, сгенерированных по схеме Монхорста-Пака [7]. Суммирование по электронным зонам проводилось по методу Марзари-Вандербильта [8] с шириной уширения 0.01 Рид. Закон дисперсии фононов был получен с помощью матриц межатомных силовых констант, вычисленных в приближении метода линейного отклика.

Расчеты зонной структуры и электронной плотности состояний показывают, что в обычных условиях эти полиморфы являются полупроводниками с шириной щели 0.63 эВ и 0.35 эВ для пирита и марказита, соответственно, и под давлением переходят в металлическое состояние. Рассчитаны уравнения состояния кристаллических фаз дисульфида железа FeS_2. Исследовано поведение динамики решеток пирита и марказита под давлением.

Литература

1. Ahrens T.J., Jeanloz R., J.Geophys.Res. 92, 10363, 1987
2. Gianozzi P., De Gironcoli S., Pavone P., Baroni S., http://www.pwscf.org
3. Kohn W., Sham L.J., Phys.Rev. 140, A1133, 1965
4. Baroni S., De Gironcoli S., Dal Corso A., Gianozzi P., Rev.Mod.Phys. 73, 515-562, 2001
5. Vanderbilt D., Phys.Rev.B. 41, 7892, 1990
6. J.P.Perdew, K.Burke, M.Ernzerhof, Phys. Rev. Lett. 77, 3865, 1996
7. Monkhorst H., Pack.J., Phys.Rev.B. 13, 5188, 1976
8. Marzari N., Vanderbilt D., De Vita A., Payne M. C., *Phys.Rev.Lett.* 82, 3296-3299, 1999

ВЛИЯНИЕ ПРИРОДЫ И СТРУКТУРЫ ПОЛИМЕРНОЙ СЕТКИ НА СВОЙСТВА ТЕРМОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ПОЛИМЕРОВ

Кожунова Е.Ю.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: kozhunova@polly.phys.msu.ru

Полимеры, восприимчивые к внешним воздействиям, в последнее время привлекают внимание благодаря своим интересным свойствам – в подобных полимерах происходят относительно большие и резкие изменения физических и химических параметров под действием незначительных перемен во внешней среде. Способность изменять физические и химические свойства восприимчивых полимеров на молекулярном уровне имеет важнейшее значение для создания высокотехнологичных материалов.

Целью настоящей работы является изучение влияния природы и структуры полимерной сетки на свойства термочувствительных гелей. Проведено исследование конформационного перехода набухший – сколлапсированный гель, индуцированный температурой, в 1) слабосшитых гелях на основе сополимеров N-изопропилакриламида и N-винилкапролактама и 2) взаимопроникающих сетках. Для изучения влияния природы мономерных звеньев полимерных цепей сетки геля на его свойства проанализировано поведение гелей при введении ионогенных звеньев: диаллилдиметиламмония, стиролсульфоната и метакриловой кислоты.

Проведенное исследование показало, что введение в состав термочувствительного полимера N-изопропилакриламида заряженных звеньев (диаллилдиметиламмоний, стиролсульфонат, метакриловая кислота) приводит к повышению критической

температуры перехода набухший - сколлапсированный гель. Это объясняется конкуренцией электростатических и гидрофобных взаимодействий. Образование водородных связей в гелях на основе сополимеров метакриловой кислоты ведет к уменьшению коэффициента набухания и степени коллапса.

В ходе исследований были рассмотрены конформационные переходы в гидрогелях со структурой полувзаимопроникающих сеток термочувствительного полимера и полиэлектролита двух типов: трехмерную сетку формирует 1) неионный термочувствительный полимер и 2) полиэлектролит. Гель первого типа на основе полувзаимопроникающих сеток поли-N-изопропилакриламид – полистиролсульфонат (ПНИПА-ПСС) претерпевает конформационный переход и достаточно быстро достигает равновесного состояния. Гели второго типа на основе полувзаимопроникающих сеток полидиаллилдиметиламмоний хлорид - поливинилкапролактам (ПДАДМАХ-ПВК) и ПДАДМАХ-ПНИПА при нагревании мутнеют, что объясняется переходом клубок-глобула термочувствительных макромолекул в объеме слабосшитой полиэлектролитной сетки. При этом масса геля изменяется незначительно. Данное свойство может быть использовано в оптических системах.

Автор выражает признательность доценту, д.ф.-м. н. Махаевой Е.Е. за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. Khokhlov A.R., Starodubtsev S.G., Vasilevskaya V.V.; Conformation transition in polymer gels: theory and experiment. //Adv. In Polymer Sci. 1993, 109, 123-171.

2. Hirokawa Y., Tanaka T.; Volume phase transition in nonionic gel. //J. Chem. Phys. 1984, 81(12), Pt. 2, 6379-6380.

МОДЕЛИРОВАНИЕ САМООРГАНИЗАЦИИ АТОМОВ Co, ПОГРУЖЕННЫХ В ПЕРВЫЙ СЛОЙ ПОВЕРХНОСТИ Cu (100)

Колесников С.В., Клавсюк А.Л.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail:kolesnikov_s_v_@mail.ru

Изучение магнитных структур на поверхности металлов интересно с точки зрения развития нанотехнологий и, в частности, создания нанокомпьютеров. Существует несколько способов создания таких наноструктур, однако, наиболее экономичным является самоорганизация. Самоорганизации различных структур из атомов примеси на поверхности металла посвящено множество экспериментальных и теоретических работ, однако, не все такие структуры являются стабильными при комнатной температуре из-за высокой подвижности атомов примеси. В то же время, атомы примеси, погруженные в первый слой металлической подложки, являются малоподвижными при комнатной температуре и могут служить для создания стабильных наноструктур [1,2].

В нашей работе, мы провели теоретическое исследование самоорганизации атомов Co, погруженных в первый слой поверхности Cu(100), методом, совмещающим метод молекулярной динамики (МД) [3] и кинетический метод Монте-Карло (КММК) [4].

В результате мы получили следующие основные выводы: во-первых, формирование компактных структур из атомов Co, погруженных в первый слой поверхности Cu(100), без покрытия атомами подложки возможно только в узком интервале температур около 400K. Во-вторых, движение погруженных атомов Co при этих температурах обусловлено интенсивным движением вакансий, находящихся в первом слое медной подложки. В-третьих, в результате эволюции системы погруженных атомов Co образуются преимущественно зигзагообразные структуры. Помимо этих основных результатов, было исследовано влияние изменения концентрации погруженных атомов Co и концентрации вакансий на эволюцию системы.

Литература

1. M.L. Grant, B.S. Swartzentruber, N.C. Bartelt, J.B. Hannon, Diffusion Kinetics in the Pd/Cu(100) Surface Alloy// Phys. Rev. Lett. 86, 4588 (2001)

2. O. Kurnosikov, J.T. Kohlhepp, W.J.M. de Jonge, Can surface embedded atoms be moved with an STM tip?//Europhys. Lett. 64 (1), pp. 77-83 (2003).
3. D.W. Heerman, Computer Simulation Methods in Theoretical Physics, Springer (1990).
4. K.A. Fichthorn, W.H. Weinberg, Theoretical Foundations of Dynamical Monte Carlo Simulations// J. Chem. Phys. 95, 1090 (1991).

ВЛИЯНИЕ КОНСТРУКТИВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ДИНАМИЧЕСКОГО РАВНОКАНАЛЬНОГО УГЛОВОГО ПРЕССОВАНИЯ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ В ОБРАЗЦЕ

Косоногов Р.Е., Козулин А.А.

Томский государственный университет, Томск, Россия
E–mail: c_y_b_e_r@mail.ru

Разработкам технологии получения объемных наноструктурных и ультрамелкозернистых (УМЗ) металлов методом равноканального углового прессования (РКУП) в последнее время уделяется большое внимание. Одна из модификаций динамических методов РКУП использует инерционное движение образца материала через канал, образец цилиндрической формы выстреливается в угловой канал и на высоких скоростях проходит сквозь него. При этом за счет возникновения пластической деформации происходит измельчение зеренной структуры металлов, и уже после нескольких повторений процедуры продавливания в несколько раз повышаются показатели механических характеристик материала образца. Из-за конструктивных особенностей экспериментальной оснастки проследить в реальном времени за протеканием процесса деформации невозможно, на деле приходится только довольствоваться конечным результатом эксперимента. Поэтому разработка математического аппарата для моделирования динамического РКУП, позволяющего прогнозировать ход эксперимента, является актуальной задачей.

Целью данной работы была разработка вычислительной модели для детального изучения закономерностей динамического равноканального прессования в зависимости от начальной скорости движения образца и значениях углов сопряжения каналов.

Модель учитывает особенности пластического течения металлов при высоких скоростях деформации.

Моделирование динамического РКУП алюминиевых и медных сплавов проводилось методом частиц. Цилиндрические образцы с начальной скоростью в несколько сотен метров в секунду под действием инерционных сил продавливались через канал, представляющий два сопряженных пересекающихся под углами 90 и 120 градусов отверстия, с одинаковыми поперечными сечениями. Проведено моделирование деформирования стержней при прохождении через канал круглого и квадратного сечения.

Результаты численного моделирования позволили провести анализ развития пластических деформаций во времени при прохождении металлических образцов через канал. Определены поля пластических деформаций в образце после завершения деформирования. Показано, что неоднородность развития пластических деформаций приводит к образованию блочных структур. При прохождении стержня через канал в нем остаются значительные объёмы материала в головной и хвостовой части с незначительной степенью пластической деформации. Получено объяснение неоднородного распределения в образцах материалов локальных объемов, в которых формируется ультрамелкозернистая структура в результате динамического углового прессования.

Дополнительным преимуществом разработки алгоритма численного моделирования РКУП является: возможность предсказания величин максимальных напряжений, возникающих в материале оснастки, что может служить предпосылкой для оптимиза-

ции ее конструкции; выбора оптимальной начальной скорости образца; возможности сокращения времени и затрат на проведение натурных экспериментов.

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта АВЦП ФАО РФ Рег. № 5993.

Автор выражает признательность профессору, д.ф.-м.н. Скрипняку В.А. за помощь в подготовке тезисов.

РЕЛАКСАЦИОННЫЙ ОТКЛИК СЕГНЕТОЖЕСТКОЙ ПЬЕЗОКЕРАМИКИ $Pb(Zr,Ti)O_3$ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ, ТЕМПЕРАТУРНЫЕ И МЕХАНИЧЕСКИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ

Кузенко Д.В.

Донецкий национальный университет, Научно-технологический центр "Реактивэлектрон" НАНУ, г.Донецк, Украина
E–mail:danil.kuzenko@gmail.com

В твердотельной электронике сегнетопьезокерамические материалы занимают важное место. При этом во многих устройствах необходимы как стабильность свойств пьезоэлектрических керамических элементов (ПКЭ) при высоких амплитудах возбуждающих напряжений, так и возможность управления их параметрами путем изменения внешних воздействий. В данном сообщении приведены результаты исследований поведения пьезокерамических материалов при различных уровнях возбуждающего электрического напряжения резонансной частоты, изотермической выдержки и одноосного механического нагружения.

Исследования проведены на модельном твердом растворе цирконата-титаната свинца (ЦТС) состава $Pb(Zr_{0.52},Ti_{0.48})O_3$, легированном марганцем, и на промышленном материале ЦТССт-3 (с тем же соотношением циркония-титана). В ходе работы установлено, что при увеличении возбуждающего электрического напряжения происходит снижение механической добротности и резонансной частоты. Одновременно с этим увеличение напряженности поля (на частоте резонанса) ведет к повышению температуры ПКЭ. На частоте антирезонанса изменения температуры не отмечается. Для выяснения причин такого поведения было изучено влияние возбуждающих полей различной напряженности, температуры и механического одноосного нагружения на временные зависимости резонансных параметров, релаксационное поведение характеристик после электрического и температурного возбуждения, а также механического воздействия на элементы. После отключения возбуждающего напряжения (резонансной частоты), снятия механической одноосной нагрузки и снижения температуры образца до комнатной, пьезорезонансные параметры ПКЭ восстанавливаются по логарифмическому закону: $f_r = A \cdot \ln(\tau) + D$. Процесс восстановления параметров является долговременным, растягивается на сутки и более.

Изотермическую выдержку ПКЭ проводили при температурах, соответствующих температурам разогрева в процессе возбуждения элементов полем напряженности 5.0 и 7.5 В/мм (140 и 170°С соответственно). После этого элементы находились при комнатной температуре. Время снижения температуры ПКЭ (до комнатной) не превышало 1 мин. Релаксационное восстановление параметров после температурного воздействия являлось долговременным и проходило более суток по закону, близкому к релаксационному закону восстановления параметров после воздействия возбуждающего электрического поля и механического одноосного нагружения.

Для объяснения релаксационного поведения ПКЭ в результате влияния отмеченных внешних воздействий привлечена модель, учитывающая процессы, происходящие в сегнетоэлектрических доменных структурах, и отклик таких структур на слабые

внешние возбуждения (поля значительно слабее коэрцитивной силы; температуры значительно ниже температуры точки Кюри; механические напряжения много меньше деполяризующих). При этом возможны следующие механизмы:

1) частичный пиннинг доменных стенок на дефектах, величина которого зависит от амплитуды и длительности внешнего воздействия;

2) изменение относительной стабильности фаз (тетрагональной и ромбоэдрической), наличие которых обусловлено морфотропностью исследуемых образцов.

