

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
ИМ. М.В. ЛОМОНОСОВА**  
**ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ**

**Научная конференция**  
**ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ**  
**Секция физики**

**18–25 апреля 2003 г.**

**Сборник  
расширенных тезисов докладов**

Москва  
Физический факультет МГУ  
2003

**ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ — 2003. СЕКЦИЯ ФИЗИКИ.** Сборник расширенных тезисов докладов. М.: Физический факультет МГУ, 2003. 116 с.

Начиная с 2001 года по инициативе деканата печатается сборник расширенных тезисов докладов конференции «Ломоносовские чтения». Мы полагали, что это повысит интерес университетской общественности к этому научному форуму, тем более, что предлагалось в обязательном порядке публиковать работы, выдвигаемые кафедрами на премии Московского университета имени М.В. Ломоносова и И.И. Шувалова. На наш взгляд цель, по крайней мере частично, достигнута. Представленные на конференцию доклады основаны на результатах серьезных исследований, выполненных ведущими учеными физического факультета. Отрадно отметить, что в числе соавторов докладов также много молодых исследователей.

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

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

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

П.К.Кашкаров

Научное издание

**ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ — 2003. СЕКЦИЯ ФИЗИКИ**  
**Сборник расширенных тезисов докладов**

Составлено научным отделом физического факультета МГУ

Оригинал-макет подготовлен  
издательским отделом физического факультета МГУ

ЛР № 021293 от 18.06.98

Подписано к печати 4.04.2003 г.  
Объем 7,25 п.л. Тираж . Заказ

Отпечатано в отделе оперативной печати  
физического факультета МГУ

## ПРИМЕНЕНИЕ КОМПЬЮТЕРНЫХ МЕТОДОВ ОБРАБОТКИ ИЗОБРАЖЕНИЙ В ФИЗИЧЕСКОЙ ГАЗОВОЙ ДИНАМИКЕ

Профессор Знаменская И.А., профессор Сысоев Н.Н.

Развитие методов экспериментальных исследований в физической газовой динамике в последние годы во многом определялось разработкой новых регистрирующих материалов и методов регистрации, обработки, хранения изображений течений газа. Визуализация поля течения в газовой динамике - источник информации о конфигурациях и эволюции вихревых структур, слабых возмущений, ударных волн, контактных разрывов, зон отрыва потока, о распределении параметров газа на обтекаемой поверхности, о линиях тока. Современные компьютерные технологии открывают качественно новые возможности в изучении и преподавании физической газовой динамики. В свое время развитие лазерной техники привело к появлению принципиально новых методов визуализации и качественному усовершенствованию традиционных методов диагностики потоков. В настоящее время развитие методов диагностики и визуализации газодинамических течений во многом определяется внедрением в экспериментальную практику современных программных и электронных средств для ввода в ЭВМ данных и изображений, полученных при визуализации течений, и их цифровой обработки. В последние годы наряду с традиционными способами диагностики изображений (теневые и интерференционные методы, голограммия, методы визуализирующих покрытий, и.т.п.) используются и их модификации, связанные с возможностью вывода и обработки больших массивов данных, и принципиально новые методы диагностики. Широкое развитие получили методы слежения за частицами в потоке, спекл – методы, визуализация электронным пучком, электрическим разрядом, цветные теневые методы, томографические методы.

Результатом современного газодинамического эксперимента с визуализацией поля течения потока является цифровой фильм или набор изображений (слайдов). Прямой вывод изображения на компьютер позволяет сохранить максимум информации о потоке и существенно ускорить обработку изображений. Применение методов обработки изображений позволяет распознавать структурные элементы потока и определять их геометрические параметры, форму; исследовать кинематические и динамические характеристики потока, определять некоторые параметры течения.

Рассматриваются результаты обработки изображений, полученных при регистрации быстропротекающих процессов: нестационарных взаимодействий ударных волн в газах и плазме, взрыве конденсирован-

ного взрывчатого вещества. Получены анимации быстропротекающих процессов, недоступных для прямой регистрации с использованием цифровых видеокамер. Анимации позволяют в динамике воспринимать большие массивы визуальной научной информации, способствуя качественно новому пониманию высокоскоростных процессов, происходящих в газе. Анализ цифровых изображений газодинамических потоков проведен с помощью стандартных и специально разработанных программ.

Расширение возможностей высокопроизводительных вычислительных систем привело к качественно новым возможностям расчета сложных нестационарных пространственных задач физической газовой динамики. Специальные программы позволяют получать изображения, численно моделирующие псевдоизображения интерферограмм, теневых и шлирен картин, картин трассирования, плазмодинамических течений. Результаты численного моделирования течений газа представляются в виде, наиболее удобном для сравнения с результатами экспериментальных исследований, в частности, с результатами визуализации потоков.

## МЕТОД КОМПЛЕКСНОГО УГЛА ПРЕЛОМЛЕНИЯ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ПОСТОЯННЫХ ПОГЛОЩАЮЩИХ СРЕД ПО ОТРАЖЕНИЮ СВЕТА

Научн. сотр. Ильина С.Г.

Для экспериментального определения оптических постоянных (ОП)  $n, k$  поглощающих образцов обычно измеряют характеристики отраженного света (интенсивности s- и p- компонент поляризации или параметры эллипса поляризации). Каждый метод обеспечивает максимальную точность в определенной области значений  $n, k$ , при этом большое значение имеет способ вычисления ОП из измеряемых величин. В большинстве случаев используют приближенные формулы или номограммы, т.к. получить решение обратной задачи в явном виде невозможно. Нами предложен метод вычисления ОП из характеристик отраженного света по точным формулам с использованием промежуточных величин – компонент комплексного угла преломления.

### **1. Основные формулы**

Закон преломления Снеллиуса для случая падения света из вакуума ( $n_1 = 1$ ) на плоскую границу поглощающего образца с показателем преломления  $N = n - ik$  имеет вид

$$\sin \psi = \frac{\sin \varphi}{n - i\kappa}, \quad (1)$$

где  $\varphi, \psi$  — углы падения и преломления. Из (1) следует, что угол  $\psi$  должен быть комплексным  $\psi = x + iy$ , тогда справедливы выражения:

$$n = \frac{\sin x \ ch y \ \sin \varphi}{\sin^2 x + sh^2 y}, \quad \kappa = \frac{\cos x \ sh y \ \sin \varphi}{\sin^2 x + sh^2 y}. \quad (2)$$

Используя формулы Френеля  $R_s = -\frac{\sin(\varphi - \psi)}{\sin(\varphi + \psi)}$ ,  $R_p = -\frac{tg(\varphi - \psi)}{tg(\varphi + \psi)}$  для амплитуд s-и p- поляризации, получим выражения для интенсивностей в терминах компонент комплексного угла преломления:

$$r_s \equiv R_s R_s^\circ = \frac{ch 2y - \cos 2(\varphi - x)}{ch 2y - \cos 2(\varphi + x)}, \quad r_p = r_s \cdot \frac{ch 2y + \cos 2(\varphi + x)}{ch 2y + \cos 2(\varphi - x)} \quad (3)$$

Зависимость разности фаз удобнее получить через параметры Стокса, выраженные через компоненты комплексного угла преломления:

$$\begin{aligned} S_1 &= \frac{1}{2}(R_s R_s^* + R_p R_p^*) = \frac{1}{2}(r_s + r_p) = A(\cos 2\varphi \cos 2x + ch 2y). \\ S_2 &= \frac{1}{2}(R_s R_s^* - R_p R_p^*) = \frac{1}{2}(r_p - r_s) = -A \sin 2\varphi \sin 2x \\ S_3 &= \frac{1}{2}(R_p^* R_s + R_p R_s^*) = \sqrt{r_s r_p} \cos \Delta = A(\cos 2\varphi ch 2y + \cos 2x) \\ S_4 &= -\frac{i}{2}(R_p^* R_s - R_p R_s^*) = \sqrt{r_s r_p} \sin \Delta = -A \sin 2\varphi sh 2y, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $A = \frac{ch 2y - \cos 2(\varphi - x)}{[ch 2y - \cos 2(\varphi + x)][ch 2y + \cos 2(\varphi - x)]}$ ,  $\Delta = \delta_p - \delta_s$  — разность фаз между p- и s- компонентами отраженного света. Тогда  $\tan \Delta = \frac{\sin 2\varphi \ sh 2y}{\cos 2\varphi ch 2y + \cos 2x}$

С помощью полученных выражений представим формулы для вычисления ОП из различных характеристик отраженного света. Схема вычисления всюду одинакова: из измеряемых величин вычисляются значения компонент комплексного угла преломления x,y, затем по формуле (2) вычисляются ОП.

## 2. Методы определения ОП

А. Измеряемые величины —  $r_s, r_p$  при одном угле падения.

$$\operatorname{tg} 2x = \frac{2}{\operatorname{tg} 2\varphi \left( \frac{1+\rho}{1-\rho} - \frac{1+r_s}{1-r_s} \right)}, \quad \text{где } \rho = \frac{r_p}{r_s}$$

$$\operatorname{ch} 2y = \frac{1+\rho}{1-\rho} \sin 2\varphi \sin 2x - \cos 2\varphi \cos 2x. \quad (5)$$

Приведенные формулы могут быть использованы для вычислений ОП из измерений в условиях нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО).

Б. Метод двух и более углов падения (метод Шимона).

Метод определения ОП из измерений интенсивностей  $r_s, r_p$  или неполяризованного отраженного света при двух и более углах падения является одним из наиболее часто используемых методов. Численные значения  $n$  и  $\kappa$  обычно находят по специально построенным номограммам. Приведем расчетные формулы. ОП определяются с помощью замены:  $n = N \cos v$ ;  $\kappa = N \sin v$ ; значения величин  $N, \cos 2v$

$$N^4 = \frac{(a_1^4 - 1) \sin^2 \varphi_1 - (a_2^4 - 1) \sin^2 \varphi_2}{\frac{1}{\sin^2 \varphi_1} - \frac{1}{\sin^2 \varphi_2}}, \quad \cos 2v = \frac{\left( \frac{N^4}{\sin^4 \varphi_1} - a_1^4 + 1 \right) \sin^2 \varphi_1}{2N^2}$$

вычисляют через интенсивности  $r_s, r_p$ , измеренные при  $\varphi_1, \varphi_2$ :

$$a^2 = \frac{\operatorname{tg}^2 \varphi - C}{\operatorname{tg}^2 \varphi - C - 1}, \quad C = \frac{A}{B}, \quad A = \frac{1 - r_s}{1 + r_s}, \quad B = \frac{1 - \rho}{1 + \rho}. \quad \rho = \frac{r_p}{r_s}.$$

В. Метод производной.

Показано, что интенсивность и производная по углу падения от интенсивности отраженного света s-или p-поляризации являются независимыми величинами и могут быть использованы для определения ОП. Метод пригоден в области умеренных и высоких значений поглощения. Если использовать формализм комплексного угла преломления,

можно получить аналитические формулы для расчета ОП. Измеряются  $r_s$  и  $\frac{dr_s}{d\varphi}$  при некотором угле падения  $\varphi$ . Вычисляются величины:

$$\Delta = \frac{\frac{dr_s}{d\varphi}}{4r_s \operatorname{tg}\varphi}, \quad \delta^2 = 2 \frac{1+r_s}{1-r_s} \Delta - (1 + \Delta^2),$$

с помощью которых находятся

$$\operatorname{tg}2x = \frac{2\operatorname{tg}\varphi \Delta}{1 - \operatorname{tg}^2\varphi(\Delta^2 + \delta^2)} \quad \text{и} \quad \operatorname{sh}2y = \frac{\sin 2x}{\Delta} \delta$$

и затем по формуле (2) вычисляются ОП.

### 3. Эллипсометрические методы

#### Г. Метод параметров Стокса

Если измерены 4 параметра Стокса отраженного света, то компоненты комплексного угла преломления определяются по формулам:

$$\operatorname{tg}2x = -\frac{S_2 \sin 2\varphi}{S_3 - S_1 \cos 2\varphi}; \quad \operatorname{th}2y = -\frac{S_4 \cdot \sin 2\varphi}{S_1 - S_3 \cos 2\varphi};$$

а затем по формулам (2) находятся значения  $n, \kappa$ .

Д. Измерения при главном угле падения  
Известно, что при главном угле падения разность фаз между s- и p-

компонентами отраженного света  $\Delta = \frac{\pi}{2}$ . Такое состояние легко фиксируется по обращению в ноль третьего параметра Стокса (4).

$$\cos 2\varphi \operatorname{ch}2y + \cos 2x = 0. \quad (6)$$

(Условие  $S_3 = 0$  позволяет получить соотношение  $(n^2 + \kappa^2)\operatorname{ch}2y = \operatorname{tg}^2\varphi$  которое можно назвать определением обобщенного угла Брюстера для поглощающих сред.) Итак, одно измерение состоит в определении угла падения, при котором  $S_3 = 0$ . При этом падающий свет линейно поляризован, плоскость поляризации составляет угол  $\alpha = \frac{\pi}{4}$ . Затем при получении главном угле падения изменением азимута поляризатора добиваемся положения, при котором  $S_2 = 0$ . Это условие с помощью (4) записывается в виде:

$$S_2 = (\cos 2\varphi \cos 2x + \operatorname{ch}2y) \cos 2\alpha - \sin 2\varphi \sin 2x = 0. \quad (7)$$

Решая совместно уравнения (6) и (7), находим формулы для величин  $x, y$ , необходимых для вычисления ОП:

$$\tg 2x = -\cos 2\alpha \tg 2\varphi, \quad ch 2y = -\frac{\cos 2x}{\cos 2\varphi}.$$

## Литература

1. Ильина С.Г. //ДАН СССР. //1971. Т.200. №3. С. 568.
2. Ильина С.Г., Каримова А.З. // ЖПС. 1986. Т.44. №6. С.1027.

# ОБЩИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ПРАКТИКУМ. МЕХАНИКА. ПРОБЛЕМЫ РАЗВИТИЯ

Доцент Слепков А.И.

## Введение

За все время существования Общего физического практикума можно выделить три основных этапа его развития. Первый этап связан с именем профессора А.П.Соколова – основателя практикума и относится к началу XX века. В первых руководствах практикума отсутствовала теория приборов и опытов. Основной задача сводилась к знакомству студентов с теми приборами и методами измерений, которые имелись тогда в новом физическом институте Московского университета. Второй этап развития практикума связан прежде всего с его расширением и переоборудованием. Наиболее важным на этом этапе стал переезд в новое здание Московского Университета. Основной задачей практикума стало не просто дать возможность разобраться студентам с отдельными опытами, измерениями, изучить некоторые темы, но полностью перекрыть тот курс физики, который они изучают в течение первых двух лет обучения.

Особенности современного этапа развития практикума определяются прежде всего возможностью внедрения современных технологий, в том числе компьютерных. Это резко расширяет возможности практикума, позволяет не только получать более точные результаты, но и создавать новые лабораторные работы. В таких условиях особую роль играет проведение методической работы, основанной на бережном отношении ко всему тому опыту, который был накоплен в практикуме ранее.

## 1. Раздел “Механика” в общем физическом практикуме

Первые навыки работы в области экспериментальной физики студенты получают в практикуме по механике. В настоящее время этот

практикум содержит более 30 различных задач. Тематически все задачи раздела объединены в следующие лаборатории.

- 1) Динамика материальной точки и простейших систем.
- 2) Динамика твердого тела
- 3) Законы сохранения.
- 4) Силы трения,
- 5) Деформации.
- 6) Колебания и волны.

Большинство установок в практикуме эксплуатируются в течение нескольких десятилетий. Многие идеи, заложенные в лабораторные работы, а также сами установки морально устарели. Очевидно, что некоторые проблемы, например, точных измерений бессмысленно рассматривать на старом оборудовании. В связи с этим, эксперименты, предлагаемые студентам для выполнения, носят в основном проблемный характер, причем считается что практикум обязан обеспечивать точность экспериментов не хуже 5-10%.

Специфика работы в практикуме связана с постоянным индивидуальным общением преподавателя и студента. Эта особенность позволяет использовать рабочее время не только для выполнения, обработки и анализа экспериментальных данных, но также и для детальной проработки теоретических вопросов, непосредственно связанных с темой лабораторной работы.

## **2. Особенности развития раздела “Механика” на современном этапе.**

Как показало детальное рассмотрение уже существующих задач, не все темы теоретического курса механики одинаково подробно представлены в практикуме. В частности, недостаточное вниманиеделено вопросам о движении центра масс, изучению тензора инерции твердого тела, изучению сил инерции, и некоторых других тем. Указанные недостатки были одной из причин существенной модернизации практикума, начавшейся несколько лет назад.

Развивая общую концепцию развития раздела мы предполагали, что работая в практикуме студенты должны иметь возможность:

- 1) разобраться с наиболее важными темами в рамках общего курса по механике;
- 2) разобраться с основными способами проведения измерений различных величин;
- 3) самостоятельно проверить наиболее важные законы и закономерности;
- 4) поработать на установках, отражающих современный уровень развития эксперимента;

5) научиться критически и творчески относиться к физическому эксперименту. В том числе уметь оценивать погрешности эксперимента и разбираться с причинами их вызывающими.