Автор выражает признательность профессору, д.ф.-м.н. Бажину А.И., д.ф.-м.н. Ищуку В.М., с.н.с. Спиридонову Н.А. за помощь в подготовке тезисов.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ $CaMoO_4$ – СЦИНТИЛЛЯТОРА ДЛЯ ОБНАРУЖЕНИЯ БЕЗНЕЙТРИННОГО ДВОЙНОГО β-РАСПАДА

Курмашева Д.М.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физико-химический факультет, Москва, Россия

E–mail: darya_mk@inbox.ru

В настоящее время одной из важнейших проблем физики элементарных частиц является поиск безнейтринного двойного бета-распада, запрещенного законом сохранения лептонного заряда. Проблема заключается в том, является ли нейтрино, обладающее отличной от нуля массой, майорановской или дираковской частицей. На сегодняшний момент не существует достоверных наблюдений безнейтринного двойного бета-распада. Для обнаружения этого процесса необходимы десятки, и даже сотни, килограммов дорогостоящих материалов.

Современные люминесцентные методики позволяют регистрировать предельно слабые интенсивности света – отдельные фотоны. Поэтому сцинтилляционные кристаллы, преобразующие ионизирующее излучение в свет, являются одними из наиболее эффективных для обнаружения безнейтринного двойного бета-распада. Перспективными для решения этой проблемы являются кристаллы $CaMoO_4$, содержащие обогащённые изотопы ^{100}Mo.

Исследования проводились на двух кристаллах, один из которых выращен в ИФТТ РАН, а другой – в Богородицке. В ИФТТ кристалл CaMoO4 выращивался по методу Чохральского из сырья, подвергнутого многократной очистке. Для каждого из двух кристаллов были получены спектры фотолюминесценции, возбуждения люминесценции, рентгенолюминесценции и импульсной люминесценции, а также проведены их сравнительные характеристики.

Спектры фотолюминесценции, исследованные в спектральной области 375-700 нм, содержат 2 полосы – ~500 нм и ~550 нм. В спектрах рентгенолюминесценции наиболее интенсивной является полоса с λ~500 нм. Спектры возбуждения люминесценции исследованы в спектральной области 275-425 нм. Характерное время высвечивания для кристаллов $CaMoO_4$, при возбуждении импульсом рентгеновского излучения (напряжение 150 КэВ, длительность 20нсек), составляет ~ 16 мкс.

Результаты сравнения показали, что кристалл, выращенный в ИФТТ РАН, более предпочтителен в экспериментах, связанных с поиском безнейтринного двойного бета-распада, так как его световыход на ~25 % больше, чем у кристалла, выращенного в Богородицке

Таким образом, на основании проведённых исследований можно сделать вывод о том, что использованные в ИФТТ РАН методы очистки сырья и способы выращивания кристаллов, позволившие увеличить световыход на ~25 %, являются эффективными. Это позволяет надеяться на то, что дальнейшая очистка сырья и модернизация способа выращивания позволит ещё больше увеличить световыход кристаллов $CaMoO_4$, что сделает их наиболее перспективными для поиска безнейтринного двойного бета-распада.

ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В α И β-ФАЗАХ ФОЛЬГИ СПЛАВА Pd-In-Ru-H

Левин И.С.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: lyovin-ivan@rambler.ru

Детальное понимание характера структурной эволюции и фазовых превращений в сплавах, идущие под воздействием водорода, имеют существенное значение как для водородной энергетики, так и для создания конструкционных материалов термоядерных реакторов, в которых образуется большое количество водорода и его изотопов, поскольку безопасность работы таких объектов должна обеспечиваться стабильной механической прочностью узлов этих систем. Это тем более важно, что поглощение водорода провоцирует образование большого количества вакансий [1-2]. Поскольку палладий – один из хорошо поглощающих водород металлов, то именно он и сплавы на его основе являются удобным модельным объектом для изучения особенностей взаимодействия металлов с водородом.

В данной работе методами рентгеновской дифрактометрии исследовалась фольга сплава Pd-In-Ru после электролитического насыщения ее водородом в процессе длительной дегидрогенизации.

На основе изучения положения, формы и интенсивности профилей дифракционных линий, полученных как до гидрирования, так и в процесссе длительной релаксации после насыщения фольги водородом, было установлено, что: количество образующейся β- фазы и скорость β→α фазового превращения в исследуемой фольге сплава Pd-In-Ru имеют ориентационную зависимость. Наибольшее количество β-фазы образуется в ОКР (100), а наибольшая скорость β→α фазового превращения наблюдается для ОКР (110). время существования β- фазы в исследуемом сплаве составляет более 500 часов при данных условиях гидрирования. Количество растворенного водорода в матрице данного сплава больше со стороны насыщения. максимальный параметр решетки для β-фазы с обеих сторон фольги исследуемого сплава наблюдается через 50 часов релаксации после насыщения ее водородом. структурная эволюция в фольге исследуемого сплава Pd-In-Ru-H в процессе дегидрогенизации носит немонотонный характер. Упругие напряжения в α- и β- фазах исследуемого сплава имеют разные знаки, что связано с разной атомной структурой дефектных комплексов, имеющихся в них.

В процессе фазовых превращений, идущих в фольге исследуемого сплава после гидрогенизации, в β- фазе увеличивается количество дефектов межузельного типа.

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта Российского Фонда Фундаментальных Исследований (№ 09-02-90441).

Литература

1. Fukai Y, Okuma N. // Phys. Rev. Letters, 1994, vol.73, № 12, p.1640.
2. Авдюхина В.М., Анищенко А.А., Кацнельсон А.А., Ревкевич Г.П. // ФТТ, 2004, т. 46, № 2, с. 259.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИМПУЛЬСНОГО МЕТОДА ВИХРЕТОКОВОГО КОНТРОЛЯ В ДЕФЕКТОСКОПИИ ОБЛУЧЁННЫХ ТВЭЛОВ ВВЭР-1000

[***]Летуновская О.С[1], Сагалов С.С.[2]

ОАО "Государственный Научный Центр Научно Исследовательский Институт Атомных Реакторов", г. Димитровград
E-mail:grayser@bk.ru

Вихретоковая (ВТ) дефектоскопия – один из основных методов неразрушающего контроля облучённых твэлов в радиационной материаловедческой лаборатории

[***] Работа отмечена жюри как имеющая инновационный потенциал.

НИИАР. Возможности этого метода используются уже на начальном этапе послереакторных исследований ТВС. Пропуская извлекаемые из сборки твэлы через проходной вихретоковый преобразователь (ВТП), получают первичную информацию о состоянии защитных оболочек. Целью этого этапа является разбиение контролируемого массива твэлов на две группы: с нормальными и аномальными параметрами оболочек. Твэлы второй группы и часть твэлов первой (в качестве образцов типичного состояния) поступают на дальнейшие неразрушающие и разрушающие материаловедческие исследования. Полученная информация используется для оценки ресурса работоспособности, причин выхода из строя и допустимых параметров эксплуатации твэлов.

Система вихретокового контроля твэлов построена на базе дефектоскопа с импульсным возбуждением. При этом использовался дифференциальный датчик трансформаторного типа.

В качестве объекта исследований была выбрана ТВС ВВЭР-1000, разгерметизировавшаяся при выгорании 18 МВт·сут/кгU. Вихретоковые диаграммы трёхсот двенадцати твэлов сборки включали в себя отклики от пружинного фиксатора и нижней заглушки. Уровень фоновой составляющей был незначителен. ВТ-диаграмма одного из твэлов сборки содержала сигналы, существенно превышающие по амплитуде уровень фона. Амплитудно-временной анализ откликов преобразователя в районе аномальных участков показал наличие дефектов различного типа.

Таким образом, использование возможностей импульсного вихретокового контроля позволило экспрессно обнаружить в составе ТВС ВВЭР-1000 негерметичный твэл с одним первичным и множеством дефектов вторичного происхождения.

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ ПЛЕНОК ФТАЛОЦИАНИНА ВАНАДИЛА В ХОДЕ СТРУКТУРНЫХ ПЕРЕСТРОЕК

Миткалев П.О.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: pavelmit@gmail.com

Интерес к фталоцианину ванадила (VOPc) вызван целым рядом его уникальных свойств [1]: высокой нелинейно-оптической восприимчивостью третьего порядка, сверхбыстрым оптическим откликом, стабильностью к облучению видимым светом, кроме того, он является органическим материалом, стабильным в воздухе до 350ºC.

В нашей лаборатории ведутся исследования свойств сверхтонких пленок VOPc. В частности, свойств, связанных с технологией их получения (методом Ленгмюра-Блоджетт). Так, в нашей лаборатории изучены электрические, адсорбционные характеристики [2] и поведение спектров поглощения ленгмюровских плёнок VOPc при их нагреве в интервале температур от 20°C до 70°C и при обратном охлаждении до комнатной температуры. Показано, что в этой области (вблизи 40°C) происходит поверхностный структурный переход, во время которого слабые Ван-дер-Ваальсовы силы, связывающие молекулы VOPc, разрушаются и происходит активизация движения молекул. Обнаружено, что в указанном диапазоне температур спектральная линия поглощения S-band остается неизменной, в то время как полуширина Q-band (705 нм) при нагреве необратимо уменьшается на величину порядка 10%. Сопоставление этих результатов с данными [3], показало что, этот процесс соответствует упорядочиванию в фазе I. Такой процесс наблюдается только в сверхтонких плёнках и исчезает при увеличении их толщины.

Согласно теоретическим данным, фаза I VOPc является метастабильной. Поэтому, при сильном нагреве (отжиге) она должна трансформироваться в фазу II. Мы ставили перед собой цель экспериментально обнаружить этот переход в ленгмюровских пленках фталоцианина ванадила. Для изучения фазового перехода I→II мы нагревали образцы VOPc на кварцевой подложке до температур немного выше 100˚C. Сужение спектра заканчивалось при температуре порядка 60ºC, и при дальнейшем нагреве

спектр начинал значительно уширяться. Максимум Q-band сдвигается при этом в длинноволновую область спектра, его интенсивность заметно вырастает по сравнению со спектром для комнатной температуры. В ходе дальнейшего исследования стало очевидно, что "сдвиг" спектра в данном случае есть ни что иное, как образование нового максимума с большей длиной волны.

Таким образом, мы обнаружили, что при нагреве до температур выше 100˚С в ЛБ пленках фталоцианина ванадила происходит фазовый переход из фазы I в фазу II, характеризующийся появлением нового длинноволнового максимума 758 нм в спектре поглощения пленок.

Автор выражает признательность доценту, к.ф-м.н. Зайцеву В.Б. за помощь в подготовке тезисов.

Литература

1. Yufeng Zhang, Timothy Learmonth, Shancai Wang, A.Y. Matsuura, James Downes, Lukasz Plucinski, Sarah Bernardis, Cian O'Donnella, Kevin E. Smith. Electronic structure of the organic semiconductor vanadyl phthalocyanine (VO-Pc); J. Mater. Chem., 2007, 17, 1276–1283.

2. Д.В. Корешков, Н.Л. Левшин, П.А. Форш, С Г.Юдин. Исследование влияния адсорбции молекул из газовой фазы на проводимость пленок Ленгмюра-Блоджетт фталоцианина ванадила; Вестник Московского университета, серия 3, №2, 2007.

3. C.H. Griffiths, M.S. Walker and P. Goldstein. Polymorphism in Vanadyl Phthalocyanine; Mol. Cryst. &. Liq. Cryst., 33 pp. 149-170 (1976).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНОГО ВКЛАДА В ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ИТТРИЯ С ПОМОЩЬЮ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

[**]Одинцова Е.Е.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: k_odintsova@hotmail.com

Спектры круго- или линейно-поляризованного рентгеновского излучения вблизи краев поглощения обладают замечательной чувствительностью к магнитному состоянию атомов. Определение магнитооптических констант для рентгеновского излучения необходимо для расшифровки спектров отражения и дифракции. Различие спектров поглощения (XAS) для излучения правой и левой круговой поляризации (XMCD спектры) позволяет получить мнимую часть магнитной составляющей показателя преломления. Для определения реальной части магнитной добавки мы использовали смещение осцилляций Кизиха на кривых отражения, измеренных для правой и левой поляризации падающего излучения в геометрии продольного эффекта Керра (L-MOKE). Эффект обусловлен различием сдвига фазы при прохождении излучения с правой и левой поляризацией тонкой магнитной пленки.

Эпитаксиальная многослойная пленка Nb(4 nm)/YFe_2(40 nm <110>)/ Fe(1.5 nm)/ Nb(50 nm) была получена в Университете г. Нанси. YFe_2 является мягким ферримагнетиком [1], в котором магнитный момент атомов Y μ_Y~0.4 μ_B. Рефлектометрические кривые и соответствующие кривые асимметрии были измерены при нескольких энергиях вблизи Y $L_{2,3}$ краев поглощения (L_3: 2071 – 2095 eV, L_2: 2145 – 2185 eV) на станции ID12 Европейского источника синхротронного излучения. Результаты для L_3 края представлены на рис. 1. Для обработки эксперимента использовался программный пакет ASYM.

Работа поддержана грантами РФФИ № 07-02-00324 и №09-02-01293

[**] Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

Авторы выражают благодарность Дюфо К. и Дюменсил К. (университета г. Нэнси, Франция) за изготовление образцов для исследования и Рогалеву А., Вильгельму Ф. и Смеховой А. (ESRF, Гренобль, Франция) за проведение эксперимента

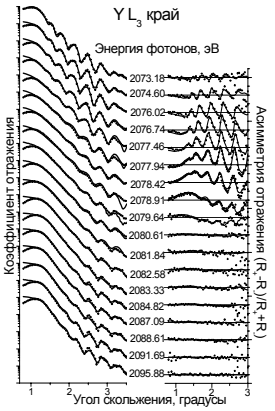


Рис. 1

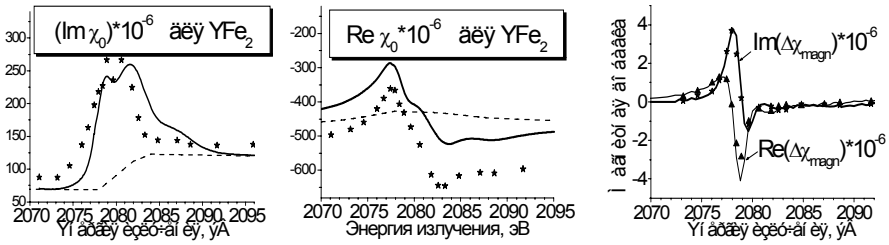


Рис. 2. В результате подгонки экспериментальных данных были восстановлены спектры для диагональной и магнитной компонент восприимчивости (χ_o и $\Delta\chi_{magn}$) в слое YFe_2 (символы на рис. 2). Эти зависимости сопоставлены с нормированными спектрами XAS, XMCD и преобразованиями Камерса-Кронига от них (сплошные кривые на рис. 2). Видно, что кривые достаточно хорошо согласуются

Литература

1. K. Dumesnil, C. Dufour, Ph. Mangin, M. Fitzsimmons, S. Park, J.J. Rhyne, A. Rogalev and J. A. Borchers, Journ. Appl. Phys. **97**, 10K108 (2005).

МЕТАЛЛОГРАФИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ И ИЗНОСОСТОЙКОСТЬ ЭЛЕКТРОИСКРОВЫХ ПОКРЫТИЙ ИЗ СТАЛИ

Окин М.А.

ГОУВПО "Мордовский государственный университет имени Н.П.Огарева", Институт физики и химии, г. Саранск, Россия
e-mail: okin112@mail.ru

Электроискровая обработка (ЭИО) существенно влияет на эксплуатационные характеристики деталей посредством изменения свойств поверхностного слоя [1]. Данный метод позволяет осуществлять нанесение покрытий на тела вращения, что нашло применение в восстановлении изношенных частей механизмов. Создание новых технологий восстановления и упрочнения деталей с использованием ЭИО непосредственно связано с изучением процесса нанесения покрытия и оптимизации его свойств.

Получение покрытий осуществляли путем наплавки проволоки из сталей 65Г и 08 на подложку цилиндрической формы, выполненную из стали 20Х.

Гипотезой к проведению исследований послужили ранее проведенные исследования структуры подобных покрытий. Было выдвинуто предположение о том, что изменение структуры повлияло на механические свойства модифицированной поверхности. Для определения характера влияния проведены металлографические исследования.

При наблюдении поперечных шлифов образцов под микроскопом наблюдается значительная неоднородность получаемых покрытий и пористость верхнего слоя больше, чем у нижнего. Определено, что обработка поверхности происходит путем нескольких проходов электрода по определенному месту поверхности, в результате чего

образуются покрытия, состоящие из нескольких слоев. Толщина наносимых слоев отличается как у отдельно выбранного, так и при их сравнении между собой.

Последующее травление показало, что покрытие по глубине неоднородно. Наплавленный материал имеет пористую структуру. На границах наблюдаются некоторые скопления пор, которые состоят, как было определено ранее, в основном из оксидов железа (Fe_2O_3 и Fe_3O_4). На травленом шлифе в приграничном слое подложки наблюдается светлая полоса. Анализ литературных данных показал, что при воздействии на поверхность сталей концентрированными источниками тепла приграничная область обогащается углеродом и различного рода дефектами, в результате чего образуется более твердая структура. Значение микротвердости в этой области выше по сравнению с соседними.

Неоднородность повлияла на распределение величины микротвердости по глубине поверхностного слоя. Большие значения соответствуют уколу в область границы между наносимыми слоями, а малые – в область, близкую к поре.

По данным проведенных исследований определены оптимальные режимы нанесения обоих материалов. Полученные зависимости коррелируют со значениями величины микротвердости, измеренной на определенном расстоянии от границы «покрытие-подложка».

Автор выражает признательность профессору, к.ф.-м.н. Фомину Н.Е. и доценту кафедры физики твердого тела Батину В.В. за помощь в проведении работы.

КРИСТАЛЛОХИМИЧЕСКИЙ АСПЕКТ ВХОЖДЕНИЯ ЦИНКА В СТРУКТУРУ ТИТАНИЛ ФОСФАТА КАЛИЯ

[**]Орлова Е.И.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: agapova@polly.phys.msu.ru

Кристаллы семейства титанил фосфата калия $KTiOPO_4$ (KTP) представляют научный и практический интерес в связи с необычным сочетанием их свойств: сегнетоэлектрических, суперионных и нелинейных оптических, обусловленных их туннельно-каркасной структурой. С целью установления закономерности между химическим составом, атомной структурой и физическими свойствами в настоящей работе были выращены кристаллы KTP с различным содержанием достаточно редкого элемента цинка и исследованы их свойства.

Для выращивания кристаллов $KTiOPO_4$ с цинком был использован метод спонтанной кристаллизации из нестехиометрических составов в четверной системе K_2O - TiO_2 - ZnO - P_2O_5 при замещении от 0.5 до 10 мол.% TiO_2 на ZnO. Полученные образцы были хорошего оптического качества и не имели включений растворителя. Средний размер кристаллов составил 6-7 мм. Температура плавления возрастала с увеличением содержания цинка. Параметры элементарной ячейки изменились незначительно. По данным химического анализа содержание цинка в кристаллах не превышало 0.4-3.6 %, и имел место дефицит калия в структуре.

Температурные зависимости диэлектрической проницаемости и проводимости выращенных кристаллов исследовались на частоте 1 МГц в интервале температур от 20 до 950°C. Наблюдалось значительное возрастание релаксационного максимума в области 300 - 600°C, связанного, согласно литературным данным, с вакансиями калия в каналах структуры, увеличивалась и интенсивность сегнетоэлектрического фазового перехода с области 940°C. Проводимость кристаллов возрастала скачком почти на порядок в области малых концентраций цинка и далее почти не изменялась с ростом содержания примеси. Подобное поведение свойств можно понять, исходя из предположения, что цинк создает дополнительные вакансии калия в каналах. При этом он находится либо в самих каналах, и

[**] Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

тогда механизм вхождения примеси в структуру $KTiOPO_4$ с учетом электронейтральности можно представить в виде $K_{1-x}TiZn_xOPO_4$, либо Zn замещает фосфор, что также должно приводить к увеличению числа вакансий К в туннелях. В последнем случае механизм замещения можно описать следующим образом: $KTiZn_xOP_{1-x}O_4$. С целью получения точной схемы вхождения цинка в кристаллическую решетку КТР предполагается провести прецизионное исследование атомной структуры полученных кристаллов.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В СИСТЕМЕ Bi_2WO_6–Bi_2MoO_6

Рудницкая О.Г.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: rudnitskaya@polly.phys.msu.ru

Висмутсодержащие соединения со слоистой перовскитоподобной структурой, такие как вольфрамат висмута Bi_2WO_6 и молибдат висмута Bi_2MoO_6 отличаются необычным сочетанием сегнетоэлектрических свойств и аномально высокой электропроводности, связанной с подвижностью анионов кислорода. Каждое из этих соединений отличается сложным полиморфизмом. Bi_2MoO_6 в области температур выше комнатной испытывает три фазовых перехода. Первый переход происходит при температуре 350°С из одной полярной ромбической фазы ($P2_1ab$) в другую (2mm), затем при 604°С наблюдается сегнетоэлектрический фазовый переход в неполярную фазу (mmm). Дальнейшее увеличение температуры до 675°С влечет за собой необратимый реконструктивный фазовый переход в моноклинную фазу ($P2_1/c$). Для вольфрамата висмута известны следующие фазовые переходы: при температуре 700°С из полярной ромбической фазы ($P2_1ab$) в полярную фазу (B2ab), и в области 960°С сегнетоэлектрический фазовый переход с изменением структуры в моноклинную фазу (B2ab). Соответствующий сегнетоэлектрический фазовый переход с изменением структуры из ромбической фазы B2ab в моноклинную B2ab является нетипичным в теории фазовых переходов, поэтому возникает вопрос о наличии у BW двух близко расположенных фазовых переходов в области 960°С.

В данной работе было проведено исследование фазовых переходов твердых растворов в системе Bi_2WO_6-Bi_2MoO_6 и установлена аналогия в характере и количестве фазовых переходов для вольфрамата и молибдата висмута путем изучения тепловых и электрофизических свойств.

Для выяснения влияния состава на полиморфизм была синтезирована серия керамических образцов $Bi_2Mo_xW_{1-x}O_6$ с содержанием молибдена от 0 до 100%. Использовались особо чистые реактивы Bi_2O_3, WO_3 и MoO_3. Синтез поликристаллических образцов проводился при температурах 600°С и 800°С. Рентгенофазовый анализ проводился при комнатной температуре на дифрактометре DRON-2.0 (CuK_α- излучение). Калориметрия проведена на синхронном термическом анализаторе NETZSCH STA 449 C в области температур 30-1000°С (кривые снимались при нагреве и охлаждении образцов). Температурные зависимости электропроводности и диэлектрической проницаемости были измерены в области 30 – 960°С на частоте 1 МГц с помощью моста Тесла ВМ 431 Е на образцах с платиновыми электродами.

По данным калориметрии для поликристаллов со структурой BW на кривых нагрева в области 960°С обнаружен только один пик, соответствующий фазовому переходу, но при охлаждении наблюдается раздвоение пика. На этом основании можно сделать вывод о наличии двух близко расположенных фазовых переходов. Температуры сегнетоэлектрического фазового перехода из полярной в неполярную фазы для образцов системы $Bi_2Mo_xW_{1-x}O_6$ были определены по пикам на кривых диэлектрической проницаемости. Для вольфрамата висмута эта температура составила 930 °С. На температурной зависимости электропроводности при температуре 960°С наблюдается изгиб и при дальнейшем повышении температуры поликристалл разрушается, поэтому указанную аномалию можно связать с реконструктивным фазовым переходом. Таким об-

разом, проведенное комплексное исследование позволило для Bi_2WO_6 разделить фазовый переход в области 960 ^oC на сегнетоэлектрический фазовый переход при 930^oC и реконструктивный фазовый переход при 960^oC.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛЕНОК Si/SiO_2 МЕТОДОМ ЭПР СПЕКТРОСКОПИИ

Скуридина Д.Д.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, РоссияE-mail: skuridinad@rambler.ru

Актуальность исследования пленок Si/SiO_2 обусловлена прежде всего их применением в МДП-структурах. Исследуемые нами пленки кремния были приготовленным методом вакуумно-плазменного осаждения из газовой фазы при температуре 300˚C и давлении газов 0.3 Торр. В качестве подложки применялось стекло марки Corning 7059. Использовалась смесь газов в следующих пропорциях: SiH_4 : H_2 : SiF_4= 1:100:5; 1: 80:5; 1: 80: 0,2. Скорость роста пленки 20 нм/мин, толщина пленок составила примерно 1 мкм.

Была изучена природа дефектов в полученных пленках. Обнаружено, что основным типом дефектов являются А-центры (дефекты типа вакансии кислорода [1,2]) (рис.1). Далее в плоскости образца прикладывалась напряжение U=100 В. Сравнивая спектр ЭПР исходного образца со спектром образца, подвергнутого воздействию электрического поля, была выявлена следующая особенность: одновременное изменение интенсивности и положения по магнитному полю линий ЭПР, обусловленных разными структурами (атомными конфигурациями) А-центров. На рис.1 наблюдаемые разновидности данных парамагнитных центров обозначены ПЦ1 и ПЦ2. Как видно из рис.1, количество парамагнитных А-центров одного типа увеличивается настолько, насколько уменьшается концентрация другого типа. Меняя величину U, можно управлять концентрацией А-центров различного типа.

Для объяснения механизма перестройки атомной конфигурации А-центров под действием внешнего электрического поля необходимы дальнейшие исследования.