При создании программы развития раздела мы ориентировались, в основном, на собственные силы и минимальные денежные вложения.

Оказалось, что достаточно современное оборудование можно создать в механических мастерских факультета, если использовать принцип модульности, когда отдельные детали и узлы являются одинаковыми для различных установок. Кроме механических работ, оказалось возможным собственными силами создать и тиражировать некоторые важные электронные приборы. Так в рамках практикума были разработаны и созданы электронные таймеры, а также аналого-цифровые преобразователи, необходимые для сопряжения экспериментальных установок с ЭВМ. Использование компьютеров в практикуме оказалось перспективным направлением, позволяющим создавать современные экспериментальные установки с уникальными возможностями. Этому направлению развития в настоящее время уделяется особое внимание.

### **3. Компьютерная поддержка раздела "Механика" общего физического практикума**

В современном мире все более широкое применение приобретают компьютерные технологии. Могут возникать споры по поводу целесообразности и формы использования компьютеров в том или ином конкретном вопросе, однако необходимость использования компьютеров для нужд практикума очевидна. В настоящее время большинство студентов еще в школе в той или иной мере сталкивались с компьютерами, поэтому использование компьютеров даже в разделе механика (то есть в самом начале обучения на факультете) не затрудняет, а существенно облегчает процесс усвоения знаний.

В общем физическом практикуме работа студентов всегда является исследованием какого-либо физического явления. Такая работа стимулирует у студента развитие многих навыков, необходимых настоящему исследователю, поэтому внедрение компьютеров в процесс обучения должно учитывать эту особенность практикума. Кроме того в практикуме действуют устоявшиеся в течении многих десятилетий и хорошо зарекомендовавшие себя методики обучения, поэтому важно, чтобы внедрение компьютеров не привело к разрушению приобретенного преподавательского опыта.

При разработке концепции внедрения компьютеров в общий физический практикум мы предполагали, что наших целей компьютер может выполнять несколько различных функций. В том числе

1. Информационную- он должен содержать наиболее важные справочные материалы по изучаемому разделу, описание работ, систему тестов для самоконтроля с возможностью моделирования конкретных ситуаций,

3. Функция обработки экспериментальной информации - математическое приложение, позволяющее упростить обработку результатов в наиболее типичных случаях, например, обработку с помощью наименьших квадратов, обработку таблиц и т.д.

4. Компьютер может быть физическим прибором, сочетающим в себе множество функций — генератор, осциллограф, система управления экспериментом. В этих случаях он должен являться составной частью автоматизированной экспериментальной установки.

Компьютер может выступать также как помощник преподавателя по контролю базовых знаний студента. Такой Контроль может осуществляться с помощью несложных тестовых заданий. Таким образом, может осуществляться допуск к выполнению студентом сразу нескольких работ, например в лаборатории твердого тела. Такой допуск не заменяет работу преподавателя со студентам, но позволяет сосредоточить внимание преподавателя ( и студента ) на наиболее важных деталях выполняемой работы.

### **3. Методические особенности выполнения работ в практикуме.**

За последние годы практикум по механике претерпел существенные изменения. Прежде всего это касается таких тем, как динамика твердого тела, деформации, колебания. Наиболее удачной в методическом плане оказалась лаборатория динамики твердого тела. Она состоит из шести новых или сильно методически пересмотренных задач, уже эксплуатировавшихся в практикуме ранее. Среди новых работ можно выделить работу по определению тензора инерции твердого тела. Идея этой работы состоит в том, что изучаются колебания тела для нескольких опытов, отличающихся направлением оси вращения тела. На основе этих данных определяются компоненты тензора инерции для системы координат, жестко связанной с телом. Предполагается, что в этой лаборатории студенты выполняют три работы и имеют возможность последовательно разобраться с такими вопросами, как уравнение движения твердого тела, определение моментов инерции, изучение тензора инерции твердого тела.

При составлении расписания выполнении задач практикума для каждого студента в настоящее время мы стараемся придерживаться нескольких правил. Во-первых, набор задач полностью должен перекрывать весь курс механики. Во-вторых, должен выполняться принцип: от

простого - к сложному. Как правило, такой набор содержит задачи, в которых студент имеет возможность поработать на современных установках, в том числе автоматизированных.

### **Заключение**

Опыт развития и модернизации раздела “Механика” общего физического практикума показал, что эта форма обучения по-прежнему является основной при изучении курса общей физики, причем, в современных условиях ее эффективность может быть не только сохранена, но и существенно повышена.

## **ПРИНЦИП БАБИНЕ В ОБЩЕМ ФИЗИЧЕСКОМ ПРАКТИКУМЕ**

Доцент *Митин И.В.*

Принцип Бабине позволяет связать между собой дифракционные картины, наблюдаемые при когерентном освещении так называемых дополнительных объектов (или экранов), у которых прозрачные участки одного совпадают с непрозрачными другого и наоборот. Обычно в учебной литературе рассматривается применение принципа Бабине при наблюдении дифракции Фраунгофера на щели и проволоке одинакового размера, для которых дифракционные картины, наблюдаемые в фокальной плоскости линзы, совпадают во всех точках, кроме центра картины. Обычно этим выводом и ограничиваются при рассмотрении принципа Бабине.

На физическом факультете МГУ созданы автоматизированные учебные установки для наблюдения дифракционных явлений, управление работой которых осуществляется от компьютера. На этих установках все студенты второго курса выполняют задачи общего физического практикума по дифракции света. В качестве источника света используются Не-Не или полупроводниковый лазеры. За экраном для наблюдения дифракционной картины установлен фотоприемник (фотодиод), для которого в экране сделана щель шириной около 0,1мм. Программа автоматического управления установкой позволяет перемещать фотоприемник с шагом до 0,025мм, в результате дифракционная картина может быть зафиксирована с высоким пространственным разрешением.

Схема наблюдения дифракционных явлений традиционна: излучение лазера попадает на препятствие, а на экране, расположенном на расстоянии 0.6-0.8 метра от препятствия, наблюдается дифракционная картина, которая регистрируется фотоприемником. Созданная для управления работой установки компьютерная программа позволяет

также промоделировать дифракционные явления путем непосредственного численного расчета.

В экспериментах, выполняемых студентами на учебных установках практикума, наблюдается ряд неожиданных явлений, объяснение которых может быть дано из принципа Бабине.

На рис.1 приведены графики зависимости интенсивности от координаты приемника при дифракции Фраунгофера на щели, проволоке того же размера и в отсутствии препятствия. Видно, что вне пределов лазерного луча дифракционные картины от щели и проволоки выглядят идентично (совпадают как положения максимумов и минимумов, так и значения интенсивностей). Напротив, на центральном участке должны совпадать дифракционные картины на проволоке и в отсутствии препятствия (горизонтальный участок на графиках вследствие «зашкаливания» фотоприемника, так как интенсивность прямого излучения лазера велика).

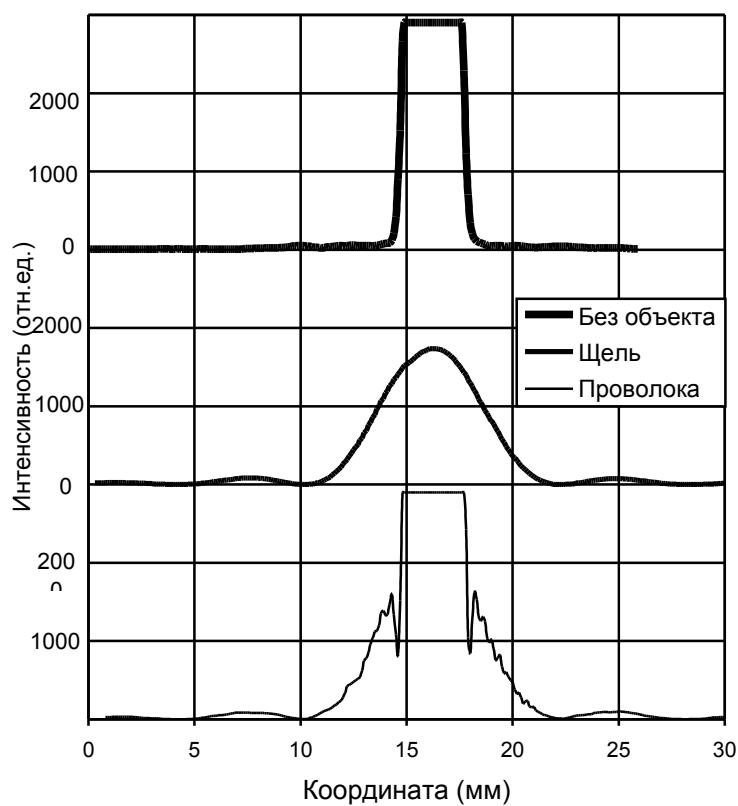


Рис. 1

Наиболее любопытным результатом является наблюдение глубоких узких минимумов на графике дифракции на проволоке в области границ прямого лазерного излучения. При выполнении задачи практикума студенты часто принимают их за дифракционные минимумы, хотя на самом деле их появление можно объяснить из принципа Бабине.

Для наблюдения дифракции Френеля на объект необходимо направить расходящийся пучок лазерного излучения. При малых размерах щели (менее диаметра первой зоны Френеля) следует ожидать, что дифракционная картина будет такой же, как и для дифракции Фраунгофера. Расчеты, проводимые в режиме моделирования дифракционных явлений, подтверждают этот факт (на рис.2 для наглядности масштаб по вертикальной оси для дифракции на щели увеличен в 5 раз). Однако для проволоки получается нечто, на первый взгляд, удивительное. Возникают биения, причем их амплитуда равна нулю в точках, соответствующих дифракционным минимумам для щели, и максимальна в точках, соответствующих всем дифракционным максимумам, кроме нулевого. Такой результат, казалось бы, противоречит описанному выше случаю дифракции Фраунгофера на проволоке. Однако никакого противоречия нет, и объяснение возникновения биений может быть получено из принципа Бабине.

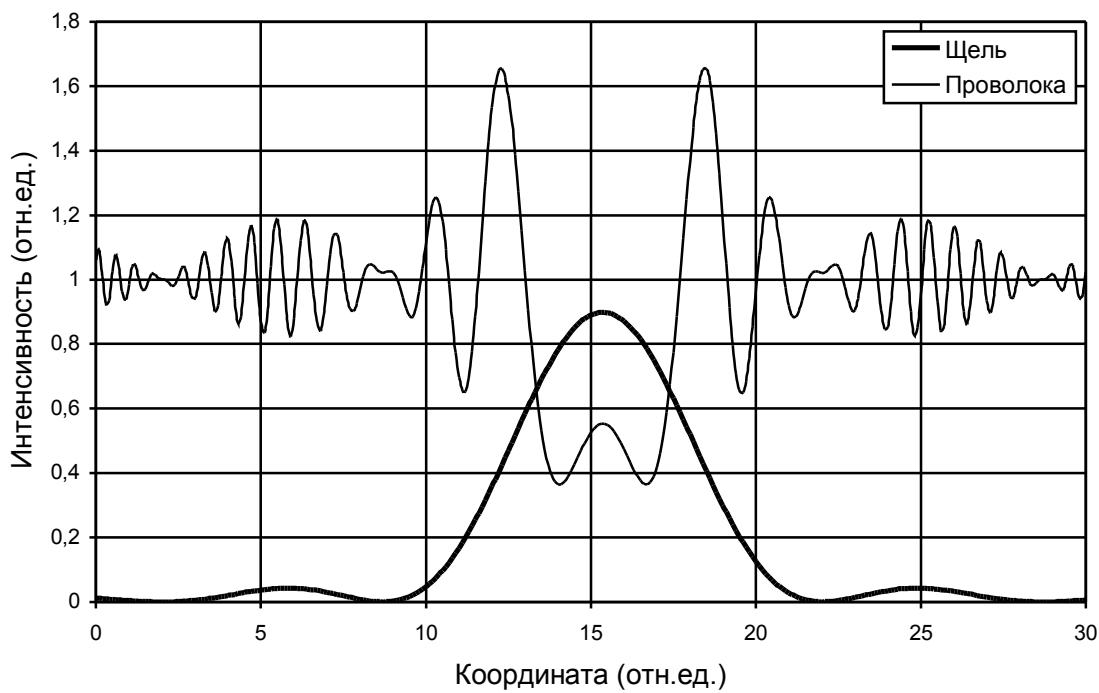


Рис. 2.

Эксперименты, проведенные на учебной установке, подтвердили наличие биений для дифракции на проволоке.

## ОПТОЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА КРЕМНИЕВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ МАТРИЦЕ.

Аспирант *Лисаченко М.Г.*, ассистент *Шалыгина О.А.*,  
вед. научн. сотр. *Тимошенко В.Ю.*, профессор *Кашкаров П.К.*,  
Невзоров А.Н.

Исследованы спектры и кинетики фотолюминесценции нелегированных и легированных эрбием многослойных структур квазиупорядоченных кремниевых нанокристаллов в матрице диоксида кремния. Показано, что энергия оптического возбуждения нанокристаллов кремния может с высокой эффективностью передаваться ионам  $\text{Er}^{3+}$  с последующим излучением на длине волны 1.53 мкм. Обнаружено, что эффективность передачи энергии возрастает с уменьшением размеров кремниевых нанокристаллов.

Интерес к исследованию люминесценции ионов эрбия  $\text{Er}^{3+}$ , внедренных в кристаллический и аморфный кремний, связан с возможностью использования таких структур в оптоэлектронных приборах: излучательные переходы  $^4\text{I}_{13/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}$  во внутренней 4f оболочке ионов  $\text{Er}^{+3}$  на длине волны 1.53 мкм соответствуют минимуму поглощения волновых линий связи.

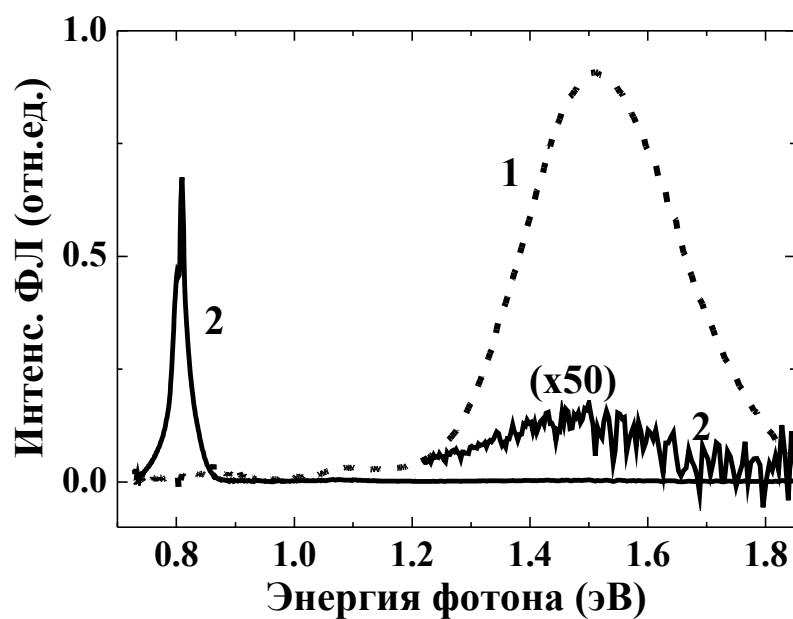


Рис. 1. Спектры ФЛ образцов А (1) и Ае (2) при возбуждении импульсным  $\text{N}_2$ -лазером с  $\hbar\omega_I=3.68$  эВ ( $T=300\text{K}$ ).

В данной работе выполнено сравнительное исследование спектров фотолюминесценции (ФЛ) и кинетики ФЛ сверхрешеток nc-Si/SiO<sub>2</sub>, легированных эрбием и не содержащих данную примесь.

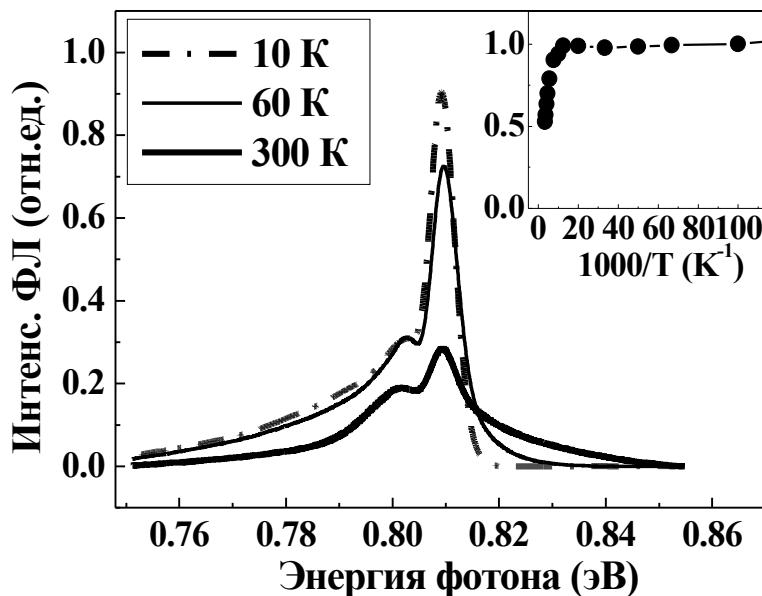


Рис. 2. Спектры ФЛ образца Ве в области полосы свечения  $\text{Er}^{3+}$  при  $T = 10, 60$  и  $300$  К. На врезке: зависимость интегральной ФЛ  $\text{Er}^{3+}$  от обратной температуры.

Исследуемые в работе структуры nc-Si/SiO<sub>2</sub> были получены последовательным нанесением слоев SiO и SiO<sub>2</sub> на подложку c-Si методом реактивного распыления [1]. Толщины слоев SiO составляли 2 и 3 нм для образцов А и В, соответственно. Структуры состояли из 40-50 пар слоев при общей толщине 200-300 нм. Образцы были термически отожжены при температуре 1100°C в атмосфере азота в течение 60 минут для формирования слоев плотно расположенных нанокристаллов Si, разделенных слоями SiO<sub>2</sub> [1]. Согласно данным электронной микроскопии и рентгеновской дифракции средние размеры нанокристаллов составляли  $2 \pm 0.5$  и  $3.5 \pm 0.5$  нм для образцов А и В, соответственно. Затем в часть сформированных структур были имплантированы ионы Er<sup>3+</sup> с энергией 300 кэВ и дозой  $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  (образцы Ае и Ве). После имплантации образцы термически отжигались при температуре 950°C в течение 5 минут.

На рис. 1. представлены спектры ФЛ образцов А и Ае при возбуждении импульсным N<sub>2</sub>-лазером (энергия квантов  $\hbar\omega_i = 3.68$  эВ, длительность импульса  $\tau \sim 10$  нс). Образцы А характеризовались широкой линией ФЛ в ближнем ИК и видимом диапазонах (кривая 1). Внедрение эрбия ведет к значительному подавлению (более чем в 100 раз) указанной линии ФЛ и появлению интенсивной полосы в области 0.81 эВ, соответствующей переходам  ${}^4\text{I}_{13/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$  в ионах Er<sup>3+</sup>, внедренных в твердотельную матрицу [2, 3]. Представленные результаты свидетельствуют, что

для исследуемых структур nc-Si/SiO<sub>2</sub>:Er возбуждение ионов Er<sup>3+</sup> реализуется путем передачи энергии электронно-дырочных пар от нанокристаллов Si. Соотношение между интенсивностями ФЛ образцов А и Ae указывает на то, что большая часть поглощенной нанокристаллами энергии передается к оптически активным ионам Er<sup>3+</sup>.

Эксперименты показали, что в структурах nc-Si/SiO<sub>2</sub>:Er интенсивность эрбиевой ФЛ в максимуме заметно возрастает с понижением температуры от 300 до 10 К (рис. 2). В то же время интегральная по спектру в интервале 0.75-0.85 эВ интенсивность полосы увеличивается при этом всего в 1.5 раза (врезка на рис. 2). Это может быть объяснено низкой эффективностью конкурирующих каналов безызлучательной рекомбинации, например, обратной передачи энергии от Er<sup>3+</sup> к твердотельной матрице или рекомбинации на точечных дефектах, таких как оборванные связи кремния.

Измерены зависимости интенсивности ФЛ нелегированных Er<sup>3+</sup> образцов для различных спектральных интервалов. Полученные зависимости наилучшим образом аппроксимировались так называемой “растянутой” экспонентой:  $I_{PL}(t) = I_0 \exp \left\{ - (t / \tau_0)^\beta \right\}$ , где  $\tau_0$  - среднее время, а  $\beta$  - параметр неэкспоненциальности. Известно, что ФЛ с кинетикой, описываемой данной формулой, обычно наблюдается для неупо-

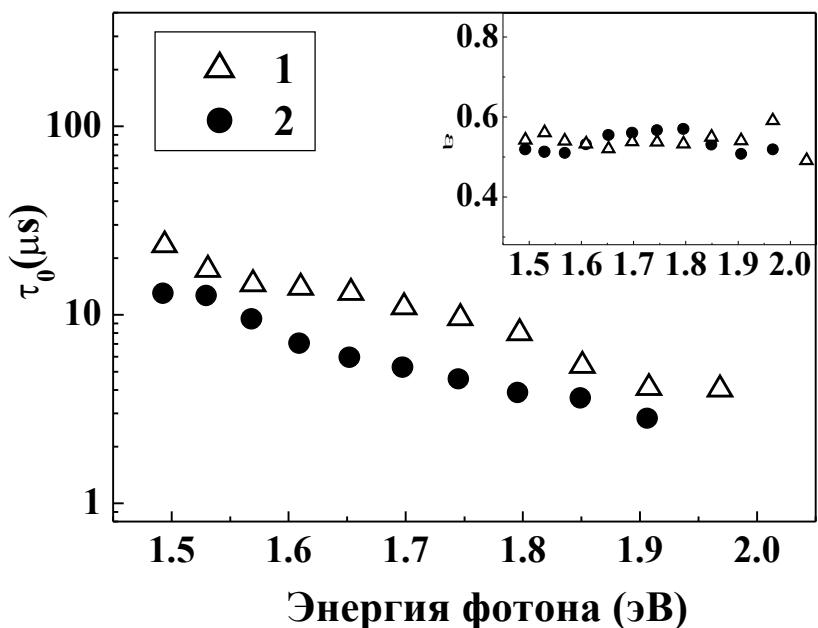


Рис. 3. Зависимости времен релаксации ФЛ для образцов А (1) и Ae (2) от энергии квантов ФЛ. На вставке: зависимости параметра неэкспоненциальности от энергии квантов ФЛ.

рядоченных твердотельных систем, характеризующихся дисперсией значений времен рекомбинации. Установлено, что значение величины  $\tau_0$  возрастало от 4 до 25 мкс при изменении энергии квантов ФЛ от 2 до 1.5 эВ (рис. 3). При этом параметр  $\beta$  сохранял практически неизменное значение около 0.5 (вставка на рис. 3). Такое поведение величин  $\tau_0$  и  $\beta$  фиксировалось как для образцов А, так и В. В тоже время, как видно из рис. 3, для структур с эрбием наблюдается уменьшение времени  $\tau_0$  примерно в 2-2.5 раза, тогда как величина  $\beta$  практически не меняется (вставка на рис. 3). Малое изменение времен релаксации ФЛ нанокристаллов, позволяет предположить, что имплантация ионов  $\text{Er}^{3+}$  не приводит к значительному увеличению числа центров безызлучательной рекомбинации.

Как следует из эксперимента (рис. 3), ионы  $\text{Er}^{3+}$  не оказывают заметного влияния на параметр неэкспоненциальности кинетики экситонной ФЛ. Это свидетельствует о слабом влиянии электронных состояний данной примеси и связанных с нею дефектов на дисперсию параметров рекомбинации.

В исследуемых сверхрешетках нанокристаллы расположены в оксидной матрице с высокой плотностью ( $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) и вследствие этого они разделены барьерами толщиной всего 1-3 нм. Поэтому, на наш взгляд, наиболее вероятным механизмом возбуждения эрбиевой ФЛ в структурах nc-Si/SiO<sub>2</sub>:Er является прямая передача энергии от экситона в нанокристалле Si к иону  $\text{Er}^{3+}$ , например, по механизму Фёрстера-Декстера [4]. При этом возбужденными оказываются высокоэнергетические состояния  $\text{Er}^{3+}$ , уровни которых могут быть значительно уширены вследствие флуктуаций электрических полей в данной твердотельной матрице, что сильно увеличивает вероятность переноса энергии.

Обнаружено, что эффективность передачи энергии в случае нанокристаллов меньших размеров имеет большее значение по сравнению с нанокристаллами больших размеров. Этот факт можно объяснить большим проникновением волновой функции экситона в имеющий конечную высоту оксидный барьер вследствие увеличения пространственного ограничения. Количественной мерой эффективности трансформации энергии от экситонов в кремниевых нанокристаллах к  $\text{Er}^{3+}$  может служить отношение интегральных интенсивностей ФЛ nc-Si и эрбиевой полосы, измеренных соответственно для нелегированных и легированных эрбием структур при одних и тех же условиях возбуждения. Получено, что для наших образцов данное отношение может достигать величины 0.4, т.е. 40% процентов энергии первоначально запасенной в экситонной подсистеме структур nc-Si/SiO<sub>2</sub>:Er трансформируется в свечение на длине волны 1.5 мкм. При этом, квантовый выход такой трансформации энергии составляет около 80%.

## Список литературы

1. M. Zacharias, J. Heitmann, R. Shcholz, U. Kahler, M. Schmidt, J. Bläsing, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 661 (2002).
2. G. S. Pomrenke, P. B. Klein, D. W. Langer, “Rare Earth Doped Semiconductors”, *Mat.Res.Soc. Symp.Proc.*, vol.**301**, MRS, Pittsburgh, (1993).
3. K. Iga, S. Kinoshita, “Progress Technology for Semiconductors Lasers”, *Springer Ser. In Mater Sci.*, vol.**30**, Springer-Verlag, Berlin, (1996).
4. В.М. Агранович, М.Д. Галанин, “Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах”, Москва, “Наука”, 1978.

## О РАЗВИТИИ АСИМПТОТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ КОНТРАСТНЫХ СТРУКТУР

Профессор *Васильева А.Б.*, профессор *Бутузов В.Ф.*,  
профессор *Недедов Н.Н.*

**1. Введение.** Сингулярно возмущенные системы типа реакция-диффузия служат математическими моделями многих физических, химических, биологических и других процессов. Одним из наиболее интересных явлений, описываемых такими системами, являются контрастные диссипативные структуры – устойчивые пространственно неоднородные образования, возникающие в результате развития неустойчивостей в диссипативной среде. Термин контрастные диссипативные структуры был предложен лауреатом Нобелевской премии И.Пригожиным. Примером контрастных диссипативных структур могут служить ячейки Бенара, страты в плазме, неоднородные распределения концентрации в химических реакторах и другие явления. Начало теоретических исследований этих явлений положено А.Тьюрингом в 1952 году. Теория диссипативных структур входит как существенная часть в синергетику – науку о процессах самоорганизации в природе [1]. Разработке асимптотических методов исследования таких процессов и посвящен цикл работ авторов доклада, выполненный в последние 15 лет. Достаточно полное изложение результатов и подробная библиография содержится в расширенных тезисах доклада авторов, опубликованных в [2], а также в обзорных статьях [3], [4], вышедших в 2002 году. В настоящем докладе мы останавливаемся лишь на новых существенных результатах, полученных в течение последнего года.

**2. Формирование контрастных структур.** Решена задача о формировании контрастной структуры типа ступеньки в системе двух пара-

боловических уравнений с разными степенями малого параметра при производных

$$\varepsilon^p (u_{xx} - u_t) = f(u, v, x, \varepsilon), \quad \varepsilon^q (v_{xx} - v_t) = g(u, v, x, \varepsilon), \quad a < x < b, \quad t > 0 \quad (1)$$

Система (1) рассматривается при условии, что правые части являются нелинейностями кубического типа. За счет этого вырожденная система, получающаяся из (1) при  $\varepsilon = 0$ , имеет несколько корней. Установлено, из каких начальных данных с течением времени в системе (1) формируется контрастная структура, т.е. решение, близкое к разным корням вырожденной системы в разных областях и имеющее резкие переходы от одного корня к другому вблизи границ этих областей. Получена оценка для промежутка времени, за который формируется контрастная структура.

**3. Контрастные структуры переменного типа.** Исследованы периодические контрастные структуры для параболических уравнений вида

- a)  $\varepsilon^2 (u_{xx} - u_t) = F(u, \varepsilon u_{xx}, x, t), \quad 0 < x < 1,$
- б)  $\varepsilon^2 (u_{xx} - u_t) = A(u, x)u_x + B(u, x), \quad 0 < x < 1.$

В случае б) исследована контрастная структура переменного типа. Так называется решение, которое имеет резкий переход (внутренний слой) в окрестности значения  $x = x_0(t)$ , причем с изменением  $t$  внутренний слой может перемещаться и значение  $x = x_0(t)$  выходит на границу  $x_0(t) = 1$  (или  $x_0(t) = 0$ ) и некоторое время находится вне интервала  $(0,1)$ . В этот промежуток времени решение имеет область быстрого изменения только в окрестности границы. Затем опять возникает движущийся внутренний слой. Процесс периодически повторяется.

Проблематике теории контрастных структур переменного типа посвящена обзорная статья [3]. Доказательство существования таких контрастных структур удалось осуществить в прошедшем году.

**4 Многомерные контрастные структуры.** Разработан новый спектральный метод исследования многомерных контрастных структур, позволивший, в частности, доказать существование многомерной контрастной структуры типа всплеска и установить ее неустойчивость. Показано, что для широкого круга задач с внутренними переходными слоями проблема исследования существенной части спектра линеаризованного на построенной асимптотике исходного оператора сводится к исследованию спектра оператора Бельтрами-Лапласа на поверхности

локализации контрастной структуры. Этот подход применен также и для исследования контрастных структур в системах с малой и конечной диффузией. В рассмотренных задачах было доказано существование контрастных структур и построена их асимптотика по малому параметру, а также исследована их устойчивость как решений соответствующих параболических задач.

### **Литература**

1. Николис Г., Пригожин И. Самоорганизация в неравновесных системах. М.1979 (пер. с английского).
2. Васильева А.Б., Бутузов В.Ф., Нефедов Н.Н Асимптотическая теория контрастных структур. Ломоносовские чтения. Сборник расширенных тезисов докладов. 2002г. С. 33-45.
3. Васильева А.Б. О контрастных структурах переменного типа. Итоги науки и техники; Т.109. Серия Современная математика и ее приложения. Тематические обзоры. Дифференциальные уравнения. Сингулярные возмущения.
4. Бутузов В.Ф., Нефедов Н.Н., Шнайдер К.Р. Сингулярно возмущенные задачи в случае смены устойчивости.. Итоги науки и техники; Т.109. Серия Современная математика и ее приложения. Тематические обзоры. Дифференциальные уравнения. Сингулярные возмущения.

## **РАДИОУГЛЕРОДНАЯ ХРОНОЛОГИЯ ВЕРХНЕГО ПАЛЕОЛИТА ВОСТОЧНОЙ ЕВРОПЫ: МЕТОДЫ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ РЕЗУЛЬТАТОВ**

Профессор *Соколов Д.Д.*

Вопрос о том, в какой мере различные радиоуглеродные датировки отдельных археологических памятников согласуются друг с другом, представляет несомненный специальный интерес. Однако в последнее время он вызывает и более широкий интерес в связи с утверждениями сторонников т.н. “новой хронологии” о невозможности использования радиоуглеродных датировок для подкрепления и обоснования традиционной хронологии в силу наличия неустранимых противоречий в этих датировках.

Мы провели [1,2] изучение имеющегося банка данных о радиоуглеродных датировках ряда археологических памятников, относящихся к неолиту и палеолиту Западной и Восточной Европы.

Рассматривались хорошо изученные памятники, для которых имеются десятки датировок, или данные о наборах памятниках хорошо изученных культур, содержащие сведения о десятках памятников.

Статистический анализ показал, что имеющиеся данные действительно содержат внутренние противоречия, а также иногда противоречат представлениям археологов о длительности существования отдельных памятников. Эти противоречия, как правило, связаны с недостатками публикации материала (привлечение датировок, полученных из плохо документированных находок, недостаточное внимание к стратиграфическому и топографическому изучению памятников), а также к переоценке точности проводимых измерений вследствие пренебрежения факторами утери и привноса радиогенного материала.

Разумные селекция недостоверных данных и оценка реальной точности измерений в большинстве изученных памятников, которые археологи рассматривали как существовавшие сравнительно короткое время, привели к устраниению имевшихся противоречий и позволили локализовать время существования этих памятников с высокой точностью, достигавшей иногда 100 лет. В некоторых случаях, вероятно, памятники видимо существовали или по крайней мере посещались продолжительное время.

Удалось также оценить время, за которое археологические культуры того времени могли распространяться на значительные территории. Оказалось, в частности, что линейно-ленточная керамика в начале неолита распространилась по территории современных Чехии, Германии, Бельгии и Северо-Восточной Франции всего за 100 лет.

В целом, мы не получили никаких указаний на недостоверность радиоуглеродных данных для указанного периода, а, напротив, убедились, что уже простейшие приемы работы с количественным материалом позволяют заметно упорядочить имеющиеся представления о хронологии данного периода. Нет никаких оснований ожидать, что радиоуглеродное датирование, проведенное с учетом археологической специфики памятников, почему-либо может оказаться принципиально не применимым для других регионов или исторических эпох.

## Литература

1. Dolukhanov P., Shukurov A., Sokoloff D., Improved radiocarbon chronology and the neolithisation of Europe, C14 Archeologie, Revue d'Archeometries Suppl. Soc. Prehist. Fr. Memoire No.26, 133-136, 1999
2. Dolukhanov P., Sokoloff D., Shukurov A., Radiocarbon chronology of upper paleolithic sites in eastern Europe at improved resolution, Journal of Archeological Sciences, V. 28}, P. 669 -- 712, 2001

## НЕКОРРЕКТНЫЕ ЗАДАЧИ И АПРИОРНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Профессор Ягола А.Г.

Все математические задачи могут быть классифицированы следующим образом:

1) корректно поставленные; 2) некорректно поставленные, регуляризуемые; 2) некорректно поставленные, нерегуляризуемые.