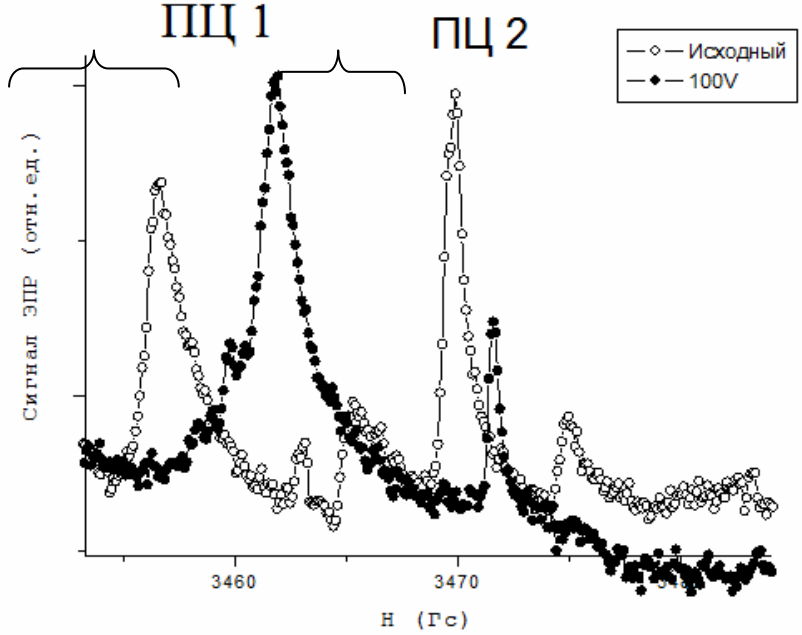


Рис 1. ЭПР спектры образца до и после приложения напряжения.

Литература

1. A.G. Kolosyuk, A.M. Kraitchinskii, M.M. Kras'ko, V.B. Neimash, V.V. Voitovych, V. YU. Povarchuk, O.M. Kabaldin, "Temperature influence on the formation of defects in n-Si irradiated with electrons" // ISSN 0503-1265. Ukr. J. Phys. 2007. V. 52, N 7.

2. C. A. Londos, M. S. Potsidi, J. Bak-Misiuk, A. Misiuk, and V. V. Emtsev, “Pressure assisted evolution of defects in silicon” // Cryst. Res. Technol. 38, 1058 (2003).

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ АТОМНОЙ И ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ ЗОЛОТЫХ НАНОПРОВОДОВ МЕТОДОМ ПЕРВОПРИНЦИПОЙ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ

**Смелова Е.М., Цысарь К.М.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: smelova_e_m@mail.ru

Уникальные физические свойства наноструктур, такие как магнетизм, квантовая проводимость, высокая адсорбционная способность привлекают к их изучению большое количество научных групп во всем мире [1-6]. Исследование свойств магнитных наноструктур открывает большие перспективы в наноиндустрии и нанотехнологии. Особый интерес представляет изучение одномерных наноструктур - нанопроводов и наноконтактов [1,5,6]. В моей работе проводится теоретическое исследование свойств атомной и электронной структуры золотых одномерных нанопроводов.

Расчеты выполнены методом первопринципной молекулярной динамики на основе теории функционала электронной плотности Томаса Ферми. Для вычислений была использована программа, итерационно решающая самосогласованную систему уравнений Кона-Шэма с использованием PAW - псевдопотенциалов в базисе плоских волн [7,8]. В вычислениях использовались приближения локальной плотности (ЛП) и обобщенного градиента (ОГ) потенциала обменно-корелляционного взаимодействия. Для интегрирования в обратном пространстве задавалась специальная сетка k-точек $4\times4\times1$ по схеме, предложенной Монкхорстом и Паком [9].

Таблица 1

	ЛП	ОГ	эксп.
параметр решетки, Å	4,07	4,17	4,08
магнитный момент, □B	0	0	0

Первоначально в работе были проведены расчеты основных свойств кристаллической структуры золота в ЛП и ОГ приближениях. Результаты расчетов сопоставлены с экспериментальными данными в таблице 1.

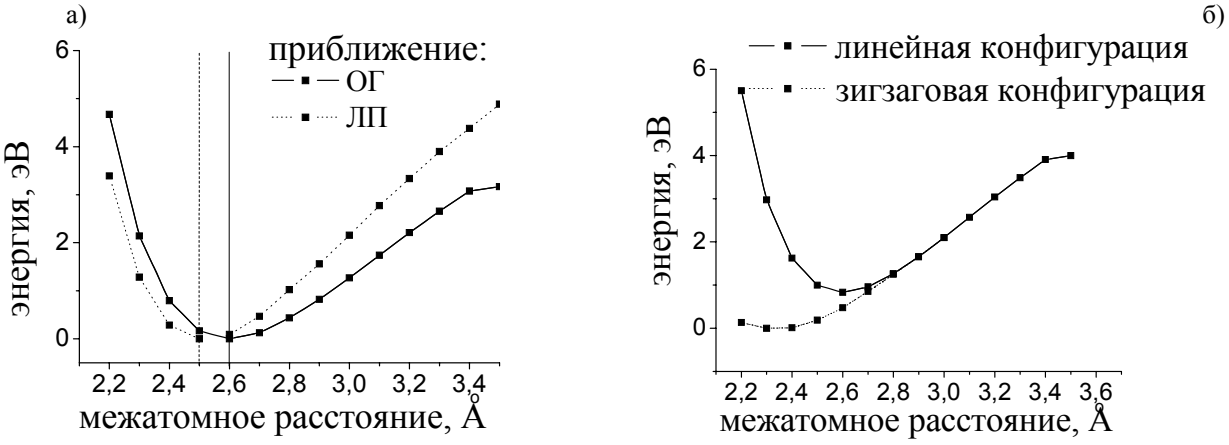


Рис.1 Зависимость полной энергии Au нанопровода от межатомного расстояния: (а) линейная конфигурация (вертикальными линиями отмечены равновесные межатомные расстояния); (б) сравнение энергий линейной и зигзаговой конфигураций.

В работе исследована атомная структура золотых нанопроводов. Были получены равновесные межатомные расстояния для случая линейного золотого нанопровода, которые реализуют минимум полной энергии системы: 2,6Å (ОГ приближение), 2,5Å (ЛП приближение) (Рис.1(а)). Далее в работе была исследована «зигзаговая» конфигурация нанопровода, которая является энергетически выгодной в случае сильно сжатой цепи золотого одномерного провода для межатомных расстояний меньших 2,8 Å (Рис.1(б)). Равновесное межатомное расстояние для зигзаговой конфигурации 2,3 Å (ОГ приближение). При растяжении цепи Au нанопровод переходит в линейную конфигурацию.

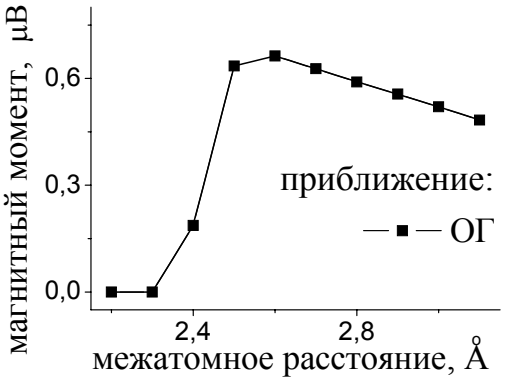


Рис.2 Зависимость магнитного момента Au нанопровода от межатомного расстояния**.**

В ходе первопринципных вычислений было обнаружено наличие магнитных свойств у Au нанопроводов и доказано, что для Au проводов существует магнитное решение. В работе было зафиксировано появление локальных магнитных моментов значительной величины ~0,6□$_B$ (Рис.2).Серия магнитных расчетов показала, что величина магнитного момента зависит от расстояния между атомами золота в цепи нанопровода (Рис.2).

Литература

1. Tomoko Matsuda and Tokushi Kizuka, Palladium Wires of Single Atom Width as Machanically Controlled Switching Devices. *Japance Journal of Applied Physics*, 45, 50.
2. Varlei Rodrigues, Jefferson Bettini, Paulo C. Silva, and Daniel Ugarte, Avidence for Sponteneous Spin-Pollarized Transport in Magnetic Nanowires, *Phys. Rev. Let.*, 91,096801, (2003).
3. Delin, E. Tosatti, R. Weht, Delin, *Phys. Rev. Let.*, 96,079702 (2006).
4. V. S. Stepanyuk, A. L. Klavsyuk, W. Hergert, A. M. Saletsky, P. Bruno and I. Mertig, Magnetism and structure of atomic-size nanocontacts. *Phys. Rev. B* ,70, 195420 (2004).
5. N. V. Skorodumova, S. I. Simak, A. E. Kochetov, and B. Johansson, *Phys. Rev. B*,75**,** 235440 (2007).
6. Y. Takai, T. Kawasaki, Y. Kimura, T. Ikuta, and Ryuichi Shimizu, *Phys. Rev. Let.,* 87, 106105 (2001)
7. G. Kresse and J. Furthmuller. Ef_cient iterative schemes for ab initio total-energy calculations using a plane-wave basis set. *Phys. Rev. B*, 54:11169, (1996).
8. P. Blochl. Projector augmented-wave method. *Phys. Rev. B,* 50, 17953 (1994).
9. H.J. Monkhorst and J.D. Pack, *Phys. Rev. B* ,13, 5188 (1976).

РАСЧЕТ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МЕДИ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ

Степанюк О.В.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E–mail: olegsomewere@gmail.com

Компьютерные методы моделирования физических свойств конденсированных систем представляют большой интерес для фундаментальных и прикладных исследований новых материалов. В работе показано, что использование многочастичных потенциалов межатомного взаимодействия в молекулярно-динамических расчетах позволяет с хорошей точностью описывать термодинамические характеристики систем.

** Доклад отмечен жюри как один из лучших на подсекции.

Для нахождения термодинамических характеристик ключевым является определение функции состояний (статистической суммы Z):

$$Z = \frac{1}{h^{3N} N!} \int \exp\left(-\frac{H(p,q,T)}{kT} \right) d\Gamma , \quad (1)$$

где $H(p,q,T) = \sum_{i=1}^{N} \frac{p_i^2}{2m} + E(q_1, q_2, ..., q_N)$ – классическая функция Гамильтона системы, dГ = $d^{3N}p\ d^{3N}q$ – элемент фазового объема ($d^{3N}p = \prod_{i=1}^{N} dp_{xi} dp_{yi} dp_{zi}$, $d^{3N}q = \prod_{i=1}^{N} dx_i dy_i dz_i$), h – постоянная Планка, k – постоянная Больцмана. В данной работе предлагается использовать метод МД для вычисления интеграла (1) и находить термодинамические характеристики, которые определяются производными от ln(*Z*). Значение C_v, полученное в нашем расчете для T = 300 K, равняется 395 $\frac{Дж}{кг \cdot К}$, то есть очень близко к экспериментальному значению 380 $\frac{Дж}{кг \cdot К}$. Это показывает, что предложенный в работе метод позволяет вычислять C_v с высокой точностью. В исследуемом температурном интервале C_v практически не изменяется с температурой, что согласуется с экспериментальными данными и другими расчетами.

Показан и другой способ определения C_v по изменению энергии системы с температурой $C = \frac{\partial E(T)}{\partial T}$ и продемонстрировано, что температурные изменения C_v, рассчитанные двумя подходами очень близки.

Наш метод может быть так же использован для расчета ТД свойств наноструктур при различных температурах.

Литература

1. D.W Heerman. // Computer simulation methods in Theoretical Physics. Springer Verlag. 1990.
2. D.W Brenner. // Phys.Stat.Sol(b) 217, 23 (2000).
3. L. Miao, V.R. Bhetanabota, B. Joseph. // Phys. Rev. B 72, 134109 (2005)
4. J. Wang, X. Chen, G. Wang, B. Wang, W. Lu, J. Zhao // Phys. Rev B 66, 085408 (2002)
5. H. E. Aeper, P. Politzer // Int. J. Quant. Chem, 760, 670 (2000)
6. H. E. Alper. P. Politzer // J. Mol. Struct (Theochem) 487, 117 (1999)
7. F. Cleri, V. Rosato // Phys. Rev. B 48, 22 (1993)
8. В.Г. Левич, Курс Теоретической Физики, Т.1, Наука (1969).

ВЛИЯНИЕ ГИДРИРОВАНИЯ НА ХАРАКТЕР ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В ФОЛЬГАХ СПЛАВА Pd-Y

Степенко С.О., Уманская Н.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: evans86@mail.ru, natalie-umanskaya@yandex.ru

В настоящее время ведется активный поиск возобновляемых, экологически чистых источников энергии, одним из которых рассматривается водород. Для получения высокочистого водорода используются фольги из палладия и сплавов на его основе, которые обладают высокой степенью водородопроницаемости. С этой точки зрения одними из перспективных являются сплавы системы Pd-Y, способность которых поглощать водород в некотором интервале концентраций иттрия в 2-3 раза выше, чем у сплавов системы Pd-Ag и B1, используемых в промышленности в настоящее время. Кроме того, легирование палладия атомами иттрия увеличивает прочностные характеристики

сплавов, что должно положительно сказаться при эксплуатации мембран для получения высочистого водорода. Однако в таких системах после их гидрирования в процессе релаксации могут происходить фазовые превращения, поскольку большое число вакансий, поступающих в матрицу сплава при гидрировании, и большое число атомов водорода увеличивают диффузионную подвижность атомов компонент сплава.

Методами рентгендифракционного анализа было проведено изучение характера фазовых превращений, идущих в фольгах сплава Pd-8,8ат.%Y после трехкратного насыщения их водородом электролитическим методом в процессе длительной дегидрогенизации.

Впервые для сплава Pd-8,8ат.%Y, находящегося при температуре насыщения водородом вблизи двухфазной области в процессе релаксации после гидрирования, наблюдали немонотонные фазовые превращения. Было установлено, что насыщение водородом исследуемой фольги и ее релаксация в течение 800ч. при комнатной температуре приводят к образованию в ней следующих фаз: фазы Pd_7Y-H, обогащенной водородом, α-твердого раствора Pd-8ат.%Y-H, и фазы, в которой концентрация иттрия понижается до 4ат.%. При дальнейшем увеличении времени релаксации обнаружено, что фаза Pd_7Y-H преобразуется в фазу Pd_3Y, которая практически не содержит водород. Для фазы Pd-4ат.%Y-H наблюдали уменьшение как концентрации атомов иттрия, так и водорода. Через 13600ч. релаксации для этой фазы установлено существенное уменьшение периода решетки, что свидетельствует о ее преобразовании в фазу практически чистого палладия с большим количеством вакансий (до 6 ат.%).

Также обнаружено, что атомы иттрия в исходном состоянии исследуемого образца распределены неравномерно, что ведет к неравномерному распределению атомов водорода при гидрировании. После насыщения атомы водорода двигаются в те области, где концентрация иттрия выше, поскольку он имеет большее сродство с водородом, чем палладий. Было установлено, что растворимость водорода в исследуемой фольге зависит не только от состава сплава, но и от его структурного состояния.

Дано объяснение полученных результатов.

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта Российского Фонда Фундаментальных Исследований (№ 09-02-90441).

Литература

1. Авдюхина В.М., Ревкевич Г.П., Назмутдинов А.З., Бурханов Г.С., Рошан Н.Р., Кольчугина Н.Б. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2007, № 10, с.9.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ, ОПТИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ТИТАНАТА БАРИЯ, ИМПЛАНТИРОВАННОГО ИОНАМИ КОБАЛЬТА

[*]Халитов Н.И.

Казанский Государственный Университет им. В.И. Ульянова-Ленина,
Казань, Россия
E-mail: khalitovn@gmail.com

В настоящее время мультиферроики – нанокомпозиты на основе дисперсии магнитных наночастиц в сегнетоэлектрических (или пьезоэлектрических) матрицах являются предметом интенсивных научных исследований. Титанат бария ($BaTiO_3$) является сегнетоэлектриком и диамагнетиком при комнатной температуре. С целью синтеза на его основе нового мультиферроэлектрического материала в приповерхностный слой монокристаллических пластинок $BaTiO_3$ были имплантированы ионы магнитной примеси кобальта с высокой концентрацией. Имплантация ионов Co+, ускоренных до энергии 40 кэВ,

[*] Доклад отмечен дипломом конференции как лучший на подсекции.

в (100)-пластинки $BaTiO_3$ проводилась на ионно-лучевом ускорителе ИЛУ-3 при плотности ионного тока 8 мкА/см^2 с дозами в интервале 0.5-1.5×10^{17} ион/см^2.

В данной работе представлены результаты исследования влияния имплантации кобальта и последующего термического отжига на модификацию структурных, оптических и магнитных свойств монокристаллических пластинок титаната бария. Термический отжиг был выполнен в муфельной печи с кварцевым держателем образцов в атмосфере воздуха. Отжиг образцов осуществлялся в несколько стадий с целью детального исследования влияния температуры и продолжительности отжига на их физические свойства. С использование программного пакета SRIM-2006 были выполнены расчеты глубинных профилей распределения внедренной примеси кобальта в матрице $BaTiO_3$ с учетом интенсивного распыления подложки во время ионного облучения. Элементный состав и морфология поверхности как имплантированных кобальтом, так и последовательно отожженных пластинок $BaTiO_3$ были исследованы на сканирующем электронном микроскопе «Zeiss» EVO-50XVP. Оптические спектры отражения и поглощения были записаны на спектрофотометре Hitachi 330. Магнитные свойства исследовались методами индукционной магнитометрии на экспериментальном магнитометре при комнатной температуре.

Анализ результатов проведенных исследований показал, что с увеличением дозы имплантации происходит рост концентрации кобальта в облученном слое – исходно бледно-желтые пластинки титаната бария приобретают серый цвет с металлическим блеском. При этом оптическая прозрачность пластинок существенно снижается из-за радиационного повреждения кристаллической структуры титаната бария. Основным радиационным дефектом является кислородная вакансия. После термического отжига имеет место незначительное снижение концентрации кобальта и формирование на поверхности пластинок $BaTiO_3$ развитого рельефа. Прозрачность пластинок в видимом диапазоне длин волн восстанавливается. С другой стороны, в ультрафиолетовом диапазоне длин волн обнаружен необычный оптический эффект – существенное снижение отражательной способности пластинок $BaTiO_3$, содержащих примесь кобальта. С ростом дозы (концентрации) внедренного кобальта имплантированные пластинки $BaTiO_3$ проявляют последовательно суперпарамагнитный и ферромагнитный отклик при комнатной температуре. Анализ угловых зависимостей формы и параметров регистрируемых петель магнитного гистерезиса, а также моделирования кривых намагничивания свидетельствует о формирование гранулярной пленки кобальта в имплантированном слое титаната бария.

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в ходе выполнения курсовых работ в лаборатории Радиационной физики КФТИ КазНЦ РАН в 2008-2009 гг.

Автор выражает признательность РФФИ, грант 07-02-00559а, за финансовую поддержку исследований и к.ф.-м.н. Хайбуллину Р.И за помощь в подготовке тезисов.

МЕССБАУЭРОВСКИЕ И МАГНИТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕМПЕРАТУРНЫХ СПИНОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В КОМПЛЕКСАХ ЖЕЛЕЗА (II) С ЛИГАНДАМИ НА ОСНОВЕ ПРОИЗВОДНЫХ БЕНЗИМЕДАЗОЛА

[*]Хенкин Л. В.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: Lev_ne@mail.ru

Спиновые кроссоверы - комплексы переходных металлов, обладающие способностью изменять спиновое состояние центрального катиона металла под действием каких-либо внешних факторов (давления, температуры, излучения и др.). Эти соединения находят практическое применение в качестве сенсоров, оптических элементов дисплеев, датчиков давлений и температур [1].

[*] Доклад отмечен дипломом конференции как лучший на подсекции.

Изменение спинового состояния центрального катиона металла в этих комплексах приводит к закономерному изменению физико-химических свойств всего соединения в целом (магнитных, оптических, реакционной способности и т.д.). Для Fe(II) комплексов происходит изменение в процессе спинового перехода магнитных свойств: в низкоспиновом состоянии они являются диамагнетиками (S=0), а в высокоспиновом состоянии – парамагнетиками (S=2). Целью настоящей работы явилось исследование структурных и магнитных свойств впервые синтезированных комплексов Fe(II) с лигандами на основе бензимидазола, имеющих разные анионные группы (Cl_2 и ClO_4), а также разную длину алкильного «хвоста» лиганда.

Основными методами исследования были мессбауэровская спектроскопия с регистрацией спектров в широком интервале температур (80-600 К) и измерение магнитной восприимчивости. Эти измерения выявили температурные интервалы спиновых превращений для синтезированных соединений и позволили установить зависимости между их строением (химическим составом) и температурными условиями изменения спинового состояния. Было выявлено также, что ионы железа находятся в двух структурно-неэквивалентных положениях.

Литература

1. J.A.Real, A.B.Gaspar, M.C.Munoz. Thermal, pressure and light switchable spin-crossover materials//Dalton Trans, 2005, p.2062-2079.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ПЛЁНОК, ИЗГОТОВЛЕННЫХ НА ОСНОВЕ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ

Хлыбов С.В.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
E-mail: floyd2007@mail.ru

В современном мире чрезвычайно важной является проблема отыскания новой элементной базы для устройств электроники. Предполагается, что в качестве такого вещества можно использовать жидкие кристаллы типа смектик-С. Они могут обладать сегнетоэлектрическими свойствами и, соответственно, петлёй гистерезиса. Это и позволяет рассматривать их как перспективную элементную базу для молекулярной электроники.

Основываясь на этих рассуждениях, нами был проведен ряд экспериментальных исследований сверхтонких ленгмюровских плёнок пара-тетрадецилоксибензилиденамино-2-метилбутилцианоцинномата (ТДОБАМБЦЦ). Изучались образцы толщиной 10 монослоев. ТДОБАМБЦЦ относится к классу сегнетоэлектрических жидких кристаллов. Согласно литературным данным [5], эти жидкие кристаллы имели ряд структурных фазовых переходов. Поэтому представляло интерес исследование температурной зависимости проводимости в вакууме. Мы ожидали обнаружить какие-либо особенности на этих зависимостях при температурах фазовых переходов. Однако, нами, как и в более ранней работе, выполненной в нашей лаборатории на ленгмюровских пленках PcVO [2], подобных особенностей обнаружено не было. Проводимость жидких кристаллов увеличивалась с температурой по экспоненциальному закону.

Следующим шагом наших исследований стало изучение влияния адсорбции донорных и акцепторных молекул на проводимость изучаемых пленок. Проводимость плёнок в результате адсорбции донорных молекул CH_4O понижается более чем в 6000 раз при низких частотах и затем возрастает примерно на два порядка при $f = 10^7$ Гц. В результате адсорбции акцепторных молекул йода проводимость падала более, чем в 1000 раз и слабо зависела от частоты. Уменьшение проводимости при адсорбции как

донорных, так и акцепторных молекул связано, по-видимому, с образованием адсорбционных комплексов. Носители заряда обоих знаков могут захватываться на эти комплексы и тем самым уменьшать проводимость пленки. Обратимость адсорбции акцепторных молекул йода свидетельствует о возможности использования данного типа пленок в качестве сенсоров на такие молекулы.

В дальнейшем мы продолжим изучение плёнок ТДОБАМБЦЦ с целью обнаружения структурного фазового перехода путём изучения изотерм адсорбции при различных температурах. Вблизи температуры структурного фазового перехода планируется измерение спектров поглощения для выяснения механизма этого перехода и возможного применения исследуемых ленгмюровских плёнок в качестве элементов молекулярной электроники.

Автор выражает признательность профессору, д.ф.-м.н. Левшину Н.Л. за помощь в подготовке тезисов

Литература

1. Левшин Н.Л., Пронин Н.Н., Форш П.А., Юдин С.Г. ФТП, 2008, т.42, № 2
2. Д.В. Корешков, Н.Л. Левшин, Л.А. Форш, С.Г. Юдин. Вестник МГУ, сер.3, №2, с.27-29, 2007.
3. Блинов Л.М. Ленгмюровские пленки. УФН, 1998, т.155, №3, с. 443 – 456
4. V.V. Lazarev, L.M. Blinov, S.P. Palto, S.G. Yudin. Thin solid films (to be published)

ВЛИЯНИЕ ФОТОЭФФЕКТА НА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ФЛИККЕР-ШУМОВОГО ГАЗОВОГО СЕНСОРА

Чапкевич А.А.

Российский государственный университет нефти и газа имени И.М. Губкина, Москва, Россия, E–mail: chapkevich@mail.ru

В представленной работе анализируются новые данные, полученные в экспериментах по изучению рабочих характеристик фликкер-шумовых газовых сенсоров изготовленных из особочистого монокристаллического кремния (удельное сопротивление больше 20 кОм см; концентрация кислорода меньше 10^{15} $см^{-3}$) р-типа проводимости, марки БДМав. Значения концентрации носителей заряда (дырок) при комнатной температуре (Т=300К) составляют в таком материале $p = 1{,}55x10^{11}$ $см^{-3}$; подвижность дырок $\mu_p = 600$ $см^2/Вс$, подвижность электронов $\mu_n = 1500$ $см^2/Вс$. Пластины вырезались в плоскости {111}.

Экспериментальные данные показывают, что в охлажденном до 248К газочувствительном слое ШГС за счет фотогенерации носителей заряда на длине волны 0,63 мкм детектируемый сигнала примерно в 10 раз выше по сравнению с аналогичным при 273К и в 100 раз выше на длине волны 0,54 мкм.. Кроме того, при постоянном потоке анализируемого газа, эффект усиления сигнала ШГС от воздействия световых импульсов с длиной волны 0,54 мкм, примерно на два порядка превышает эффект усиления возникающий при периодически изменяющемся потоке без засветки. При облучении газочувствительного слоя ШГС красным светом при одинаковой температуре режим напуска анализируемого газа не влияет уровень фликкер-шума.

Рассматривая ФШГС, подвергающийся оптическому воздействию, как источник фотоЭДС можно оценить его количественные характеристики. Расчеты показывают, что в частотном диапазоне 0,1 – 1,0 Гц выходное напряжение ФШГС при комнатной температуре увеличивается в от 20 до 40 раз. При понижении температуры до 248К этот же показатель увеличивается еще в 10 раз. При этом обнаружен эффект возникновения автоколебаний в спектре НЧ фликкер-шума с характеристическим временем порядка 1 сек при подаче световых импульсов с частотой 1 Гц.

В работе не рассматривается механизм передачи энергии за счет возбуждения объемных дефектов без генерации свободных носителей, т.к. используемый нами высо-

коомный кремний имеет минимальное количество таких дефектов. Предполагается, что наличие нескольких слоев уже адсорбированных поверхностью молекул в целом не отменяет процессов отбора носителей заряда из объема полупроводника и их последовательного перехода по слоям молекул от внутренних к наружным.