Для задач первого и второго классов существуют устойчивые методы решения. Задачи второго класса принципиально отличаются от задач первого класса тем, что 1) для построения устойчивых методов решения (регуляризирующих алгоритмов) обязательно знание погрешностей входных данных; 2) невозможна оценка погрешности приближенного решения задачи; 3) без сильных априорных предположений невозможна даже оценка скорости сходимости. В докладе будут даны строгие формулировки данных утверждений.

Учет априорных сведений зачастую приводит к возможности переформулировать некорректную задачу как корректную. В частности, такая возможность возникает, если есть априорная информация о принадлежности искомого решения некоторому компакту. В этом случае возможно не только отыскание приближенного решения, но и отыскание его погрешности. В докладе будет рассмотрен вопрос об оценивании погрешности решения линейных некорректных задач на выпуклых компактах функций специальной структуры (монотонных, выпуклых и т.д.)

В случае, если множество решений некорректной задачи  $\sigma$ -компактно, возникает возможность построения так называемых апостериорных оценок погрешности решения. Такая ситуация возникает, в частности, при наличии априорной информации об истокопредставимости искомого решения с помощью вполне непрерывного оператора. В докладе рассмотрен метод расширяющихся компактов, позволяющий получать также апостериорную оценку погрешности.

Работа поддержана грантом РФФИ 02-01-00044.

### Литература

1. А.Н.Тихонов, А.В.Гончарский, В.В.Степанов, А.Г.Ягола. Численные методы решения некорректных задач. - М.: Наука, 1990.
2. А.Н.Тихонов, А.С.Леонов, А.Г.Ягола. Нелинейные некорректные задачи. - М.: Наука, 1995.

3. А.С.Леонов, А.Г.Ягола. Можно ли решить некорректную задачу без знания погрешности данных? Вестник МГУ, сер. 3, т.36, № 4, 1995, с.28-33.
4. A.S.Leonov, A.G.Yagola. Special regularization methods for ill-posed problems with sourcewise represented solutions. - Inverse Problems, 1998, v. 14, N 6, p. 1539-1550.
5. A.G.Yagola, K.Yu.Dorofeev. Sourcewise representation and a posteriori error estimates for ill-posed problems. - In “A. G. Ramm, P. N. Shivakumar, A. V. Strauss (Eds.), Fields Institute Communications: Operator Theory and Its Applications”, Providence, RI: American Mathematical Society, v. 25, 2000, pp. 543-550.
6. А.С.Леонов, А.Г.Ягола. Адаптивные оптимальные алгоритмы решения некорректных задач с истокообразно представимыми решениями. - Журн. вычисл. матем. и матем. физ., 2001, т. 41, N 6, с. 855-873.
7. A.G.Yagola, A.S.Leonov, V.N.Titarenko. Data errors and an error estimation for ill-posed problems. – Inverse Problems in Engineering, 2002, v. 10, N 2, p. 117-129.
8. К.Ю.Дорофеев, В.Н.Титаренко, А.Г.Ягола. Алгоритмы построения апостериорных погрешностей для некорректных задач. – Журнал вычислительной математики и математической физики, 2003, т. 43, №1, с. 12-25.

## ЭФФЕКТЫ НЕЛИНЕЙНОСТИ В АНАЛИЗЕ СИСТЕМЫ МАКСВЕЛЛА-ЛОРЕНЦА

Ст. научн. сотр. *Терновский В.В.*, доцент *Ханаев А.М.*

В среде – плоская электромагнитная волна с произвольной фазовой скоростью и параллельное ей постоянное магнитное поле – определяется энергетическое состояние релятивистского заряда как функция длины пролёта. Находится условие существования единственного решения и влияние коэффициента нелинейности. Строится решение методом Крылова-Боголюбова.

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ. МЕТОДОЛОГИЯ И ПРАКТИКА

Ст. научн. сотрудник К.Э. Плохотников

В настоящее время в связи с массовым использованием электронно-вычислительной техники математическое моделирование приобрело повсеместное признание и распространение. В своих наиболее изощренных формах метод математического моделирования зародился в физике, точнее, в математической физике, далее он постепенно дрейфовал в сторону биологии и общественных дисциплин. На этом пути в методологии математического моделирования произошли заметные трансформации, природа которых обсуждается в докладе. Что такая математическая модель? Как она строится? Какова роль вычислительного эксперимента? Эти и некоторые другие вопросы составляют предмет обсуждения. Ответы на приведенный выше перечень вопросов даются как с точки зрения современной научной методологии, включая системный подход, так и на ряде конкретных примеров построения моделей в таких областях, как пространственные миграции планктонных организмов, морфогенез, кристаллография, турбулентность, метеорология, теория поля, история, политика и психофизика (психофизика).

Термины “моделирование” в широком смысле и “математическое моделирование” в более узком занимают особое место в методологии современной науки. Исходя из интуитивного представления, модель — это некоторая минимальная и в то же время нетривиальная конструкция, которая позволяет сделать значимое высказывание о предмете исследования. Появление электронно-вычислительной техники значительно расширило возможности моделирования, позволяя создавать “виртуальную реальность”. Какова эта искусственная реальность, как она соотносится с исходной — один из предметов обсуждения в докладе. Метод математического моделирования рассмотрен не только в контексте естественнонаучных, но и гуманитарных моделей. Формулируется определение метода математического моделирования, применимое сквозным образом и для естественнонаучных и гуманитарных областей.

В докладе прослеживаются две линии изложения методологических аспектов моделирования. Согласно первой линии изложения, дается формальное определение того, что понимается под математическим моделированием. Это определение включает в качестве главных компонентов: многомоделие, вопрос соотнесенности моделей друг к другу в одной и той же познавательной ситуации, системный способ организации как отдельной модели, так и ряда моделей в новую системную це-

лостность — сверхмодель. Системный анализ некоторой познавательной ситуации особенно остро ставит вопрос о том, что же реально моделируется на уровне элемента системы и ее целостности в рамках данной модели. В условиях многомодельной нормы описания сложных объектов исследования становится особенно значимыми претензии моделей онтологического характера, их, так сказать, экзистенциальные мотивы, что, в общем и целом, относится ко второй линии изложения методологии моделирования. Критическое отношение к природе элементов модели и ее целостности заслуживает внимание также и потому, что с него начинается рождение новой модели, а сам акт рождения составляет скорее предмет искусства. Итак, ко второй линии изложения методологии математического моделирования относятся различного рода неформальные соображения, использование которых будет в каждом случае специально оговариваться и обсуждаться.

Изложение материала следующее. Доклад начинается введением. Формулируется определение (математического) моделирования. Общая тема введения преломляется в построении частных моделей, разнесенных по десяти темам. В заключение доклада подводятся итоги и даются выводы.

Краткое содержание конкретных моделей следующее.

**Модель I.** Исследуется возможный механизм активных перемещений планктонных организмов типа преследования хищником своей жертвы и убегания жертвы от хищника. Строятся кинетические уравнения, из которых в терминах плотностей биомасс отдельных видов выводятся распределенные уравнения, описывающие эффект преследования-убегания. Приводятся численные и некоторые аналитические решения полученных уравнений.

**Модель II.** Обсуждается распределенная модель морфогенеза типа растущего континуума. Строятся соответствующие уравнения и приводятся результаты численных расчетов.

**Модель III.** На базе молекулярно-динамических уравнений исследуется вопрос о природе дальнего порядка в конечном кристаллическом образце. Разрабатывается модель термогеометрической динамики конечного кристалла. Приводятся результаты численного моделирования термической реконструкции поверхностей платины и вольфрама.

**Модель IV.** Строится модель турбулентного движения жидкости. Затронуты вопросы: о природе дискретного жидкого объекта, ветвлениях, об описании ансамбля дискретных жидкых объектов кинетическими уравнениями и уравнениями гидродинамического типа.

**Модель V.** На примере описания общей циркуляции атмосферы строится математическая модель, объединяющая дискретный подход и лагранжев способ представления движения сплошной среды. Приводят-

ся некоторые численные результаты.

**Модель VI, VII.** Строятся две модели дискретного пространства-времени на бесконечной и конечной решетках соответственно. Развивается дискретный аналог квантовой электродинамики. Обсуждается критерий аппроксимации, статус фундаментальной длины, отношения дискретных и непрерывной моделей пространства-времени, вводится понятие “кода поля-пространства-времени”.

**Модель VIII.** Строится нормативная математическая модель глобальной истории, базирующаяся на гегелевской философии истории и geopolитике. Изучается прежде всего финальный этап исторической динамики.

**Модель IX.** Предлагается модель силы в глобальной политике. Политика с позиций силы — инфраструктура любой политики. Изучается логика силовой эскалации в политике.

**Модель X.** Развивается психофизическая модель, описывающая взаимодействие оператора с устройством. Обсуждаются различного рода вычислительные эксперименты, в том числе применительно к глобальной историко-политической динамике.

Ряд вопросов, относящихся ко второй, неформальной линии изложения методологии (математического) моделирования, будет освещен в достаточно сжатой форме. Более подробно эта линия изложения представлена следующих трех книгах автора.

1. Плохотников К.Э. Математическое моделирование. Экзистенциальный аспект. — М.: Изд-во МГУ, 1993. 224с.
2. Плохотников К.Э. Нормативная модель глобальной истории. — М.: Изд-во МГУ, 1996. 64с.
3. Плохотников К.Э. Эсхатологическая стратегическая инициатива: Исторический, политический, психологический и математический комментарии. — М.: Изд-во МГУ, 2001. 182с.

Ключевые слова: модель, математическая модель, вычислительный эксперимент, системный подход, методология, миграции планктонных организмов, морфогенез, кристаллография, турбулентность, метеорология, теория поля, дискретное пространство-время, история, (гео)политика, свобода, информация, ресурсы, этика, союз, актор, целеполагание, рефлексия, оператор, устройство, псиатом, воля, власть.

ДЕЙСТВИЕ, НАРУШАЮЩЕЕ ЧЕТНОСТЬ В  $SU(2) \times U(1)$   
КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ ПРИ КОНЕЧНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ.

Профessor Жуковский *B. Ч.*, аспирант Разумовский *A. С.*

Хорошо известным фактом является то, что в пространствах нечетной размерности к действию материи и калибровочных полей максвелловского или янг-милсовского типа добавляется исходно (или получается как следствие теории) слагаемое известное как топологический член Черна-Саймойнса [1]. Фундаментальное свойство последнего есть то, что оно не является инвариантным относительно так называемых "больших" калибровочных (нетривиальных гомотопических) преобразований. Как следствие этого, необходимым требованием того, чтобы интеграл по траекториям (или выражение  $\exp(iS_{CS})$ ) принимал единственное значение, является наложение условия квантования на топологическую массу Черна-Саймонса. Такое требование, когда этот коэффициент квантуется в единицах  $\frac{g^2}{4\pi}$ , приводит к восстановлению инвариантности теории относительно больших калибровочных преобразований в целом. Однако, все высказанное справедливо только для безтемпературной КТП. Ситуация изменяется коренным образом, как только температура становится конечной. Это связано с тем, что разложения по теории возмущений приводят к неквантованным, зависящим от температуры коэффициентам Черна-Саймонса [2] и, на первый взгляд, задача восстановления большой калибровочной инвариантности может показаться неразрешимой. В ряде последних работ [3,4,5] было показано, что хотя пертурбативные разложения и приводят к температурной зависимости коэффициента Черна-Саймонса, тем не менее, есть все основания полагать, что полное эффективное действие восстанавливает свою калибровочную инвариантность.

Поскольку массовый член Черна-Саймонса приобретает радиационные поправки на более высоких порядках разложения, это приводит к тому, что структура эффективной теории должна модифицироваться для того, чтобы сохранить инвариантность относительно этих больших калибровочных преобразований. Однако такая задача восстановления инвариантности является весьма нетривиальной и может быть решена лишь в некоторых предельных случаях. Одним из таких является случай статического предела ( $\vec{p} \rightarrow 0, p_0 = 0$ ) [6]. Оказывается, что в таком пределе лидирующий порядок калибровочно инвариантного нарушающего четность эффективного действия, полученного в однопетлевом приближении в точности совпадает с выражением для однопетлевого нарушающего четность действия, полученного в специальной калиб-

ровке фоновых полей  $A_0 = A_0(t)$ ,  $\bar{A} = \bar{A}(\bar{x})$ . Более того, основываясь на знании этого однопетлевого выражения, а также пользуясь "большим" калибровочным тождеством Уорда [7], можно восстановить лидирующие порядки нарушающего четность эффективного действия в любом петлевом приближении [5].

Именно в этом смысле, вычисление такого однопетлевого эффективного действия, в вышеупомянутой специальной калибровке фоновых полей, представляет особый интерес как для случая абелевых, так и неабелевых полей [4].

В настоящей работе получено точное выражение для той части конечнотемпературного эффективного действия массивных фермионов в пространстве размерности (2+1), находящихся на фоне одновременно как абелевых так и неабелевых полей специальной калибровки, которая приводит к нарушению четности теории. Под специальной калибровкой мы понимали такую, которая обеспечивает равенство нулю электрических и независимость от времени магнитных полей. Как было показано, это действие нетривиальным образом перепутывает обе компоненты калибровочных полей, в частности воспроизводя ранее полученные результаты при равенстве нулю одного из них. При стремлении температуры к нулю - действие распадается на полу- сумму двух слагаемых, которые представляют собой действия Черна-Саймонса для абелевого и неабелевого поля соответственно.

## Литература

1. Deser S., Jackiw R., Tempelton S., Phys.Rev.Lett. 1982., p.975.
2. Babu K. S., Das A., Panigrahi P., Phys.Rev. 1987., p.3725.  
Bralic N., Fosco C., Schaposnik F., Phys.Lett. 1996., p.199.
3. Cabra D., Fradkin E., Rossini G., Schaposnik F., Phys.Lett. 1996., p.434.
4. Dunne G., Lee K., Lu Ch., Phys.Rev.Lett. 1997., p.3434.
5. Fosco C., Rossini G., Schaposnik F., Phys.Rev. 1997., p.6547.
6. Brandt F., Das A., Frenkel J., Rao K., Phys.Lett. 2000., p.393.
7. Brandt F., Das A., Frenkel J., Phys.Rev. 2000.
8. Das A., Dunne G., Frenkel J., Phys.Lett. 2000., p

## МАЙОРАНОВСКИЕ НЕЙТРИНО В ЛЕПТОН-ПРОТОННЫХ ПРОЦЕССАХ

Профессор *Али А.* (DESY, Hamburg), профессор *Борисов А. В.*,  
аспирант *Журидов Д. В.*

В настоящее время имеются экспериментальные указания на то, что нейтрино обладают массой [1]. Наиболее убедительными являются наблюдения тремя независимыми группами осцилляций нейтринных ароматов (см. обзор [2]). Указанные осцилляции естественно объясняются [3] тем, что нейтрино  $\nu_l$  определенного аромата ( $l = e, \mu, \tau$ ) представляет собой когерентную суперпозицию состояний  $\nu_i$  с определенными массами  $m_i$ :

$$\nu_l = \sum_i U_{li} \nu_i, \quad (1)$$

где коэффициенты  $U_{li}$  образуют матрицу лептонного смешивания.

Одна из фундаментальных и до сих пор нерешенных проблем физики элементарных частиц — природа массы нейтрино: дираковская она или майорановская. Дираковское нейтрино несет лептонное число, отличающее его от антинейтрино, и механизм генерации дираковских масс такой же, как масс квarks и заряженных лептонов в стандартной модели [3]. Майорановское же нейтрино — истинно нейтральная частица, тождественная своей античастице. Майорановский массовый член в лагранжиане не сохраняет лептонное число, изменяя его на две единицы. Поэтому майорановские нейтрино могут приводить к ряду процессов с несохранением лептонного числа, поиск которых представляет одно из важных направлений современной экспериментальной физики элементарных частиц. К их числу относятся процессы рождения пар лептонов одного знака заряда в глубоконеупругих адрон-адронных и лептон-адронных столкновениях при высоких энергиях:  $p\bar{p} \rightarrow l^\pm l^\pm X$  [4],  $e^+ p \rightarrow \nu l^+ l^+ X$  [5] и др. В теориях, обобщающих стандартную модель, часто используется «качельный» (seesaw) механизм генерации нейтринных масс (см., например, [6]), позволяющий достаточно естественно ввести майорановские нейтрино двух типов: легкие и тяжелые. В минимальной схеме с тремя лептонными поколениями указанный механизм дает спектр масс, отвечающий шести майорановским нейтрино — трем легким и трем тяжелым. В нейтринные состояния  $\nu_l$  с определенными ароматами (1) тяжелые массовые состояния дают относительно малый вклад, так что эффективные массы нейтрино  $\nu_l$  оказываются малыми. Тем не менее, эффекты легких и тяжелых майорановских нейтрино в процессах с несохранением лептонного числа конкурируют, так как масть параметра смешивания  $U_{lN}$  для тяжелых нейтрино  $N$  может ком-

пенсироваться малостью массы легких нейтрино  $\nu$ , для которых сечение процесса пропорционально  $m_\nu^2$  [5].