Представленные в работе данные позволяют:

Использовать фотостимулирование на поверхности ШГС адсорбционно-десорбционных процессов и осуществлять регулирование чувствительности ШГС при измерениях в различных условиях.

Оптимизировать режимы работы шумового газового сенсора для различных условий измерений и веществ.

Литература:

1. Патент на полезную модель № 79182, приоритет от 11.07.2008 г. «Газовый сенсор и устройство для контроля газовой среды». Авторы: Чапкевич А.Л., Чапкевич А.А., Маковийчук М.И.

2. Makoviychuk M.I., Chapkevich A.A. Low frequency current noise in silicon micro sensors: a new perspective on individual defects and flicker noise. // Proceed. Third Int. Workshop “Relaxed, Nonlinear and Acoustic Optical Processes; Materials - Growth and Optical Properties” – RNAOPM-2006. (September 06 – 10, 2006, Lutsk, Ukraine). - Lutsk: Volyn University Press “Vezha”, 2006. – P.42 – 45.

ВЛИЯНИЕ ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ УГЛЕРОДНОГО ВОЛОКНА НА ТЕКСТУРУ

Чуриков В.В

Челябинский Государственный Университет, Челябинск, Россия
E–mail: briket_85@mail.ru

Уникальные физико-механические свойства наноструктурированного углеродного волокна (УВ) обусловлены в том числе высокой степенью текстуры материала, которая, как и размеры областей когерентного рассеивания (ОКР), зависит от режимов термомеханической обработки. Для рассмотрения влияния скорости повышения и продолжительности высокоскоростной термомеханической обработки (ТМО) на текстуру материала изготовлены образцы волокна, отличающихся временем переноса с комнатной температуры на высокую и продолжительностью пребывания в печи при ~ 3000°С в условиях изотермического поля.

Текстурные исследования выполнены с помощью рентгеновского дифрактометра D8 ADVANCE (фильтрованное CuK_{α}-излучение), программное обеспечение XRD Commander (модуль XRD Wizard). Для характеристики текстуры материала использовали отношение площадей дифракционных максимумов 002 ОКР, ориентированных под углом φ к оси волокна, равным 0 и 1 градус, к сумме площадей всех максимумов ОКР, регистрируемых с шагом 1 градус. Относительное удлинение нити Δl в процессе ТМО составило от 5,48 до 7,6%.

В результате термообработки в течение 2,2 с формируется волокно, средние размеры ОКР которого при значении φ = 0 градусов L_{002} и L_{110} составляют ~8 и ~15 нм соответственно, а величина F достигает 0,31. При более быстром перемещении волокна в печь и уменьшении продолжительности термообработки до 1,8 с процесс перекристаллизации материала развивается более активно, средние размеры L_{002} и L_{110} возрастают до ~9 и ~16 нм соответственно, а величина F в пределах 0,31 – 0,35. Дальнейшее сокращение времени переноса волокна в печь и продолжительности термообработки обуславливает формирование меньших по размеру ОКР, при этом значение F также уменьшается.

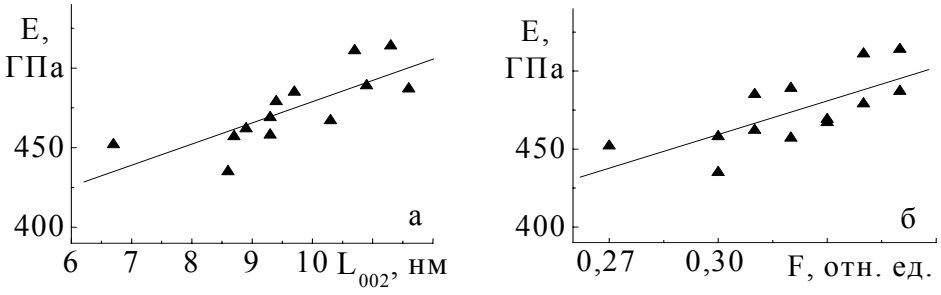


Рис.1. Взаимосвязь модуля Юнга E с размерами областей когерентного рассеяния (а) и степенью текстуры филамента (б)

По мере увеличения угла φ средние размеры ОКР L_{002} всех исследованных образцов постепенно уменьшаются, а значение межслоевого расстояния d_{002} увеличивается. Увеличение относительного удлинения волокна Δl при каждом временном режиме термообработки обуславливает формирование более крупных ОКР. Между средними размерами ОКР $L_{002,}$ степенью текстуры F и значением модуля Юнга углеродного волокна наблюдается достаточно четкая взаимосвязь (рис.1).

Автор выражает признательность профессору, д.х.н. Тюменцеву В.А. за помощь в подготовке тезисов.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие

Подсекция
АСТРОФИЗИКИ

Масса черной дыры в рентгеновской двойной системе M_{33} X_{-7} и эволюционный статус системы
Абубекеров М.К., Богомазов А.И. 5

Влияние вызванного тропосферой фазового шума на точность РСДБ-наблюдений близкорасположенных источников
Дуев Дмитрий Андреевич 5

Комплекс программ исследования спектров волновых процессов в атмосфере земли, планет и солнца по сериям изображений на основе фазированной антенной решетки
Егоров Г.А. 7

Оценка пороговой скорости нарастания магнитного поля при бетатронном механизме ускорения в условиях кулоновского торможения на протонах
Летуновский С.В 8

Чему равны планковские электрический и магнитный заряды
Младченков А.А. 9

Блок регистрации электронов комплекса научной аппаратуры "Разрез" для космического эксперимента "Радиоскаф"
Рудницкий А.Г., Петров В.Л., Веденькин Н.Н., ...10

Приближение leaky-box к диффузионной модели распространения космических лучей, реализованной в GALPROP
Стрельникова О.Н. 11

Подсекция
АТОМНОЙ И ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

Азимутальная асимметрия в событиях с рождением B^+-мезона в протонных соударениях в рамках эксперимента ATLAS на Большом Адронном Коллайдере
Болдырев Алексей Сергеевич 13

Разработка установки для равномерного облучения аншлифов большого размера для гамма-активационной авторадиографии
Гроздов Д.С. 13

Исследование надпороговых состояний ядра ^{12}C на основе неупругого дифракционного рассеяния
Данилов А.Н. 14

Изучение бинарных и тройных кластерных распадов ядерных систем средней группы масс
Жеребчевский В.И 15

Измерение распределения активности по поверхности протяженного образца
Каденко А.А. 17

Активационный анализ продуктов многочастичных фотоядерных реакций
Макаренко И.В. 18

Нейтронная программа космического эксперимента «Скафандр». Калибровка детекторов
Пастушенков Д.Д., Дроздов А.Ю. 19

Изучение энергетической зависимости характеристик событий с рождением B^+- мезонов в протонных соударениях в рамках эксперимента ATLAS на LHC
Погребняк А.А. 20

Монте-Карло генератор для моделирования распада в рамках пакета EvtGen для LHCb
Попов А.В. 21

Различия в распределениях множественности в протон-протонном и протон-антипротонном столкновениях
Радченко Н.В. 22

Компьютерное обоснование повышения долговременной прочности атомных реакторов
Родивилов С.Н. 23

Применение метода резерфордовского обратного рассеяния протонов для определения концентрации водорода в наводороженном гафнии
Ткаченко Н.В. 24

Рекурсивный расчет древесных элементов S- матрицы в скалярной электродинамике
Толоконников А.В. 25

Подсекция
БИОФИЗИКИ

Фотолюминесценция структур нанотрубок, организованных биомолекулами
V. Frolov1, T. Erb2, O. Kysil2 27
Расчет параметров инактивации фермента простагландин-Н-синтазы с учетом снижения скорости реакции за счет конверсии субстрата в ходе ферментативной реакции
Бархатов В.И., Филимонов И.С. 28
Имитационная модель поведенческих реакций Hirudo Medicinalis
Борунов А.В. 29
Изучение эффекта тяжелого атома в ферментативных реакциях
Брюховских Т.В., Кириллова Т.Н. 30
Ошибки структурного выравнивания, связанные с энергетическими характеристиками белковых структур
Годзи М.Г. 31
Спектрально-люменесцентные свойства компонентов биолюминесцентной реакции бактерий в вязких средах
Гульнов Д.В. 32
Измерение проводимости раствора водных вытяжек для определения посевных качеств семян
Дульский А.В. 33
Компьютерная разработка синтетических вакцин: докинг с ограничениями
Каткова Е.В., Жабин С.Н. 34
Влияние гистона Н1 на формирование надмолекулярных комплексов ДНК с белком HMGB1
Кипенко И.Б. 35
Колебания сигнала ЭПР в модели первичных процессов фотосинтеза
Киржанов Д.В., Алексеев А.А. 36
Восстановление спектра квазивидов вируса гепатита В по сиквенс-хромотограмме
Красникова А.Е. 37
Инициирование волнового процесса в реакции Белоусова-Жаботинского с помощью коллимированного пучка электронов с энергией 30 МэВ
Круглов О.С. 38
Определение константы связывания люминесцентных зондов с альбуминами сыворотки и плазмы крови
Мельников А.Г., Наумова Е.В. 39
Анализ встречаемости различных мутаций и составление базы данных по вирусу гепатита В
Миронов П.В. 40
Моделирование взаимодействия микротрубочки с Dam1-кольцом
Муратов А.Д. 41
Использование параллельных вычислений в задаче докинга
Оферкин И.В. 42
Бифуркационный анализ модели взаимодействующих искусственных генетических репрессиляторов
Потапов И.С. 43
Изменение структуры архитектурного белка хроматна при связывании с ДНК
Родионова Т.Ю. 44
Влияние магнитного изотопа Mg на ферментативное фосфорилирование и развитие клеток E.coli
Шевченко У.Г. 45

Подсекция
ГЕОФИЗИКИ

Гидроакустическая защита морских нефтегазовых сооружений от гидродинамичеких воздействий
Гвоздков И.А. 46
Прогнозирование акустических полей в верхних слоях атмосферы, индуцированных сейсмической активностью
Жостков Р.А. 47
Задача стохастического прогноза геофизических данных: гипотеза стационарности
Исаева А.В. 48
Оценка параметров распределений координат пользователя, определенных с помощью систем GNSS
Коптев М.А. 48
Особенности намагничивания природных ферримагнетиков
Минина Ю.А. 49
Динамика электрогидроимпульсного разрушения руд полезных ископаемых содержащих ценные компоненты
Мылтыкбаева А.Б. 51
Точность описания характеристик атмосферного пограничного слоя в региональной модели по данным дистанционных наблюдений
Смирнова М.М. 52

Подсекция
МАТЕМАТИКИ И ИНФОРМАТИКИ

Методика разработки структуры баз данных на основе доменно-ключевой нормальной формы (ДКНФ)
Алтайбек А.А.....54

Теоретическое и численное исследование фронта горения на основе уравнения реакции-диффузии-адвекции ...
Дмитриев А.В. 55

Анализ и синтез фрактальных диаграмм направленности антенн
Кобликов А.А. 56

Адаптивная аппроксимация двумерных функций с особенностями в вейвлет-базисах.
Королев Ю.М.....57

Разработка программы и её применение для разложения спектрального контура
Курчатов И.С. 59

Использование схемы подъема для сжатия данных вейвлетами в распределенных беспроводных сетях
Логвинов А.М. 60

Контрастная структура типа ступеньки в сингулярно возмущенной системе эллиптических уравнений с разными степенями малого параметра
Мельникова А.А. 61

Метод подстановок Коула–Хопфа в теории конечномерных динамических систем
Обрубов К.С.....62

Оптимизация обобщенного ортогонального базиса Вейля-Гейзенберга с учетом вида симметрии формирующего импульса
Петров Д.А. 62

Переключение состояний телекоммуникационных радиоканалов
Петрова Е.А. 64

Моделирование волноводов, содержащих фрактальные вставки
Петухов А.А.....65

Автоматизация проектирования и совершенствование расчетов некоторых сложных технических систем
Побегайло П.А.....66

Математическое моделирование зеркала коллиматора
Фёдоров Д.О. Хлебников Ф.Б. 68

Математическое моделирование объёмных резонаторов
Чудакова Е.М. Смоленцев В.А.....68

Подсекция
МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Математическое моделирование грозовых перенапряжений в линиях передач в условиях многолетней мерзлоты, с учетом поля заряда в слоистой среде
Артемьева Е.С. 70

Математическое моделирование гетерофазной струи в высокоскоростном газопламенном (HVOF) напылении
Вопнерук А.А. 71

Моделирование топливных элементов с ПБИ-мембраной
Гаврилов А.А., Чертович А.В. 72

Математическое моделирование работы электровоза переменного тока с целью разработки оптимального алгоритма управления полупроводниковыми преобразователями
Газизов Ю.В.....73

Улучшение качества речевых сигналов
Герасимов Н.Б. 75

Оценка параметров пористой среды по ее структурной модели
Гришин П.А. 76

Некоторые задачи нормализации изображений рукописных надписей
Демин Д.С. 77

Параллельный алгоритм с переменным шагом для моделирования филаментации мощного фемтосекундного лазерного импульса на вычислительном кластере
Дергачев А.А. 78

Электровихревые течения в сталеплавильных печах
Казак О.В. 79

Численное моделирование процессов получения ультрамелкозернистых материалов динамическими методами интенсивной пластической деформации
Коробенков М.В., Козулин А.А. 80

Оценка влияния связанной воды на терагерцовые спектры поглощения и преломления водных растворов
Кулешов Е.А. 81

Моделирование осцилляционного режима реакции окисления метана с учетом гетерогенных радикальных стадий
Малхасян В.Р. 82
Восстановление рельефа поверхности по её изображениям
Мошенцева А.В, Чекушин А.В. 84
Оптимизация параметров ранжирующего фильтра генетическим алгоритмом
Никитин А.Е. 85
Молекулярно-динамическое моделирование взаимодействия ионов титана с поликристаллической железной мишенью
Панькин Н.А. 86
О некоторых аспектах математического моделирования зависимости интенсивности катодолюминесцентного излучения от энергии электронов пучка в однородных полупроводниковых материалах
Поляков А.Н. 87
Моделирование многофазного потока в горизонтальных нефтяных скважинах
Семенов А.А. 88
Анализ статистической модели изображения при оценке его качества
Соловьев В.Е. 90
Расчетные модели и эксперименты взаимодействия рэлеевских волн с компактными заглубленными неоднородностями
Цуканов А.А. 91
Математическая модель электродиффузии ионов около ионоселективной мембраны
Чопчиян А.С. 92
Моделирование теплоотдачи газожидкостного потока
Шаймерденова Г.М., Оспанова Д.А., Ыдырыс А.К. 93

Подсекция
МОЛЕКУЛЯРНОЙ ФИЗИКИ

Влияние топологии неоднородной молекулярной матрицы на кинетику гетероаннигиляционных взаимолействий
Баратова А.А. 95
Магнитная модуляция скорости дистанционной спин-селективной аннигиляции электронных возбуждений в полимерных растворах
Дюсембаев Р.Н., Царан В.И. 96
Варианты модернизации сепараторов-пароперегревателей Ленинградской АЭС
Егоров М.Ю. 98
Кинетика аннигиляции метастабильных электронных возбуждений в пористых сорбентах со сферическими нанополостями
Измоденова С.В. 99
Влияние ингредиентов, энергетических и силовых полей на величину коэффициента трения структурных элементов линейных полимеров
Колупаев Б.Б. 100
К идентификации неньютоновского поведения высокотемпературных расплавов
Кочурин Т.С. 101
Диэлектрическая релаксация нанокомпозитов на основе линейных полимеров
Ляшук Т.Г. 102
Создание эффективного нанокристаллического фотокатализатора на основе TiO2 для очистки воздуха от молекулярных загрязнений
Собур Д.А. 103
Экспериментальное изучение структуры течения вблизи дрейфующего шара
Шатрова Е.Ф. 105

Подсекция
НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКИ

Управление динамикой генерации трехуровневой системы с помощью фазы низкочастотного поля
Абрамов И.Е. 107
Фазовый контроль двухимпульсной двухфотонной оптической нутации биэкситонов в полупроводниках
Васильев В.В. 108
Бозе-эйнштейновская конденсация атомов в магнитооптических ловушках
Васильева О.Ф. 109
Распространение предельно коротких импульсов в квантовых нелинейных средах с резонансными характеристиками
Гуляев А.В. 110

Генерация жесткого рентгеновского излучения и второй гармоники при формировании микроканала в твердотельной мишени сверхинтенсивными фемтосекундными импульсами
Жвания И.А., Макаров И.А. 111
Источник жесткого рентгеновского излучения с высокой частотой повторения импульсов, создаваемый мощным фемтосекундным лазерным излучением на поверхности расплавленного галлия
Иванов КА 112
Низкопороговый нелинейно-оптический отклик фотохромных стекол с нанокристаллами хлорида меди
Ким А.А. 113
Исследование свойств наночастиц серебра, диспергированных в полимере
Кудряшов М.А. 114
Исследование процессов фотоструктурных преобразований в As_2S_3
Лесик М.А., Шимко А.А. 115
Взаимодействие атомов в оптических дипольных ловушках
Лобов А.В. 116
Широкополосная фокусированная многоэлементная антенна для оптико-акустической томографии
Симонова В.А. 117
Влияние длительности импульса на перенос лазерной энергии в филаменте
Тверской О.В., Силаева Е.П. 119
Генерация характеристического рентгеновского излучения при формировании микроканалов излучением фемтосекундного хром-форстеритового лазера
Хоменко А.С., Макаров И.А. 120

Подсекция
ОПТИКИ

Спектр пропускания резонансного одномерного фотонного кристалла
Авдеева А.Ю. 121
Спектрально – люминесцентные свойства кристаллов скандиевых гранатов, активированных
TR^{3+} ионами 122
Аладышева Е.В.
Усиленное прохождение света через периодический массив щелей в тонкой металлической пленке .123
Бабичева В.Е.
Оптические функции кристаллов Cu_2ZnSnS_4 124
Гурьева Г.А. 124
Циркулярный дихроизм в планарных хиральных метаматериалах
Добындэ М.И. 125
Лазерный двухимпульсный анализ бронзовых сплавов
Ермалицкая К.Ф. 126
Анализ секретности протокола квантовой криптографии с неограниченным числом базисов
Курочкин Ю.В. 127
Оптические и термооптические свойства лазерной керамики CaF_2-SrF_2-YbF_3
Ляпин А.А. 128
Моделирование непропорциональности сцинтилляционного выхода BaF2 в низкоэнергетической области методом Монте-Карло
Марков И.А. 129
Динамика компрессии коротких оптических импульсов с фазовой модуляцией в диспергирующей среде
Пасека О.И. 130
Осаждение сплава Au-Cu методом лазерного осаждения металла из раствора
Поволоцкая А.В., Поволоцкий А.В. 131
Применение маломощного волоконного лазера для подгонки тонкопленочных резисторов
Попов И.А. 132
Оптическое поглощение в эпитаксиальных пленках гадолиний-галлиевого граната, легированного церием
Рандошкин И.В. 133
Особенности распространения света в системах передачи информационных сигналов на основе оптического волокна при механическом воздействии
Резак Е.В. 134
Зонная структура резонансного двумерного фотонного кристалла
Рудакова Н.В., Тимофеев И.В. 135
Некоторые примеры решения задач квантовой электродинамики резонатора методом квантовых траекторий
Самойлова М.С. 137
Дифракция поверхностных плазмон-поляритонных волн на границе диэлектрик–металл и диэлектрик-метаматериал
Сапарина Д.О. 138

ИК-спектроскопия молекулярных зондов на поверхности пористых стекол
Старокуров Ю.В. 140
Оптические характеристики биотин-фуллерол наноструктур
Спорыш И.М., Гоготси Е.Г., КисильЕ.А. 141
Особенности записи стационарных и динамических голографических решеток в полимерных матрицах, активированных органическими красителями
Федоров Д.С 142
«Синий сдвиг» и квантовый выход флуоресценции природной воды
Шубина Д.М., Федосеева Е.В. 144

Подсекция
МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА

Морфометрия структур головного мозга у пациентов с шизофренией
Абаншина И.В. 146
Магнитно-резонансная томография в моделировании С6 глиомы у крыс
Верхоглазова Е.В., Куприянов Д.А. 147
Определение модуля сдвига многослойного образца резиноподобного полимера методом интерферометра
Крит Т.Б. 148
Исследование вклада вторичных частиц в поглощенную дозу, создаваемую в биологической ткани пучками высокоэнергетичных фотонов
Белоусов А.В., Куц Е.А. 149
Получение, модификация и разрушение полиэлектролитных микрокапсул
Марченко И.В. 149
Физическая модель объекта при компьютерном моделировании облучения в протонной лучевой терапии
Матусова Т.В. 150
Траектория движения электронов в магнитном поле в водной среде
Белоусов А.В., Наместников А.С.. 151
Проектирование сапфирового скальпеля с возможностью оптической диагностики
Ростова Е.В., Шикунова И.А. 152
Повышение эффективности лечения бесплодия у пациентов с патозооспермией методом неинвазивного отбора сперматозоидов с помощью новой системы высокоразрешающей микроскопии
Рутман Б.К. 153
Акустическая томография распределения температуры при нагреве среды мощным фокусированным ультразвуковым пучком
Сайфулин А.Ф. 154
Взаимодействие молекул белка лизоцима с ионами металлов, обладающими различными ионными радиусами
Федорова К.В. 155
Исследования рассеивающих сред методом оптической томографии
Филиппович Е.А. 156
Обмен электронными возбуждениями между наносцинтилляторами, фотосенсибилизаторами молекулами кислорода
Чекмазов С.В. 157
Полуэмпирическая модель спектра рентгеновской установки
Щегольков И.В., Шейно И.Н. 158

Подсекция
РАДИОФИЗИКИ

Причины обратного транспорта при диэлектрофорезе в поле бегущих волн
Берёзин М.С., Зырянова А.В., Можаев В.Г. 160
Энергетические характеристики импульсного разряда над поверхностью жидкости
Ваулин Д.Н., Моисеев В.Н. 161
Дифракция света на наклонной фазовой решетке
Волошин А.С. 162
Нелинейная динамика оптического датчика малого смещения
Ворончев Н.В. 163
Численный анализ многослойных оптических волноводов
Григас С.Э., Ржанов А.Г. 163
Использование сжатых состояний света в лазерных детекторах гравитационных волн
Гурковская М.А. 164
Управляемое демпфирование высокодобротных струнных кварцевых осцилляторов
Дмитриев А.В. 165

Определение скорости распространения импульсного разряда над поверхностью воды
Квас А.А. 166
Алгоритм методов наблюдений грозовых разрядов двухпунктовыми системами грозолокации
Маркова А.Ю. 167
Невзаимный эффект при коллинеарной дифракции в кристаллах сапфира и ниобата лития
Никитин П.А., Дьяконов Е.А. 168
Измерительный комплекс для метода радиокомпарирования
Новгородов Д.С. 169
Свободное от флуктуационных смещений зеркал и лазерных флуктуаций детектирование гравитационных волн при помощи двух интерферометров Фабри–Перо
Рахубовский А.А. 170
Анализ гравитационно-волнового детектора, свободного от шумов смещения пробных масс, в системе отсчета наблюдателя
Селезнев А.А. 171
Поверхностные ленгмюровские волны в волноводах с неоднородным плазменным заполнением
Хунджуа Н.Г. 172
Численное моделирование распространения низкочастотных акустических сигналов в архитектурной акустике
Ширгина Н.В. 173
Аналитическое описание границы возникновения аттракторов нулевого трения
Щадилова Ю.Е. 173

Подсекция
СВЕРХПРОВОДЯЩИХ И ЭЛЕКТРОННЫХ СВОЙСТВ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Сравнительные исследования диэлектрических свойств тонких сегнетоэлектрических пленок $BaTiO_3$ мостовым методом и методом тепловых шумов
Бедняков П.С. 175
Поверхностный ток p-n переходов на основе GaAs, пассивированных атомами серы
Богдан О.В. 176
Моделирование свойств «зигзагных» графеновых полос с линиями адсорбированных водородных пар
Гусятникова П.П., Артюхов В.И. 177
Моделирование структур и свойств сверхрешёток кресельного типа на основе графеновых полос
Елисеев А.С., Артюхов В.И. 177
Влияние окружающей атмосферы на поверхностный ток кремниевых p-n переходов
Емец Е.В. 178
Исследование особенностей транспортных характеристик одноэлектронного молекулярного транзистора
Малинин В.А. 179
Технология изготовления и исследование субмикронных SiS и NiS джозефсоновских переходов
Парамонов М.Е. 180
Рост наноструктур на поверхности металлов в условиях квантового конфайнмента: Cs на Ag(111)
Смирнов А.С. 181
Транспортные свойства и фотопроводимость наноструктурированных пленок PbTe(In)
Черничкин В.И. 182
Двухщелевая сверхпроводимость и леггеттовские плазменные резонансы в LaOFeAs
Шаныгина Т.Е., Кузьмичёв С.А. 183
Туннельный поверхностный ток в p+-p-n переходах на основе GaAs–AlGaAs, обусловленный адсорбцией молекул аммиака
Шугарова В.В. 185

Подсекция
ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ НАНОЭЛЕКТРОНИКИ

Фотолюминесценция нанокристаллов полупроводников AIIBVI, внедренных в полимерную жидкокристаллическую матрицу
Алехин А.И., Гончар К.А. 187
Пленки Ленгмюра-Блоджетт дифталоцианина олова
Алпатова А.В. 188
Исследование электропроводности нанокристаллических кремниевых структур с разной долей кристаллической фазы
Антоновский А.А., Агафонова Е.А., Сысоев И.Д. 189
Разработка методов получения и анализ физических свойств суспензий кремниевых нанокристаллов
Велигура В.А., Гонгальский М.Б. 189
Метод синхронного детектирования для измерения спектра фототока органических солнечных батарей
Гаврик А.Ю. 191