В настоящей работе исследованы возможности наблюдения процесса

$$e^+ p \rightarrow \nu \bar{\nu}_e l^+ l^+ X \quad (2)$$

и кросс-симметричного ему процесса

$$\nu_e p \rightarrow e^- l^+ l^+ X \quad (3)$$

в условиях действующего  $ep$ -коллайдера HERA (DESY) [1] и проектируемого суперколлайдера VLHC (см., например, [7]) и в предположении, что эти процессы идут за счет обмена тяжелым майорановским нейтрино.

Мы рассмотрели область высоких энергий,

$$\sqrt{s} >> m_W, \quad (4)$$

и, как и в работе [4], для расчета сечения процесса использовали главное приближение метода эквивалентных векторных бозонов (ЭВБ) [8], пренебрегая вкладом их поперечных поляризаций и смешиванием夸克ов. Была выбрана также простейшая структура массового спектра тяжелых нейтрино:

$$m_{N1} \equiv m_N \ll m_{N2} < m_{N3}, \dots,$$

и предположено, что вместе с (4) выполнено условие

$$\sqrt{s} \ll m_{N2}.$$

В этом случае основной вклад в сечение дает лишь одно тяжелое майорановское нейтрино с наименьшей массой  $m_N$ .

В рассматриваемом случае (4) сечения процессов (2) и (3) оказываются одинаковыми и в приближении ЭВБ выражаются в виде свертки сечения подпроцесса  $W^+ W^- \rightarrow l^+ l^+$ ,  $W$ -бозонной светимости системы «кварк-лептон» и соответствующего распределения夸克ов в протоне. В численном расчете сечения процесса  $\sigma$  мы использовали набор партональных распределений CTEQ6 [9] и ограничения на параметры смешивания, полученные из прецизионных измерений электрослабых процессов, а также из данных по поиску безнейтринного двойного бета-распада (см. [4]).

В качестве критерия наблюдаемости процесса выбрано условие  $\sigma L \geq 1$  ( $L$  — годовая светимость данного коллайдера), отвечающее регист-

рации не менее одного события в год. Было показано, что как для действующего коллайдера HERA ( $\sqrt{s} = 370$  ГэВ,  $L = 1 \text{ фб}^{-1}$ ), так и для планируемого суперколлайдера VLHC ( $\sqrt{s} = 6320$  ГэВ,  $L = 1,4 \text{ фб}^{-1}$ ) имеет место ограничение  $\sigma L \ll 1$ , что означает практическую ненаблюдаемость процессов (2) и (3) при указанных значениях параметров коллайдеров. Для возможной регистрации процессов необходимо значительно повысить светимость и/или энергию коллайдера. Так, для светимости  $L = 100 \text{ фб}^{-1}$  наблюдаемость возможна при  $\sqrt{s} > 16,1$  ТэВ, причем такой коллайдер чувствителен к массам нейтрино  $m_N \sim 1$  ТэВ.

Рассмотренные лептон-протонные процессы выгодно отличаются от протон-протонных процессов отсутствием фоновых процессов, обусловленных стандартными взаимодействиями с сохранением лептонного числа [5]. В случае же  $pp$ -рассеяния возможны стандартные каскадные процессы, приводящие к рождению дилептонов с сигнатурой (+ +) или (− −) [10].

## Литература

1. *Particle Data Group Collab.: Hagiwara K. et al.* // Phys. Rev. D, 2002, **66**, 010001.
2. *Pakvasa S., Valle J. W. F.* E-print Archive: hep-ph/0301061.
3. *Боум Ф., Фогель П.* Физика массивных нейтрино. — М.: Мир, 1990.
4. *Ali A., Borisov A. V., Zamorin N. B.* // Frontiers of Particle Physics. — Proc. of the Tenth Lomonosov Conf. on Elementary Particle Physics (Moscow, 23–29 August 2001). / Ed. A. I. Studenikin. — Singapore: World Scientific, 2003. — P. 74–79.
5. *Flanz M., Rodejohann W., Zuber K.* // Phys. Lett. B, 2000, **473**, 324; *Rodejohann W., Zuber K.* // Phys. Rev. D, 2000, **62**, 094017.
6. *Kayser B.* E-print Archive: hep-ph/0211134.
7. *de Almeida Jr. F. M. L., Coutinho Y. A., Martins Simões J.A., do Vale M. A. B.* E-print Archive: hep-ph/0201032.
8. *Dawson S.* // Nucl. Phys. B, 1985, **249**, 42; *Kuss I., Spiesberger H.* Phys. Rev. D, 1996, **53**, 6078.
9. *Pumplin J., Stump D. R., Huston J., Lai H. L., Nadolsky P., Tung W. K.* E-print Archive: hep-ph/0201195.
10. *Datta A., Guchait M., Roy D. P.* Phys. Rev. D, 1993, **47**, 961.

## ОБ ОДНОМ ОБОБЩЕНИИ УРАВНЕНИЯ КЕММЕРА-ДАФИНА

Научн. сотрудник Соловьев А.В.

Картановская теория спиноров допускает естественное обобщение на случай финслеровой геометрии [1, 2]. При этом оказывается, что соответствующие *финслеровы N-спиноры* могут существовать лишь в  $N^2$ -мерных плоских финслеровых пространствах с метрическими функциями, определяемыми однородными алгебраическими формами степени  $N > 2$  дифференциалов координат.

Простейшими являются финслеровы 3-спиноры в 9-мерном пространстве с метрикой

$$ds^3 = G^{ABC} dx_A dx_B dx_C = (dx_0^2 - dx_1^2 - dx_2^2 - dx_3^2) dx_8 - (dx_4^2 + dx_5^2 + dx_6^2 + dx_7^2) dx_0 + 2(dx_4 dx_6 + dx_5 dx_7) dx_1 + 2(dx_5 dx_6 - dx_4 dx_7) dx_2 + (dx_4^2 + dx_5^2 - dx_6^2 - dx_7^2) dx_3,$$

где  $G^{ABC}$  – полностью симметричный тензор. Данная метрика инвариантна относительно преобразований линейного представления  $(1, 1; 0, 0)$  группы  $SL(3, \mathbf{C})$ . В 4-мерном пределе она факторизуется следующим образом  $ds^3 = \text{const } ds^2$ , где  $ds^2 = dx_0^2 - dx_1^2 - dx_2^2 - dx_3^2$  – метрика Минковского.

В работах [3, 4] было предложено  $SL(3, \mathbf{C})$ -ковариантное волновое уравнение для свободной частицы, описываемой парой финслеровых 3-спинорных функций  $\zeta^a(x)$ ,  $\eta_{\dot{c}}(x)$  и имеющее вид

$$\begin{aligned} \partial^{a\dot{c}} \eta_{\dot{c}}(x) &= M \zeta^a(x), \\ \partial_{a\dot{c}} \zeta^a(x) &= M^2 \eta_{\dot{c}}(x), \end{aligned}$$

где  $\partial^{a\dot{c}}$  и  $\partial_{a\dot{c}}$  – линейные дифференциальные операторы первого и второго порядков соответственно,  $M$  – масса частицы, индексы  $a, \dot{c} = 1, 2, 3$ .

Показано, что это волновое уравнение может быть представлено в форме матричного дифференциального уравнения первого порядка

$$(i\delta^A \partial_A - M) \Psi(x) = 0,$$

где  $\Psi(x)$  – 15-компонентный столбец, а  $15 \times 15$ -матрицы  $\delta^A$  удовлетворяют обобщенным условиям Кеммера-Дафина

$$\delta^{(A} \delta^B \delta^C \delta^{D)} = 6 \{ G^{ABC} \delta^D + G^{ABD} \delta^C + G^{ACD} \delta^B + G^{BCD} \delta^A \};$$

здесь круглые скобки означают симметризацию по всем индексам. Найдена явная реализация всех девяти  $\delta^4$ -матриц. Таким образом, можно говорить о финслеровом аналоге уравнения Кеммера-Даффина.

Весьма интересен вопрос о соответствии полученного волнового уравнения физической реальности. Установлено, что, в результате размерной редукции, при переходе к 4-мерному пространству-времени Минковского это уравнение расщепляется на:

1) уравнение Дирака для частицы со спином 1/2

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - M)\psi(x) = 0, \\ \gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu = 2g^{\mu\nu};$$

2) уравнение Кеммера-Даффина для частицы со спином 0

$$(i\beta^\mu \partial_\mu - M)\varphi(x) = 0, \\ \beta^\mu \beta^\nu \beta^\lambda = 2\{g^{\mu\nu} \beta^\lambda + g^{\lambda\mu} \beta^\nu + g^{\lambda\nu} \beta^\mu\}.$$

Здесь  $\gamma^\mu$  – 4×4-матрицы Дирака,  $\beta^\mu$  – 5×5-матрицы Кеммера-Даффина,  $g^{\mu\nu}$  – метрический тензор пространства-времени Минковского, индексы  $\mu, \nu, \lambda = 0, 1, 2, 3$ .

Полученный результат означает, что 4-мерные волновые уравнения для частиц с наименьшими возможными полуцелым и целым спинами объединяются в рамках одного волнового уравнения типа Кеммера-Даффина на фоне 9-мерного плоского финслерова пространства с метрикой  $ds^3$  специального вида.

## Список литературы

1. *Finkelstein D.* Hyperspin and Hyperspace. Phys. Rev. Lett., v. 56, p. 1532-1533 (1986).
2. *Solov'yov A.V., Vladimirov Yu.S.* Finslerian  $N$ -spinors: Algebra. Int. J. Theor. Phys., v. 40, p. 1511-1523 (2001).
3. *Finkelstein D., Finkelstein S.R., Holm C.* Hyperspin Manifolds. Int. J. Theor. Phys., v. 25, p. 441-463 (1986).
4. *Владимиров Ю.С., Соловьев А.В.* Обобщенные уравнения Дирака для свободных частиц в бинарной геометрофизике. Изв. вузов. Физика, № 6, с. 51-59 (1992).

## АЛГЕБРА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Аспирант Болохов С. В., вед. научн. сотр. Владимиров Ю. С.

В работе предложен вариант алгебраического описания электро-слабых и сильных взаимодействий в рамках реляционной теории пространства-времени [1, 2], называемой также бинарной геометрофизикой.

В соответствии с основными принципами данного подхода акт взаимодействия частиц описывается путем введения двух абстрактных дискретных множеств  $M^{(in)}, N^{(out)}$  (соответствующих “начальному” и “конечному” состоянию многочастичной системы в духе теории S-матрицы) и заданием комплексных отношений  $u_{i\alpha}$  между каждой парой элементов  $i \in M^{(in)}, \alpha \in N^{(out)}$  из разных множеств, т.е.  $M^{(in)} \times N^{(out)} \rightarrow \mathbf{C}$ . Постулируется существование инвариантной функции  $\Phi_{(r,r)}(u_{i\alpha}, u_{k\beta}, \dots)$ , от  $r^2$  бинарных отношений между элементами в пределах подмножества, содержащего по  $r$  элементов из каждого множества  $M^{(in)}, N^{(out)}$ , и принимающей нулевое значение для любого такого подмножества (это так называемый принцип фундаментальной симметрии, позволяющий найти  $\Phi$  в общем виде как антисимметричную форму  $\Phi_{(r,r)} = \det[u_{i_{(a)}\alpha_{(b)}}]$ , где  $i_{(a)} \in M^{(in)}, \alpha_{(b)} \in N^{(out)}; a, b = 1, \dots, r$ , причем

$$u_{i_{(a)}\alpha_{(b)}} = \sum_{l=1}^{r-1} i_{(a)}^l \alpha_{(b)}^l, \text{ а величины } i_{(a)}^l (\alpha_{(a)}^l) \text{ суть параметры элемента } i_{(a)}$$

$(\alpha_{(a)})$ , т.е. парные отношения этого элемента к набору каких-либо  $r-1$  выделенных (“эталонных”) элементов множества  $N^{(out)}(M^{(in)})$ ). Говорят, что на множествах  $M^{(in)}, N^{(out)}$  задана *бинарная система комплексных отношений (БСКО симметричного ранга  $(r, r)$ )*, а набор эталонных элементов образует *базис БСКО* (аналог системы отсчета). Согласно [1, 2], переход между базисами задается группой  $SL(r-1, \mathbf{C})$ , фундаментальное представление которой реализуется в пространстве параметров элементов, благодаря чему совокупность параметров  $i^l$  отдельно взятого элемента  $i$  представляет собой финслеров ( $r-1$ )-спинор [3].

По определенным правилам можно осуществить отображение пространства  $\mathbf{FS}^{r-1}$  таких спиноров в  $(r-1)^2$ -мерное пространство  $\mathbf{X}_R^{(r-1)^2}$  вещественных векторов  $x^A$ , снаженное финслеровой метрикой (степени однородности  $r-1$ ), инвариантной относительно действия группы  $SL(r-1, \mathbf{C})$  в следующем представлении:

$L[S]_B^A = \frac{1}{2} \text{tr}(\lambda^A S \lambda_B S^+)$ ,  $A, B = 1, \dots, (r-1)^2$ , где  $S \in SL(r-1, \mathbf{C})$ , а  $\lambda^A$  – базис в пространстве эрмитовых  $(r-1) \times (r-1)$ -матриц [3]. Это обобщение известного 2-в-1-отображения  $SL(2, \mathbf{C}) \rightarrow O_+^\uparrow(3,1)$ , которое непосредственно получается в случае БСКО ранга (3,3).

Показано, что для описания геометрии пространства-времени и физических взаимодействий достаточно взять  $r=6$ . При этом всякой взаимодействующей частице (лептону, кварку и т.д.) ставится в соответствие 3 элемента, каждый из которых характеризуется 5-спинором в  $\mathbf{FS}^5$ . Поэтому частица в каждом состоянии (начальном и конечном) описывается комплексной  $3 \times 5$ -матрицей из параметров элементов. Так называемая *процедура 3+2-расщепления* основана на представлении  $\mathbf{FS}^5 = \mathbf{FS}^2 \times \mathbf{FS}^3$ , в связи с чем  $3 \times 5$ -матрица расщепляется на 2 матрицы:  $3 \times 2$ -матрицу так называемых *внешних* параметров (2-спиноров в  $\mathbf{FS}^2$ , реализующих БСКО ранга (3,3), в рамках которой строятся 4-импульсы (токи) частиц, спинорные величины, прообраз уравнения Дирака, а также осуществляется переход к координатно-импульсному представлению) и  $3 \times 3$ -матрицу *внутренних* параметров (3-спиноров в  $\mathbf{FS}^3$ , реализующих БСКО (4,4)), которая характеризует свойства частиц по отношению к взаимодействиям (она описывает адрон или лептон во “внутреннем” зарядовом пространстве). При этом общая группа  $SL(5, \mathbf{C})$  рецируется до произведения подгрупп  $SL(2, \mathbf{C}) \times SL(3, \mathbf{C})$ .

Прообразом действия системы для пары частиц служит так называемое *базовое 6×6-отношение* – антисимметричная форма парных отношений на подмножестве элементов частиц в начальном и конечном состояниях, инвариантная относительно  $SL(5, \mathbf{C})$  и в известном смысле эквивалентная фоккер-фейнмановскому представлению лагранжиана [2].

Считается, что для осуществления акта взаимодействия двух частиц они должны иметь различные матрицы внутренних параметров, в противном случае взаимодействия не произойдет. (Это обусловлено обращением в нуль характерных определителей в базовом отношении.) Иными словами, частицы должны находиться в различных внутренних состояниях.

Вводится по крайней мере 2 типа таких состояний: так называемое “основное”, или *U*-состояние, характеризуемое невырожденностью матрицы внутренних параметров, и ряд “возбужденных” *X*-состояний, которых может быть несколько (например, в случае адронов это соответствует сильному взаимодействию через 8 глюонов в КХД). В процессе взаимодействия частицы обмениваются *U*- и *X*-состояниями, что

аналогично механизму обмена виртуальными бозонами в стандартной модели [2].

В соответствии с общим формализмом, путем отображения  $FS^3 \rightarrow X_R^9$  вводится 9-мерное векторное пространство с финслеровой кубичной метрикой  $G_{ABC}$ . Каждому  $X$ -состоянию сопоставляется 9-вектор в этом пространстве. Он может быть неизотропным, изотропным и дважды изотропным (при этом матрица  $X$ -состояния имеет соответственно ранг 3, 2, 1). Тип 9-вектора определяет *канал взаимодействия*, в котором участвует частица.

Условия изотропии 9-вектора могут быть выражены на языке матриц  $U$ - и  $X$ -состояний [6]. Именно, определено соответствие  $X \otimes U \rightarrow X(\lambda) = X - \lambda U \subset E^{(\lambda)}$ , где  $E^{(\lambda)}$  — пространство комплексных  $\lambda$ -матриц, имеющих структуру  $E(\lambda)_{ik} = \sum_l E_{ik}^{(l)} \lambda^l; E_{ik}^{(l)}, \lambda^l \in \mathbf{C}$ . Введенная  $\lambda$ -матрица  $X(\lambda)$  допускает классификацию по методу Петрова [4, 5, 6]. Соответствующие канонические типы принято отображать на диаграмме Пенроуза-Петрова.

Найденные канонические типы  $\lambda$ -матрицы  $X(\lambda)$  следующим образом соотносятся с известными каналами взаимодействий.

1) Нейтральным (по цветовому заряду) каналам сильных взаимодействий (через  $\lambda_3$ - и  $\lambda_8$ -глюоны в базисе Картана-Вейля) отвечают соответственно типы  $N[(1,2)]$  и  $D[(1,1)(1)]$ .

2) Нейтральным (по электрическому заряду) каналам электрослабых взаимодействий (через фотон  $\gamma$  и бозон  $Z^0$ ) отвечают типы  $\Pi[(2)(1)]$  и  $I[(1)(1)(1)]$ .

3) Заряженным каналам (по цвету —  $X^\pm, Y^\pm, Z^\pm$ -глюонам, по электрическому заряду —  $W^\pm$ -бозонам) отвечает тип  $D[(1,1)(1)]$ .

Данная классификация является  $SL(3,\mathbf{C})$ -инвариантной. Она покрывает все пространство внутренних состояний частицы и (в сочетании с условиями изотропии 9-вектора в  $X_R^9$ ) позволяет говорить об описании сильных и электрослабых взаимодействий в рамках единой алгебраической схемы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Владимиров Ю. С. Метафизика. М.: Бином. Лаборатория базовых знаний. 2002.
2. Yu. S. Vladimirov. Principles of a Unified Theory of Spacetime and Physical Interactions. (hep-th/0111021).
3. A.V.Solov'yov, Yu.S.Vladimirov. Finslerian N-Spinors: Algebra //Int. J. Theor. Phys. Vol.40 (8), (2001), p.p. 1511-1523.

4. *Петров А.З.* Пространства Эйнштейна. М.:Наука, 1969.
5. *Владимиров Ю.С.* Системы отсчета в теории гравитации. М.: Энергоиздат, 1982.
6. *S. V. Bolochov, Yu. S. Vladimirov.* Алгебраический подход к описанию электрослабых и сильных взаимодействий // Abstracts of 11-th International conf. “Theoretical and experimental problems of General Relativity and Gravitation”, Tomsk, 2002, p.18-20.

## КВАНТОВЫЕ ПОПРАВКИ В $N=1$ СУПЕРСИММЕТРИЧНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ, РЕГУЛЯРИЗОВАННОЙ ВЫСШИМИ ПРОИЗВОДНЫМИ

Аспирант *Солошенко А.А.*, доцент *Степаньянц К.В.*

Показано, что двух- и трехпетлевой вклады в  $\beta$ -функцию  $N=1$  суперсимметричной электродинамики, регуляризованной высшими производными, равны 0, что находится в соответствии с рассуждениями, основанными на аномалиях. Дан анализ предложенного решения проблемы аномалий и установлена причина различия в результатах для  $\beta$ -функции с методом размерной редукции.

Хорошо известно [1, 2], что в суперсимметричных теориях аксиальная аномалия и аномалия следа тензора энергии-импульса принадлежат одному супермультиплету. В силу теоремы Адлера-Бардина [3] аксиальная аномалия является чисто однопетлевой, тогда как аномалия следа пропорциональна  $\beta$ -функции [4]. Поэтому суперсимметричная инвариантность должна по-видимому приводить к тому, что в суперсимметричных теориях поправки к  $\beta$ -функции должны существовать только в однопетлевом приближении [5]. Этот факт действительно имеет место в  $N=2$  суперсимметричных теориях. Однако вычисления, выполненные для  $N=1$  суперсимметричных моделей в рамках метода размерной редукции, показали, что двухпетлевой вклад в  $\beta$ -функцию оказывается отличным от нуля. Полученное противоречие получило в литературе название “проблемы аномалий”.

Предпринимались неоднократные попытки решения этой проблемы. Например, в работе [6] возникновение проблемы аномалий объяснялось различием между вильсоновским эффективным действием и производящим функционалом  $\Gamma$  для одночастично неприводимых диаграмм. При этом утверждалось, что константа связи в вильсоновском действии является чисто однопетлевой, тогда как константа связи в  $\Gamma$

имеет поправки во всех порядках теории возмущений. Для  $\beta$ -функции было получено точное во всех порядках выражение, связывающее ее с аномальной размерностью суперполей материи. Ранее такое выражение было построено в работе [7], исходя из требования ренорминвариантности инстанционных вкладов в эффективное действие, и получило название “точная  $\beta$ -функция Новикова, Шифмана, Вайнштейна и Захарова (NSVZ)”. Для случая  $N=1$  суперсимметричной электродинамики, который далее и будет рассматриваться, точная NSVZ  $\beta$ -функция имеет следующий вид:

$$\beta(\alpha) = \frac{\alpha^2}{\pi} (1 - \gamma(\alpha)),$$

где  $\gamma(\alpha)$  – аномальная размерность суперполя материи. Оказалось, что NSVZ  $\beta$ -функция точно согласуется с двухпетлевыми вычислениями, выполненными с использованием размерной редукции, однако в трехпетлевом приближении были выявлены разногласия между ее предсказаниями и конкретными вычислениями, которые однако могут быть устранены специальным выбором схемы перенормировки.

Тем не менее, в решении проблемы аномалий, предложенном в [6], оставались некоторые не совсем ясные моменты и прежде всего связь между  $\Gamma$  и вильсоновским действием. Существование этой проблемы привело к появлению несколько иного решения проблемы аномалий, предложенного в работе [8]. В этой работе было показано, что преобразования масштабирования полей в суперсимметричных теориях являются аномальными, благодаря чему в зависимости от выбираемой нормировки полей может возникать либо чисто однопетлевой результат, либо точная NSVZ  $\beta$ -функция. Однако явными вычислениями этот результат подтвержден в работе [8] не был.

Было бы естественным предположить, что чисто однопетлевой результат может возникнуть при использовании регуляризации высшими ковариантными производными [9], дополненной регуляризацией Паули-Вилларса для устранения остаточных однопетлевых расходимостей. Для того, чтобы убедиться в правильности сделанного предположения нами были проделаны трехпетлевые вычисления в  $N=1$  суперсимметричной квантовой электродинамике, как в наиболее простой суперсимметричной теории.

Действие рассматриваемой модели, регуляризованной высшими производными (в абелевом случае нет необходимости в ковариантных производных), выглядит следующим образом:

$$S = \frac{1}{4e_0^2} \text{Re} \int d^4x d^2\theta W_a C^{ab} \left( 1 + \frac{\partial^{2n}}{\Lambda^{2n}} \right) W_b + \frac{1}{4} \int d^4x d^4\theta (\phi^* e^{2V} \phi + \tilde{\phi}^* e^{-2V} \tilde{\phi})$$

Остаточные однопетлевые расходимости регуляризуются добавлением в производящий функционал антисимметрических суперполей Паули-Вилларса с массой  $M=a\Lambda$ , где  $a$  – некоторая постоянная.

Благодаря суперсимметричной калибровочной инвариантности перенормированное действие модели может быть записано как:

$$\begin{aligned} S_{ren} = & \frac{1}{4e^2(\Lambda/\mu)} \text{Re} \int d^4x d^2\theta W_a C^{ab} \left( 1 + \frac{\partial^{2n}}{\Lambda^{2n}} \right) W_b + \\ & + \frac{1}{4} Z(\Lambda/\mu) \int d^4x d^4\theta (\phi^* e^{2V} \phi + \tilde{\phi}^* e^{-2V} \tilde{\phi}) \end{aligned}$$

где для простоты были опущены слагаемые с полями Паули-Вилларса. При этом в наших обозначениях  $\beta$ -функция и аномальная размерность определяются как:

$$\beta = \frac{d}{d \ln \mu} \left( \frac{e^2}{4\pi} \right); \quad \gamma = \frac{d \ln Z}{d \ln \mu}.$$

После вычисления одно-, двух- и трехпетлевых диаграмм с двумя внешними линиями калибровочного суперполя для  $\beta$ -функции был получен результат:

$$\beta = \frac{\alpha^2}{\pi} + O(\alpha^5),$$

где первое слагаемое соответствует однопетлевому вкладу, а двух- и трехпетлевой вклады оказались равными нулю. Таким образом,  $\beta$ -функция полностью определяется однопетлевым приближением, что находится в соответствии с аргументами, основанными на исследовании аномалий.

Как в двух-, так и в трехпетлевом приближении исчезновение соответствующих вкладов в  $\beta$ -функцию происходит следующим образом: сумма всех двухпетлевых (трехпетлевых) диаграмм сокращается суммой однопетлевых (двухпетлевых) контрчленных диаграмм с контрчленными вставками на линиях суперполей материи. Последняя сумма представляет собой так называемую аномалию Кониши и в данном методе может быть вычислена точно во всех порядках теории возмущений. Для нее было получено выражение [10]:

$$\Delta\beta = \frac{\alpha^2}{\pi} \gamma(\alpha)$$

Отсюда следует, что если в данной теории  $\beta$ -функция действительно целиком определяется однопетлевым приближением, то сумма диаграмм, не содержащих контрчленных вставок на линиях полей материи, дает в  $\beta$ -функцию вклад

$$\beta(\alpha) = \frac{\alpha^2}{\pi} (1 - \gamma(\alpha)),$$

т.е. без учета вклада аномалии Кониши мы получаем точный результат Новикова, Шифмана, Вайнштейна, Захарова. Такая ситуация в данной модели имеет место, если в перенормированном действии мы перейдем к канонической нормировке суперполей материи

$$S_{ren} = \frac{1}{4e^2} Z_3(\Lambda/\mu) \operatorname{Re} \int d^4x d^2\theta W_a C^{ab} W_b + \frac{1}{4} \int d^4x d^4\theta (\phi^* e^{2V} \phi + \tilde{\phi}^* e^{-2V} \tilde{\phi})$$

Тогда контрчленные диаграммы не будут давать вклад в  $\beta$ -функцию (аномалия Кониши переходит в аномалию масштабирования) и мы имеем явное подтверждение рассуждениям работы [8].

С аномалией Кониши также связан тот факт, что для схемнонезависимой двухпетлевой  $\beta$ -функции мы получили результат, отличный от результата, полученного в рамках метода размерной редукции. Как оказывается, вычисления в методе размерной редукции для аномалии Кониши дают нулевое значение [10]. Это является следствием того факта, что в суперсимметричных теориях аномалия Кониши тесно связана с аномалией аксиального тока теории, а именно справедливо утверждение: если аксиальная аномалия равна нулю, то и аномалия Кониши также равна нулю. Из-за внутренних противоречий, присущих методу, размерная редукция, не нарушая суперсимметрию (в низших петлях), сохраняет киральную симметрию; поэтому если не накладывать неких дополнительных условий, в методе размерной редукции для аксиальной аномалии получается неверное нулевое значение и, как следствие, неверный результат для  $\beta$ -функции.

Таким образом, метод высших ковариантных производных, по всей видимости, дает наиболее естественное решение проблемы аномалий.

## Литература

1. S.Ferrara, B.Zumino, Nucl.Phys. **B 87**, (1975), 207.
2. T.E.Clark, O.Piquet, K.Sibold, Nucl.Phys. **B143**, 445, (1978).

3. S.L.Adler, W.A.Bardeen, Phys.Rev. **182**, 1517, (1969).
4. S.L.Adler, J.C.Collins, A.Duncan, Phys.Rev. **D 15**, 1712, (1977).
5. V.A.Novikov, M.A.Shifman, A.I.Vainshtein, V.I.Zakharov, Phys.Lett. **157 B**, (1985), 169.
6. M.Shifman, A.Vainshtein, Nucl.Phys. **B 277**, (1986), 456.
7. V.Novikov, M.Shifman, A.Vainshtein, V.Zakharov, Phys.Lett. **166 B**, (1985), 329.
8. N.Arkani-Hamed, H.Mirayama, Holomorphy, rescaling anomalies and exact  $\beta$ -functions in supersymmetric theories, hep-th/9707133.
9. A.A.Slavnov, Theor.Math.Phys. **23**, (1975), 3.
10. K.Stepanyantz, Anomaly puzzle in  $N=1$  supersymmetric electrodynamics as artifact of dimensional reduction, het-th/0301167.

## ДОСТАТОЧНЫЕ УСЛОВИЯ КОРРЕКТНОСТИ КВАНТОВОГО КИНЕТИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ

Профessor Чеботарев А. М.

В докладе обсуждаются достаточные условия консервативности минимальных решений квантового кинетического уравнения (ККУ) для класса задач квантовой оптики с гамильтонианами, являющимися самосопряженными полиномами конечного порядка по операторам рождения и уничтожения. Порядок гамильтониана может быть больше, чем порядок вполне положительной части генератора уравнения. Свойство консервативности (или унитальности) минимального решения обеспечивает его единственность, т.е. в унитальном случае формальный генератор единственным образом определяет решение ККУ. В этом случае решение сохраняет единичную наблюдаемую в гейзенберговском представлении или след начального состояния в шредингеровском представлении. Аналогами условия консервативности для классических кинетических уравнений (уравнение теплопроводности и уравнение Колмогорова-Феллера) являются условия отсутствия взрыва или ухода решения на бесконечность.

### Литература

*А.М. Чеботарев, С.Ю. Шустиков, ``Достаточные условия консервативности минимальной квантовой динамической полугруппы'', Математические заметки, 2002, **71**, N5, стр. 761--781.*

## КВАЗИКЛАССИЧЕСКАЯ МЕХАНИКА СИСТЕМ СО СВЯЗЯМИ

Ст. научн. сотр. *Шведов О.Ю.*

Одним из наиболее универсальных методов приближенного решения уравнений квантовой механики (с малым параметром  $\hbar \rightarrow 0$  при операторе дифференцирования)

$$i \frac{\partial \Psi^t(q)}{\partial t} = \frac{1}{\hbar} H(\sqrt{\hbar} \hat{q}, \sqrt{\hbar} \hat{p}) \Psi^t(q), \quad q \in R^n, t \in R, \quad (1)$$

где  $\hat{q}_i = q_i, \hat{p}_i = -i\partial/\partial q_i$ , является квазиклассическое приближение. Исторически первым примером квазиклассического решения уравнения (1) являлась ВКБ-функция  $\Psi^t(q) = \phi(q\sqrt{\hbar}) \exp\left(\frac{i}{\hbar} S^t(q\sqrt{\hbar})\right)$ ; однако на сегодняшний день известно много других типов функций, приближенно удовлетворяющих при  $\hbar \rightarrow 0$  уравнению (1). Таковыми [1] являются волновые пакеты

$$\Psi^t(q) = e^{\frac{i}{\hbar} S^t} e^{\frac{i}{\hbar} P^t(q\sqrt{\hbar} - Q^t)} f^t\left(q - \frac{Q^t}{\sqrt{\hbar}}\right), \quad (2)$$

возникающие в теории комплексного ростка Маслова в точке, и их суперпозиции

$$\Psi^t(q) = \int d\alpha e^{\frac{i}{\hbar} S^t(\alpha)} e^{\frac{i}{\hbar} P^t(\alpha)(q\sqrt{\hbar} - Q^t(\alpha))} f^t\left(\alpha, q - \frac{Q^t(\alpha)}{\sqrt{\hbar}}\right), \quad (3)$$

возникающие в теории лагранжевых многообразий с комплексным ростком.

При изучении систем со связями, таких как калибровочные теории, помимо уравнения эволюции (1) следует учитывать также условия связей. Это можно сделать различными способами.

В подходе Дирака [2] связи учитываются как дополнительные условия, накладываемые на волновую функцию

$$\hat{\Lambda}^+_a \Psi^t = 0, \quad a = 1, \dots, M,$$

которые не противоречат друг другу при  $[\hat{\Lambda}^+_a, \hat{\Lambda}^+_b] = i(U^c{}_{ab})^+ \hat{\Lambda}^+_c$ . Основной проблемой в подходе Дирака является введение скалярного произведения.

Еще один подход – алгебраическое квантование (refined algebraic quantization) [3] – основан на учете связей через скалярное произведение теории

$$\langle \Phi, \Phi \rangle = (\Phi, \eta \Phi). \quad (4)$$

При этом оператор  $\eta$  удовлетворяет свойствам

$$\eta^+ = \eta, \quad \eta \geq 0, \quad \eta \hat{\Lambda}_a = 0. \quad (5)$$

В простейшем абелевом случае с непрерывным спектром

$$\eta = \prod_a 2\pi \delta(\hat{\Lambda}_a);$$

в неабелевом случае и при нетривиальных структурных функциях оператор  $\eta$  построен в [3,4]. Два  $\Phi$ -состояния полагаются эквивалентными, если их разность имеет нулевую норму; полученное факторпространство пополняется.

$\Phi$  - и  $\Psi$  - состояния связаны следующим образом:

$$\Psi = \eta \Phi. \quad (6)$$

Будем считать, что связи зависят от малого параметра  $\hbar$  квазиклассически, как

$$\hat{\Lambda}_a = \frac{1}{\hbar} \Lambda_a(\sqrt{\hbar} \hat{q}, \sqrt{\hbar} \hat{p}) + \Lambda^{(1)}_a(\sqrt{\hbar} \hat{q}, \sqrt{\hbar} \hat{p}) + \dots$$

При исследовании квазиклассической механики систем со связями получены следующие результаты [5].