Исследование оптических свойств нанокомпозитов на основе кремниевых нанокристаллов и ферромагнитных веществ
Гончар К.А. 192
«Мерцающая» люминесценция нанотетраподов CdTe/CdSe
Дирин Д.Н., Ковалёв М.М., Шульга А.С. 193
Влияние легирования на оптические свойства квантовых точек CdSe
Дроздов К.А. 194
Фотолюминесцентные и структурные свойства образцов кремниевых нанокристаллов в матрице диоксида кремния, сформированных в результате термического отжига тонких пленок SiO_x с различными параметрами стехиометрии
Емельянов А.В., Швыдун Н.В. 195
Изучение поверхностных фононов в нанокристаллических полупроводниках
Журбина И.А., ...196
Исследование процессов фотосенсибилизации молекулярного кислорода в ансамблях полупроводниковых нанокристаллов методом фотолюминесценции
Загородских С.А. 197
Расплывание пучка кластерных ионов
Иешкин А.Е. 198
Электрические явления при взаимодействии ионизирующих излучений с наноструктурами
Кошелев С.В. 199
Фотолюминесценция в гетероструктурах с множественными квантовыми ямами $GaP/GaAs_{0.89}N_{0.04}P_{0.07}/GaP$ при гидростатическом сжатии до 16 кбар
Миронов Д.Е. 199
Исследование оптического поглощения термически окисленных кремниевых наноструктур
Ларцев А.В. 201
Фотолюминесценция квантовых точек теллурида кадмия в пористой матрице оксида кремния
Масленников Е.Д, Пискунов Н.А. 202
Морфология поверхности, оптические свойства и структура поли-п-фениленвинилена и нанокомпозитов на его основе, синтезированных газофазной полимеризацией на поверхности
Морозов П.В. 203
Динамика рекомбинаций экситонов в ансамблях нанокристаллов кремния при высоких уровнях оптического возбуждения
Пентегов И. С. 204
Формирование стержнеобразных ориентированных преципитатов силицида никеля при магнетронном напылении углерода и никеля на кремний
Сергачев И.А., Черных П.Н. 204
Наноструктурированные пленки металл–полупроводник: фотолюминесценция и перспективы применения
Терехов Ю.Е., Гончар К.А. 205
Оптические свойства квантовых точек CdSe
Целиков Г.И. 206
Солнечные элементы на основе оксида цинка, сенсибилизированные органическим красителем D149
Чертопалов С.В. 207
Зависимость спектров электролюминесценции и эффективности светодиодов белого свечения от температуры
Чуяс А.В., Татулин В.В. 208

Подсекция
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

The description of a flow back effect in a screw conveyor from the kinetic theory standpoint
Zolotarev P.S. 210
Термодинамика космологических моделей с переменным уравнением состояния вещества
Аббязов Р.Р. 211
Диаграммы направленности переизлучения ультракороткого импульса электромагнитного поля водородоподобного атома
Абикулова Н.В. 212
Границы применимости классической электродинамики
Алисултанов З.М. 214
Квантовая запутанность в многоспиновой системе
Арифуллин М.Р. 215
Непертурбативная модель для инвариантного заряда квантовой хромодинамики
Белякова Ю.О. 215

Порядок в математике, процесс в физике
Бешенков А.С. 216
Кинетика диссипативного газа вязкоупругих частиц
Бодрова А.С. 217
Регуляризация давления Казимира в двумерной модели скалярного поля
Воронина Ю.С. 218
Точное аксиально-симметричное решение нелинейной электродинамики
Вшивцева П.А., Соколов В.А. 219
Аналитический метод расчета статического магнитного поля плоского проводника с прямоугольным дефектом
Герасименко Т.Н. 220
Термы молекулярного иона в сферически-симметричной квантовой точке
Гришанова В.А., Манухина М.А., Калинина А.В., Денисов А.В., ...221
Дихроизм двухфотонного примесного поглощения в структурах с несферическими квантовыми точками
Губина С.А. 223
Фотодиэлектрический эффект, связанный с возбуждением примесных комплексов $A^{++}e$ в структурах с квантовыми точками
Демешова Т.С. 224
Нелинейные уравнения, линеаризуемые с помощью обобщенных подстановок Коула–Хопфа. Ударные волны в сферически симметричных самогравитирующих системах
Зиновьев Д.А., Журавлев В.М., ...225
Рождение черных дыр в трехмерном пространстве анти-де
Калайджян Т.К. 225
Неравенство Белла в системах с числом частиц m=2, 3, 4
Колесников А.А., Анисимов М.А. 226
Расчет поверхностной намагниченности ферримагнетика вблизи магнитного фазового перехода
Мусаева З.Н., Алисултанов З.М. 228
Безмассовое скалярное поле в теории Эйнштейна–Картана
Никифорова В.В. 229
Термодинамическая теория возмущений при низких температурах
Николаева О.П. 231
Решение уравнений Навье-Стокса с помощью интегральных уравнений
Петрова Т.А. 232
ЭПР пленок гидрогенизированного аморфного углерода
Рабазанов А.К., Агаларова З.А., Азизов Д.А. 233
2D- туннельные бифуркации во внешнем электрическом поле
Рудин В. А., Скибицкая Н. Ю., Кревчик П. В. 233
О пондеромоторных силах в жидких диэлектриках
Русакова Н.Е., Самухина Ю.В. 234
Особенность двухфотонного примесного поглощения в квантовой молекуле в условиях туннельной прозрачности потенциального барьера
Сафонов В.В. 235
Применение формализма Ньюмена–Пенроуза для поиска точных решений уравнений нелинейной электродинамики в астрофизических приложениях
Соколов В.А. 236
Нелинейная эволюция стационарных возмущений плотности в Бозе системе
Труханова М.И., Андреев П.А. 237
Чёрные кольца и поиск скрытых симметрий в пятимерных супергравитациях
Щерблюк Н.Г. 239
Взаимодействие ультракороткого импульса с молекулярным ионом водорода
Юлкова В. М. 240

Подсекция
ФИЗИКИ МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ

Optical orientation, spin polarization and alignment of two-dimensional magnetoexcitons in the presence of background electrons
Podlesny I.V. 242
Усиление колоссального магнитосопротивления в окрестности перехода металл-диэлектрик в твердых растворах $Eu_{1-x}Ca_xB_6$
Анисимов М.А. 242
Исследование влияния внедрения атомов водорода на магнитокалорический эффект и доменную структуру интерметаллических соединений R_2Fe_{17}
Арефьев А.И. 244

Нелинейные свойства ячейки, заполненной слабопроводящим магнитным коллоидом, в электрическом поле
Гетманский А.А.....245
Частотные характеристики моно- и полидисперсных сред для демпфирования механических колебаний
Гладков А.А., Казаков А.П.....246
Численное моделирование перемагничивания многослойной стохастической системы
Ерёмин А.М.....247
Магнитокалорический эффект в лечении злокачественных новообразований
Зацепина Е.В.....248
Аномалии поведения намагниченности и магнетокалорического эффекта в слабых магнитных полях вблизи точек фазовых переходов
Зверев В.И.....248
Магнитокалорический эффект микро- и нанокристаллических сплавов $Y_{25}Fe_{75}$
Карпенков Д.Ю., Карпенков А.Ю.....249
Основное состояние «строительных блоков» фрустрированных молекулярных магнетиков
Климов А.В.....250
Магнитокалорический эффект вблизи точки магнитной компенсации интерметаллических соединений RCo_5
Кошкидько Ю.С., Смирнов Р.Ф.....251
Динамика доменной стенки в пленках феррит–гранатов с повышенным гиромагнитным отношением
Мастин А.А.....252
Неустойчивость тонкого слоя магнитной жидкости в поперечном магнитном поле
Мкртчян Л.С.....253
Демпфирующие свойства магнитных суспензий и эластиков при одноосных деформациях магнитоуправляемого элемента
Никитин А.Л., Шашков И.В.....254
Магнитные свойства оксида титана с примесью окиси железа
Пиле С.Э., Анисонян К.Г., Копьев Д.Ю.....255
Магнитооптические свойства тонких слоев GaMnAs
Рубачёва А.Д., Цветаев С.С.....255
Исследование ферромагнитного резонанса в бинарных наночастицах железо-родий
Семисалова А.С.....256
Магнитоэлектрические свойства доменных границ в пленках феррит-гранатов
Сергеев А.С., Сечин Д.А.....257
Исследование доменной структуры соединений $YFe_{11-x}Ti$
Синекоп В.И., Никитышев Я.И.....258
Сенсор магнитного поля на основе манганита с эффектом коллосального магнитосопротивления
Смирнов А.М.....259
Моделирование магнитокалорического эффекта в сплавах Гейслера Ni-Mn-Ga методом Монте-Карло
Соколовский В.В.....260
Поведение микрокапель магнитных эмульсий в магнитном и электрическом полях
Ткачева Е. С.....261
Движение пузырьков газа при кипении двухслойной среды магнитная – немагнитная жидкость в однородном внешнем магнитном поле
Травкина Т.В.....262
Магнитоэлектрический эффект в структуре магнитная пленка-пьезоэлектрик
Фетисов Л.Ю.....263
Магнитокалорический эффект в соединениях $Y_2(Fe,Mn)_{17}$
Цхададзе Г.А., Панкратов Н.Ю.....264
Динамические взаимодействия в сегнетомагнитных системах типа перовскита
Шарафуллин И.Ф.....265
Природа парамагнитных центров в полианилине. Исследование методом СКВИД
Шишлов М.Н.....266
Моделирование равновесных форм капли магнитной жидкости в магнитном поле
Ярцева Е.П.....267

Подсекция
ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Самовозникающий в реакционной среде катализатор
Белобров Ю.Н.....269
Описание кристаллизации системы твердых сфер при помощи уравнения Орнштейна-Цернике
Бирюлина Т.В.....270

Спиновая поляризация тока в полупроводниках как результат спин-селективной рекомбинации.
Бобин Е.Г. 271
Условия возбуждения плазмы в проводящих водных растворах
Волков А.Н., Яковлев О.М. 272
Исследование методом электронного парамагнитного резонанса диоксида титана, легированного азотом..
Дейген Д.М. 273
Адсорбционное накопление поверхности медного электрода газом
Журавлева А.В, Кочетков А.В., ...274
Термостимулированные поверхностные сегрегации в Fe-Mo, Fe-Ni и твердом растворе Cu-Ni
Захватова М.В. 275
Кристаллические фазы дисульфида железа FeS_2
Исаева Л.Э. 275
Влияние природы и структуры полимерной сетки на свойства термочувствительных полимеров
Кожунова Е.Ю. 276
Моделирование самоорганизации атомов Co, погруженных в первый слой поверхности Cu (100)
Колесников С.В., Клавсюк А.Л. 277
Влияние конструктивных параметров динамического равноканального углового прессования на распределение пластической деформации в образце
Косоногов Р.Е., Козулин А.А. 278
Релаксационный отклик сегнетожесткой пьезокерамики Pb(Zr,Ti)O3 на электрические, температурные и механические воздействия
Кузенко Д.В. 279
Спектральные характеристики CaMoO4 – сцинтиллятора для обнаружения безнейтринного двойного β-распада
Курмашева Д.М. 280
Особенности структурных превращений в α и β-фазах фольги сплава Pd-In-Ru-H
Левин И.С. 281
Использование импульсного метода вихретокового контроля в дефектоскопии облучённых твэлов ВВЭР-1000
Летуновская О.С1, Сагалов С.С.2 281
Оптические свойства тонких пленок фталоцианина ванадила в ходе структурных перестроек
Миткалев П.О. 282
Определение магнитного вклада в восприимчивость иттрия с помощью рентгеновского излучения круговой поляризации
Одинцова Е.Е. 283
Металлографический анализ и износостойкость электроискровых покрытий из стали
Окин М.А. 284
Кристаллохимический аспект вхождения цинка в структуру титанил фосфата калия
Орлова Е.И. 285
Исследование фазовых переходов в системе Bi_2WO_6–Bi_2MoO_6
Рудницкая О.Г. 286
Исследование пленок Si/SiO_2 методом ЭПР спектроскопии
Скуридина Дарья Дмитриевна 287
Исследование свойств атомной и электронной структуры золотых нанопроводов методом первопринципой молекулярной динамики
Смелова Е.М., Цысарь К.М. 288
Расчет термодинамических свойств меди методом молекулярной динамики
Степанюк О.В. 289
Влияние гидрирования на характер фазовых превращений в фольгах сплава Pd-Y
Степенко С.О., Уманская Н.А. 290
Исследование структурных, оптических и магнитных свойств титаната бария, имплантированного ионами кобальта
Халитов Н.И. 291
Мессбауэровские и магнитные исследования темпертурных спиновых переходов в комплексах железа (II) с лигандами на основе производных бензимедазола
Хенкин Л. В. 292
Исследование электрофизических свойств ленгмюровских плёнок, изготовленных на основе жидких кристаллов
Хлыбов С.В. 293
Влияние фотоэффекта на чувствительность фликкер-шумового газового сенсора
Чапкевич А.А. 294
Влияние термомеханической обработки углеродного волокна на текстуру
Чуриков В.В 295

Международная конференция студентов, аспирантов
и молодых ученых
по фундаментальным наукам «Ломоносов-2009»
Секция «Физика»

Сборник тезисов

Подписано в печать 29.05.09
Объем 19,25 п.л. Тираж 100 экз.
Заказ №_____
Физический факультет МГУ
119192 ГСП-2, Г. Москва, Ленинские горы, МГУ им М.В. Ломоносова
Отпечатано в отделе оперативной печати физического факультета
.