1. Рассмотрим квадрат нормы  $\Phi$ - состояния типа волнового пакета

$$\Phi(q) = c^\hbar e^{\frac{i}{\hbar} S} e^{\frac{i}{\hbar} P(q\sqrt{\hbar} - Q)} f\left(q - \frac{Q}{\sqrt{\hbar}}\right). \quad (7)$$

Оказывается, что  $\langle \Phi, \Phi \rangle$  экспоненциально мало, если точка  $(Q, P)$  не лежит на поверхности связи

$$\Lambda_a(Q, P) = 0, \quad a = 1, \dots, M; \quad (8)$$

в противном случае (при выполнении условия (8))

$$\langle \Phi, \Phi \rangle = \int d\xi f^*(\xi) \prod_a 2\pi \delta(\Xi \hat{\Lambda}_a) f(\xi) = \langle f, f \rangle_{Q,P}, \quad (9)$$

если нормировочный множитель  $c^h = h^{-M/4}$ . Через  $\Xi \hat{\Lambda}_a$  обозначены ли-неаризованные связи

$$\Xi \Lambda_a = \frac{\partial \Lambda_a}{\partial Q} \xi + \frac{\partial \Lambda_a}{\partial P} \frac{1}{i} \frac{\partial}{\partial \xi},$$

которые коммутируют друг с другом.

2. Согласно (5) разность  $\Phi$ -состояний  $\Phi^\tau = e^{-i\tau \mu^a \hat{\Lambda}_a} \Phi$  и  $\Phi$  имеет нулевую норму.

Таким образом, данные  $\Phi$ -состояния калибровочно эквивалентны. Исследуем данное калибровочное преобразование для квазиклассических  $\Phi$ -состояний (7). Оказывается, что

$$\Phi^\tau(q) = c^h e^{\frac{i}{h} S^\tau} e^{\frac{i}{h} P^\tau (q\sqrt{h} - Q^\tau)} f^\tau(q - \frac{Q^\tau}{\sqrt{h}}),$$

где

$$\dot{S}^\tau = P^\tau \dot{Q}^\tau - \mu^a \Lambda_a(Q^\tau, P^\tau), \quad \dot{Q}^\tau = \mu^a \frac{\partial \Lambda_a}{\partial P}(Q^\tau, P^\tau), \quad \dot{P}^\tau = -\mu^a \frac{\partial \Lambda_a}{\partial Q}(Q^\tau, P^\tau),$$

а функция  $f^\tau(\xi)$  удовлетворяет уравнению

$$i \frac{\partial f^\tau(\xi)}{\partial \tau} = \left[ \frac{1}{2} \mu^a (\Xi^2 \Lambda_a)(Q^\tau, P^\tau) + \mu^a \Lambda^{(1)}_a(Q^\tau, P^\tau) \right] f^\tau(\xi).$$

Здесь принято обозначение

$$\Xi^2 O = \xi \frac{\partial^2 O}{\partial Q \partial Q} \xi + \xi \frac{\partial^2 O}{\partial Q \partial P} \frac{1}{i} \frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{1}{i} \frac{\partial}{\partial \xi} \frac{\partial^2 O}{\partial P \partial Q} o \xi + \frac{1}{i} \frac{\partial}{\partial \xi} \frac{\partial^2 O}{\partial P \partial P} \frac{1}{i} \frac{\partial}{\partial \xi}.$$

Таким образом, на квазиклассических состояниях (7) действует калибровочное преобразование

$$\lambda_{\mu\tau}: X = (S, P, Q) \mapsto X^\tau = (S^\tau, P^\tau, Q^\tau), \quad (10)$$

$$V_{\mu\tau}(\lambda_{\mu\tau} X \leftarrow X): f^0 \rightarrow f^\tau. \quad (11)$$

Преобразования  $\{\lambda_{\mu_i}\}$  образуют классическую квазигруппу Баталина [6]: для любых  $\mu_1$  и  $\mu_2$  каждому  $X$  сопоставляется  $\mu_3$ , такое что

$$\lambda_{\mu_1} \lambda_{\mu_2} X = \lambda_{\mu_3(\mu_1, \mu_2, X)} X. \quad (12)$$

Оказывается, что квазигрупповое свойство (12) переносится и на квазиклассический случай

$$V_{\mu_1}(\lambda_{\mu_1} \lambda_{\mu_2} X \leftarrow \lambda_{\mu_2} X) V_{\mu_2}(\lambda_{\mu_2} X \leftarrow X) f = V_{\mu_3}(\lambda_{\mu_3} X \leftarrow X) f.$$

### 3. Рассмотрим уравнение эволюции

$$i \frac{\partial \Phi^t}{\partial t} = [\frac{1}{h} O(\sqrt{h} \hat{q}, \sqrt{h} \hat{p}) + O^{(1)}(\sqrt{h} \hat{q}, \sqrt{h} \hat{p}) + \dots] \Phi^t$$

с начальным условием типа волнового пакета (7). Его решение имеет аналогичный вид

$$\Phi^t(q) = c^h e^{\frac{i}{h} S^t} e^{\frac{i}{h} P^t(q\sqrt{h} - Q^t)} f^t(q - \frac{Q^t}{\sqrt{h}}),$$

где

$$\dot{S}^t = P^t \dot{Q}^t - O(Q^t, P^t), \quad \dot{Q}^t = \frac{\partial O}{\partial P}(Q^t, P^t), \quad \dot{P}^t = -\frac{\partial O}{\partial Q}(Q^t, P^t),$$

а функция  $f'(\xi)$  удовлетворяет уравнению

$$i \frac{\partial f^t(\xi)}{\partial t} = \left[ \frac{1}{2} (\Xi^2 O)(Q^t, P^t) + O^{(1)}(Q^t, P^t) \right] f^t(\xi).$$

Совокупность преобразований  $u_t : X^0 = (S^0, Q^0, P^0) \mapsto X^t = (S^t, Q^t, P^t)$  и  $U_t(u_t X \leftarrow X) : f^0 \rightarrow f^t$  задает квазиклассическую эволюцию. Оказывается, что классическое условие связи (8) сохраняется во времени, если  $\{\Lambda_a, O\} = 0$  на поверхности связи; а операторы  $U_t(u_t X \leftarrow X)$  сохраняют норму (9), если также дополнительно  $\text{Im } O_1 = \frac{1}{2} A_a^a$ , где  $A_a^b$  определяется из соотношения  $\{O, \Lambda_a\} = A_a^b \Lambda_b$ . Устанавливается, что калибровочно эк-

вивалентные состояния переводятся в калибровочно эквивалентные; наблюдаемые величины, совпадающие только на поверхности связи, порождают эквивалентную квазиклассическую динамику.

4. Для суперпозиций волновых пакетов (3) скалярное произведение приводится к виду

$$\langle \Phi, \Phi \rangle = \int d\alpha d\xi f^*(\xi) \prod_i 2\pi\delta\left(\frac{\partial P}{\partial \alpha_i}\xi - \frac{\partial Q}{\partial \alpha_i} i \frac{\partial}{\partial \xi}\right) \prod_a 2\pi\delta(\Xi \hat{\Lambda}_a) f(\xi); \quad (13)$$

оно отлично от нуля, если выполнено условие связи (8) и условие изотропности Маслова  $\frac{\partial S}{\partial \alpha_i} = P \frac{\partial Q}{\partial \alpha_i}$ .

5. Дираковские квазиклассические волновые функции (6), соответствующие  $\Phi$ -состояниям (3), также могут быть представлены в виде аналогичных суперпозиций.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект 02-01-01062.

### Список литературы

1. В.П.Маслов. Комплексный метод ВКБ в нелинейных уравнениях. М.:Наука,1977.
2. П.А.М.Дирак. Лекции по квантовой механике. М.:Мир,1968.
3. D.Giulini, D.Marolf, *Class. Quant. Grav.* **16** (1999) 2489.
4. O.Yu.Shvedov, *Ann. Phys.* **301** (2002) 2.
5. O.Yu.Shvedov, электронный препринт hep-th/0111265 (<http://arXiv.org>).
6. I.A.Batalin, *J. Math. Phys.* **22** (1981) 1837.

ТОЧНО РЕШАЕМАЯ ЗАДАЧА ДЛЯ СТОХАСТИЧЕСКОГО  
УРАВНЕНИЯ ШРЕДИНГЕРА

Мл. научн. сотр. Чуркин А..В.

Одним из возможных методов описания процедуры непрерывного квантового измерения [1] является использование стохастического уравнения Шредингера

$$d\Psi(t) = -\left(\frac{i}{\hbar}H - \frac{\lambda}{4}(A - a(t))^2\right)\Psi(t)dt + \sqrt{\frac{\lambda}{2}}(A - a(t))\Psi(t)dQ(t), \quad (1)$$

где  $H$  — гамильтониан измеряемой системы,  $A$  — оператор наблюдаемой величины,  $a(t)$  — зависимость от времени ее среднего значения,  $dQ(t)$  — винеровский стохастический процесс. В работе [2] показано, что для системы из двух независимых квантовых осцилляторов, возмущенных периодической внешней силой, для уравнения (1) может быть найдено точное решение в случае, если измеряемой величиной является разность координат осцилляторов, определяемая интерференционным способом. Гамильтониан рассматриваемой системы записывается как

$$H = \sum_{k=1}^2 \left( -\frac{\hbar^2}{2M} \frac{\partial^2}{\partial x_k^2} + \frac{M\omega_0^2 x_k^2}{2} + x_k G_k \cos(\omega t) \right),$$

где  $x_k$ ,  $M$  и  $\omega_0$  — координаты, масса и собственная частота осцилляторов,  $G_k$  и  $\omega$  — амплитуда и частота внешней силы. Полученное решение позволяет физически интерпретировать процесс  $dQ(t)$  как процесс числа фотонов в интерферометре, а параметр  $\lambda$  при этом соответствует квадрату среднего числа фотонов, попадающих на осциллятор в единицу времени. В этом случае минимальная дисперсия разности координат осциллятора, определяющая максимальную точность измерения имеет вид:

$$|\Delta x_{\min}| = \sqrt{\frac{\hbar}{M\omega_0 \sqrt{\frac{1 + \sqrt{1 + y^2}}{2}}}}, \quad y = \frac{2\hbar\lambda}{M\omega_0^2}.$$

## Литература

- [1] Belavkin V.P. A posterior Schrodinger equation for continuous observation. Phys Letters A, vol. 140, N 78, 1990, p. 2930-2934.
- [2] Чуркин А.В. Точно решаемая задача для стохастического уравнения Шредингера в двумерном случае. Математические заметки, том.69, N 4, 2001.

## РАВНОВЕСНЫЕ КОНФИГУРАЦИИ ЧЕТЫРЕХ КЕРРОВСКИХ ЧАСТИЦ

Аспирантка *Манько О.В.*

В работе [1] было показано, что система трех черных дыр Керра может находиться в равновесии, в отличие от аналогичных двойных систем, описываемых решением Крамера-Нойгебауэра [2]. В связи с этим интерес представляет вопрос о том, во всех ли системах с четным числом керровских источников отсутствуют "чернодырные" равновесные состояния; ответ на него в первом приближении дает рассмотрение квадрипольного решения Керра для поля четырех вращающихся частиц. Несмотря на серьезные математические трудности, возникающие при анализе этого решения, условия равновесия частиц удается получить в явном аналитическом виде как условия регулярности участков оси симметрии, разделяющих источники. Численный анализ полученных уравнений позволяет сделать вывод о схожести равновесных состояний в двойном и четверном решениях Керра, которая в первую очередь заключается в отсутствии равновесия в системах, состоящих только из черных дыр. Сходство состоит также и в возможности равновесных конфигураций между различными комбинациями суб- и суперэкстремальных источников, что позволяет выдвинуть гипотезу о качественном подобии равновесных состояний во всех системах с четным числом керровских частиц.

Четверное решение Керра позволило недавно впервые рассмотреть задачу о равновесии двух составных дисков Керра [3]. Дальнейшее развитие этого результата, рассматриваемое в докладе, - равновесие двух керровских дисков, каждый из которых имеет центральную чер-

ную дыру. Подобные равновесные конфигурации могут иметь интересные астрофизические приложения.

### **Список литературы**

- [1] O.V. Manko, V.S. Manko, E.Ruiz, Phys. Rev. D 65, 084027 (2002).
- [2] D. Kramer, G. Neugebauer, Phys. Lett. A 75, 259 (1980).
- [3] O.V. Manko, V.S. Manko, E.Ruiz, Phys. Lett. A 299, 43 (2002).

## НЕСТАБИЛЬНОСТЬ ПРОТОНОВ В СВЕРХСИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Научн. сотр. *Мамсуроев И.В.*, аспирант *Гоударзи Х.*

В данной работе было найдено решение уравнения Дирака в присутствии внешнего магнитного поля для частиц с отличным от нуля аномальным магнитным моментом.

Построены полные системы собственных функций для заряженного и нейтрального массивного фермионов, обладающих аномальными магнитными моментами, которые являются собственными функциями коммутирующих операторов Гамильтона, обобщенных импульсов и спинового оператора. Показано, что спектр энергии зависит от способа введения взаимодействия аномального магнитного момента фермиона с магнитным полем. Показано, что в сильных полях существуют решения уравнения Дирака с энергией равной нулю (нулевые моды), которые, тем не менее, остаются нормированными. Найденные решения применяются для изучения физического процесса распада протона на нейтрон, позитрон и нейтрино:  $p^+ \rightarrow n + e^+ + \nu$  (аналог обратного бета-распада в ядрах) в присутствии внешнего магнитного поля. Установлено, что процесс имеет порог, и исследовано поведение вероятности указанного распада вблизи порога.

## СТРУКТУРНЫЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НОВЫХ ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ RFe<sub>4</sub>Sb<sub>12</sub> (R = K, Na, Ba)

Научн. сотр. *Морозова Е.Н.*, вед. научн. сотр. *Гиппиус А.А., профессор*  
*Залесский А.В.*, Baenitz M., Rabis A., Leithe-Jasper A., Grin Yu.

Основной интерес к новым интерметаллическим соединениям структуры заполненного скутрудита RM<sub>4</sub>Sb<sub>12</sub> (R=Ba, La и др., M=Fe, Co, Ru) вызван их уникальными термоэлектрическими свойствами (см, например, [1-3]). В настоящей работе исследованы методом ЯМР и ЯКР новые соединения NaFe<sub>4</sub>Sb<sub>12</sub> и BaFe<sub>4</sub>Sb<sub>12</sub>. В противоположность немагнитному соединению BaFe<sub>4</sub>Sb<sub>12</sub>, соединение на основе Na имеет температуру ферромагнитного перехода T<sub>c</sub> = 85 К. Оно было исследовано с помощью <sup>23</sup>Na (I = 3/2) ЯМР и <sup>121,123</sup>Sb (I = 5/2, 7/2) ЯКР-спектроскопии в температурном диапазоне от 4 К до 290 К, что дает возможность использовать Na и Sb как локальные зонды. Существование фазового перехода в районе 85 К было зарегистрировано обоими методами. Зависимость Найтовского сдвига K (<sup>23</sup>Na) от магнитной восприимчивости  $\mu$  имеет 3 линейных участка, соответствующих трем значениям константы сверхтонкого взаимодействия.

Спектр ЯКР <sup>121,123</sup>Sb в NaFe<sub>4</sub>Sb<sub>12</sub> состоит из 2-х линий для <sup>121</sup>Sb (I = 5/2) и 3-х линий для <sup>123</sup>Sb (I = 7/2) с параметром асимметрии  $\eta=0.45$ . Отнесение линий подтверждает наличие только одной кристаллографической позиции Sb в существенно неаксиальном локальном окружении.

Для соединения на основе Ba наблюдается дополнительные две линии ЯКР, соответствующие двум изотопам <sup>135</sup>Ba(I=3/2) и <sup>137</sup>Ba (I=3/2). Замещение Na на Ba, имеющий больший ионный радиус, приводит к дальнейшему понижению локальной симметрии и увеличению параметра асимметрии с 0.45 до 0.55. Измерения температурных зависимостей спин-решёточной релаксации линий Sb и Ba указывают на сложный характер спектров магнитных и квадрупольных возбуждений.

- [1] N. R. Dilley, E. D. Bauer, M. B. Maple, S. Dordevic, D. N. Basov, F. Freibert, T. W. Darling, A. Migliori, B. C. Chakoumakos, B. C. Sales *Phys. Rev. B* **2000**, *61*, 4608
- [2] B. C. Sales, B. C. Chakoumakos, D. Mandrus *Phys. Rev. B* **2000**, *61*, 2475
- [3] D. T. Morelli, G. P. Meissner, *J. Appl. Phys.* **1995**, *77*, 3777

**МАГНИТНЫЕ И СТРУКТУРНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ  
В СЕГНЕТОМАГНЕТИКЕ YMn<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ИНДУЦИРОВАННЫЕ СИЛЬ-  
НЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ**

Профессор *Кротов С.С.*, доцент *Попов Ю.Ф.*,  
ст. научн. сотр. *Кадомцев А.М.*, ст. научн. сотр. *Воробьев Г.П.*,  
аспирант *Камилов К.И.*, ст. научн. сотр. *Лукина М.М.*

В работе изучены магнитные, магнитоэлектрические и магнитоупругие свойства монокристаллов сегнетомагнетика YMn<sub>2</sub>O<sub>3</sub> в сильных импульсных магнитных полях до 250 кЭ и в статических магнитных полях до 12 кЭ. При  $T < T_N = 42 K$  в YMn<sub>2</sub>O<sub>3</sub> обнаружено существование поперечного слабофер-

ромагнитного момента  $\sigma_a = 0.8 \frac{\Gamma c^* \text{см}^3}{\Gamma}$ , ориентированного вдоль а- оси кристалла, обусловленного магнитоэлектрическим взаимодействием. При ориентации магнитного поля вдоль b- оси, которая по-видимому, является осью антиферромагнетизма, наблюдался спин- флоп переход, который в свою очередь сопровождался скачками магнитострикции и электрической поляризации. При ориентации магнитного поля вдоль а- оси кристалла при  $H \sim 200$  кЭ температура сегнетоэлектрического перехода смешалась с 20 К до 25 К.

Вкратце остановимся на основных теоретических представлениях о системе YMn<sub>2</sub>O<sub>3</sub> в рамках феноменологического (симметрийного) подхода в духе Ландау. Как известно, магнитные свойства этой системы определяются поведением спинов как ионов Mn<sup>34</sup> ( $\vec{S}_1, \vec{S}_2, \vec{S}_3, \vec{S}_4$ ) так и Mn<sup>4+</sup> ( $\vec{S}_5, \vec{S}_6, \vec{S}_7, \vec{S}_8$ ). Для описания изменения симметрии системы в точке фазового перехода, исходя из данных эксперимента [1, 2], воспользуемся результатами теории представлений пространственных групп (в данном случае группы  $P_{bam} = D_{2h}^9$ ). Тогда, как показано в [4] антиферромагнитную структуру появляющуюся, в точке Нееля  $T = T_N$  можно будет охарактеризовать двумерным магнитным представлением с параметром порядка, построенным на двух векторах антиферромагнетизма  $\vec{L}_1$  и  $\vec{L}_2$ , причем  $\vec{L}_1 \perp \vec{L}_2$ . Как следует из инвариантного вида термодинамического потенциала системы  $\Phi$  в точке Нееля возникает обменно-неколлинеарная антиферромагнитная структура (обменный крест) [5], модулированная в меру неоднородного обмена вдоль с- оси. Из магнитоэлектрических вкладов в термодинамическом потенциале системы  $\Phi$  выделим слагаемое обменной природы

$$\Phi_{ME}^{EX} = \alpha P_y (\vec{L}_1^2 - \vec{L}_2^2), \quad (1)$$

которое будет ответственно за появление несобственным образом ниже точки Нееля спонтанной электрической поляризации  $P = P_y$  — так называемый антиферроэлектрический переход [6]. Из соответствующих вкладов релятивистской природы ограничимся вкладом

$$\Phi_{ME}^{EX} = P_y \left[ K_1 (L_{1x}^2 - L_{2x}^2) + K_2 (L_{1y}^2 - L_{2y}^2) \right]. \quad (2)$$

Одним из наиболее неожиданных свойств, обнаруженных в нашей центрально-симметричной системе (точечная группа системы  $\text{REMn}_2\text{O}_5$  -mmm) в результате фазового перехода в точке  $T_N$ , происходящего с изменением трансляционной симметрии и с возникновением спонтанной поляризации- было обнаружение слабого ферромагнитного момента. Поэтому обсуждению данного эффекта, уделим специальное внимание.

Как хорошо известно, при структурных изменениях в результате фазовых переходов наряду с появлением спонтанной поляризации вдоль одного направления может иметь место антисегнетоэлектрическое упорядочение вдоль других направлений [7]. Поскольку для нашей системы не удается описать появление спонтанной намагниченности (слабого ферромагнетизма) на основе общепринятых механизмов, предположим (хотя этому имеются и косвенные свидетельства [3] ), что в данной системе помимо сегнетоэлектрического имеет место и еще одно структурное (например, антисегнетоэлектрическое) упорядочение характеризующееся двумерным (это принципиально) представлением, но уже немагнитным, задаваемым векторами антиполяризации  $P_1$  и  $P_2$  посредством механизма типа предложенного в [8].

Тогда учтем в энергии системы еще следующие вклады (существенно антисегнетоэлектрический и магнитоантисегнетоэлектрический)

$$\Phi_{MAE} = \beta (P_1^2 + P_2^2) - \gamma (P_1^2 + P_2^2) (L_1^2 + L_2^2). \quad (3)$$

Помимо этого механизма, который накладывает вполне жесткие требования на величину и знак параметра взаимодействия  $\gamma$  (3), можно предложить еще одно объяснение возможности антисегнетоэлектрического упорядочения. Из-за симметрийных свойств системы удается построить еще один инвариантный вклад, отвечающий энергии взаимодействия антиферромагнетизма (описываемого парой векторов  $\vec{L}_1$  и  $\vec{L}_2$ ) и антисегнетоэлектричества (соответственно парой  $P_1$  и  $P_2$ ) вида

$$\Delta\Phi = \gamma_1 \left( L_1^2 - L_2^2 \right) \left( P_1^2 - P_2^2 \right). \quad (4)$$

при этом требования к параметру  $\gamma_1$  будут куда менее жесткими.

Учет переменных  $P_1$  и  $P_2$  позволяет получить еще один перекрестный – самый важный магнитоэлектрический вклад (при условии эквивалентности представлений с базисами  $(P_1$  и  $P_2$ ) и  $(\vec{L}_1 M)$ ,  $(\vec{L}_2 M)$ )

$$\Phi_{MLE} = \Delta \left[ P_1 (\vec{L}_1 \vec{M}) + P_2 (\vec{L}_2 \vec{M}) \right]. \quad (5)$$

где  $\vec{M}$  – вектор намагниченности.

Наличие последнего вклада и приводит к появлению ниже точки Нееля специфического слабого ферромагнетизма, описываемого вектором  $\vec{M}$ , привязка которого к антиферромагнитной структуре задается не только векторами  $\vec{L}_1$  и  $\vec{L}_2$ , но и относительной величиной векторов антиполяризации  $P_1$  и  $P_2$ .

Тогда, в частности, при приложении сильного магнитного поля вдоль  $b$ -оси система испытывает магнитную переориентацию на угол  $\frac{\pi}{2}$  (спин-флоп). Магнитное поле приложенное вдоль  $a$ -оси (поперек эффективного направления оси антиферромагнетизма) к спин- флопу не приводит, что и согласуется с экспериментом. Из соотношения (2) легко понять, что получаемая в сильном магнитном поле переориентация обменного креста приведет в точке перехода и к скачку в зависимости  $P_y(H_y)$ , что также экспериментально наблюдалось.

Исследование магнитоэлектрического взаимодействия соединений типа  $REMn_2O_5$  интересно еще и тем, что в духе классификации [9] они, по- видимому, являются антитороиками. Кроме того, в точке Нееля появляется спонтанным образом еще один структурный аксиальный, инвариантный относительно инверсии времени вектор  $G$  ( дуальный антисимметричной части тензора смещений - т.е. соответствующий деформации кручения), в меру неколлинеарности антиферромагнитной структуры, причем  $\bar{G} \sim [\vec{L}_1 \vec{L}_2] G \sim |L|^2$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (01-02-16468).

## Литература

1. G.Buisson, Phys. Stat. Sol. (A), **17**, 191 (1973).
2. C.Wilkison, F.Sinclair, P.Gardner, J.B.Forsyth and B.M.Wanklyn, J.Phys. C; Solid State Phys., **14**, 1671 (1981).

3. V.Polyakov, V.Plakhty, M.Bonnet, at all, Physica. B., **297**, 208 (2001).
4. А.В.Лесняк, Дисс. ... канд. физ.-матем. наук, МГУ, Москва, (2002).
5. А.Ф.Андреев, В.И.Марченко, ЖЭТФ, **70**, 1522 (1976).
6. Е.А.Туров, А.В Колчанов, В.В.Меньшин и др., Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков, Москва, Физматлит, 2001, с. 259.
7. Г.А.Смоленский, Физика сегнетоэлектрических явлений, Наука, Москва, (1985), с. 319.
8. J.Holakovsky, Phys. Status Sol. B, **56**, 615 (1973).
9. H.Schmid, Ferroelectrics, **252**, 41 (2001).

## К ДИНАМИКЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В СЛОИСТЫХ МАГНЕТИКАХ

Доцент Эссер Б., доцент Ржевский В. В., студентка Андрианова А.В.

Физические свойства многослойных магнитных структур интенсивно исследуются в последнее время из-за их необычности и прикладных перспектив. Слоистые магнетики представляют собой систему чередующихся слоев (толщиной в десятки или сотни ангстрем) материалов с различными магнитными свойствами. Существенный интерес представляют обнаруженные отличия свойств таких систем от свойств характерных для сплошных магнетиков, а именно, осцилляции обменного взаимодействия, распространение магнитного порядка на немагнитные слои, образование сверхдальнего магнитного порядка в слоистых структурах из слоев с различной магнитной анизотропией и др., [1]. Наиболее известным из этих свойств является гигантский магниторезистивный эффект наблюдаемый в магнитных многослойных структурах.

Динамические свойства слоистых магнетиков, обусловленные магнитными возбуждениями, также проявляют особенности, в частности, в чередующихся магнитных и немагнитных слоях могут возникать коллективные возбуждения, поскольку магнитные слои взаимодействуют посредством дальнодействующих дипольных полей и т.д. Вместе с тем, физические механизмы многих свойств слоистых магнетиков не до конца ясны. Их изучение важно как с фундаментальной точки зрения, так и для прикладных целей. В настоящей работе на примере модели двух взаимодействующих роторов исследуются динамические свойства не-гейзенберговского биквадратичного взаимодействия, характерного для слоистых магнитных систем. Рассмотрены стационарные состояния в изотропном и анизотропном случаях. Проведен анализ их ус-

тойчивости. Полученный фазовый портрет для рассматриваемой системы, с применением численных расчетов, позволяет сделать ряд заключений о природе и последовательности возникающих бифуркаций при наличии гейзенберговского и биквадратичного взаимодействий в зависимости от соотношения параметров системы.

### **Литература**

1. J.C.Slonczewski, J.Appl. Phys. 73 (10), 5957, 1993

## МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛИМЕРНЫХ ПЛЕНОК С НАНОЧАСТИЦАМИ ЖЕЛЕЗА

Вед. научн. сотр. *Новакова А.А.*

Магнитные свойства полимерных пленок, содержащих наночастицы (10-20 нм) окисного железа в матрице поливинилового спирта были исследованы методами селективной по глубине Мессбауэрской спектроскопии и магнитных измерений. Композиции синтезировались по оригинальной методике синтеза “*in situ*”, которая позволяет получать различные концентрации частиц окиси в матрице поливинилового спирта. Диапазон полученных концентраций (от 0.6 до 43 объемных % окисла) позволил провести исследование магнитных свойств этих нанокомпозиций в зависимости от среднего расстояния между частицами. Для анализа фазового и структурного состояния пленок использовалась рентгеновская дифракция, электронная микроскопия и мессбауэрская спектроскопия в интервале температур 80-300К.

Результаты этого анализа показали, что исходная концентрация сильно влияет не только на состав образующихся наночастиц (частицы магнетита различных размеров и разной степени окисленности, вплоть до маггемита), но также и на распределение частиц в объеме матрицы.

Температурные зависимости мессбауэрских спектров образцов с низкой концентрацией окисла характерны для спектров однодоменных частиц с суперпарамагнитным поведением. При увеличении в пленках концентрации окисла в мессбауэрских спектрах образцов наблюдается появление сверхтонкой магнитной структуры и уменьшение интенсивности дублетной суперпарамагнитной компоненты. Это свидетельствует о возникающих магнитных обменных взаимодействиях между отдельными наночастицами через молекулы полимера.

Проведенные магнитные измерения подтверждают этот вывод: в этих образцах обнаружен рост значений намагниченности насыщения, а форма кривых температурной зависимости остаточной намагниченности насыщения демонстрирует магнитную вязкость. Определенные по этим кривым температуры блокировки магнитного состояния лежат вблизи 300° С, что значительно ниже температуры Нееля для кристаллического магнетита – 585° С. Помимо этого была обнаружена сильная магнитная анизотропия спонтанной намагниченности: Jn имеет преимущественное направление в плоскости пленки. Это указывает на формирование вытянутых образований наночастиц (островков) вдоль преимущественного направления в плоскости. Подробная картина поведения наночастиц магнетита в полимерной пленке была получена методом селективной по глубине конверсионной мессбауэровской спектроскопии. Анализ этих спектров показал, что в тонких приповерхностных областях (~0.5 мкм) располагаются только невзаимодействующие суперпарамагнитные частицы, в то время как в глубине пленки существует слоистое распределение островков косвенно взаимодействующих через атомы полимера суперпарамагнитных частиц  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ .

## ОПТИЧЕСКИЕ, МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И МАГНИТОРЕФРАКТИВНЫЙ ЭФФЕКТ В НАНОГРАНУЛИРОВАННЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

Ст. научн. сотр. *Быков И.В.*, вед. научн. сотр. *Ганьшина Е.А.*,  
профессор *Грановский А.Б.*, доцент *Гущин В.С.*,  
аспирант *Козлов А.А., Юрасов А.Н.*

Представлены результаты исследований дисперсий и полевой зависимости оптических и магнитооптических свойств в ИК области спектра (5 - 20 мкм) гранулированных наноструктур ферромагнитный металл-диэлектрик, обладающих высокими значениями туннельного магнитосопротивления (МС). Объектами исследования были: система пленок аморфного гранулированного ферромагнитного сплава в аморфной матрице кремния  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{SiO}_{1.7})_{1-x}$ , ряд тонкопленочных гранулированных образцов  $\text{Co}_x(\text{Al}_1\text{O}_3)_{1-x}$  и наногранулированный образец  $(\text{Co}_{0.4}\text{Fe}_{0.6})_{48}(\text{MgF})_{52}$ . Магнитосопротивление образцов вблизи порога перколяции в полях 10 кЭ при комнатной температуре составляло соответственно 3.5; 8; 13.3%.

В нанокомпозитах  $(\text{Co}_{0.4}\text{Fe}_{0.6})_{48}(\text{MgF})_{52}$  и  $\text{Co}_x(\text{Al}_1\text{O}_3)_{1-x}$  наблюдалось резкое изменение поведения оптического отражения  $R(\nu)$  в длинноволновой области спектра в зависимости от содержания металлической компоненты. В композитах с большим содержанием диэлектрической фазы обнаружено осцилляционное поведение  $R(\nu)$ , связанное с интерференцией излучения, отраженного верхней и нижней поверхностями пленки. В образцах этих же составов наблюдался большой магниторефрактивный эффект (МРЭ), усиленный магнитооптической интерференцией, который также имел осцилляционный характер. Максимальные значения эффекта составляли соответственно 0.15 и 0.8%. Меньшие значения отражения ( $R \sim 4\%$  в области 10-12 мкм) наблюдались в нанокомпозите CoFe-MgF; при этом величины МРЭ в этой же области спектра достигали рекордных значений 1.2 - 1.5%, что на два порядка превышало традиционные четные и нечетные магнитооптические эффекты отражения в ИК диапазоне длин волн.

Установлена корреляция МРЭ и МС: максимальные значения обоих эффектов приходятся на одни и те же композиты, при чем в образцах с большими МС наблюдаются и большие МРЭ.

Получено выражение для частотной зависимости МРЭ нанокомпозитов и анализируются особенности этого эффекта при высокочастотном спин-зависящем туннелировании.

## КРИСТАЛЛО-СТРУКТУРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИНТЕРМЕТАЛЛИДА $\text{Pd}_3\text{R}_2$ ( $\text{R}=\text{Lu}, \text{Tb}$ )

Профессор *Илюшин А.С.*, ст. препод. *Хатанова Н.А.*,  
студент *Ланин М.В.*

Системы Pd – Lu и Pd – Tb имеют однотипные диаграммы состояний с пятью изоморфными интерметаллидами в области концентраций 25 = 50 ат.% R. Из них до настоящего времени осталась не расшифрована структура интерметаллида  $\text{Pd}_3\text{R}_2$ .

Методами рентгеновской дифрактометрии установлено, что сплавы Pd – R после сплавления находятся в метастабильном состоянии и содержат бертоллидиную фазу и лишь после отжига при 500°C сплав переходит в равновесное состояние и только после этого его структура соответствует диаграмме состояния. Исследованный сплав Pd – 44ат.% Lu после отжига при 500°C был рекристаллизован, что позволило выделить один монокристалл, который по цветовой окраске принадлежал интер-

металлиду  $\text{Pd}_3\text{Lu}_2$ . Он имел моноклинную решётку с параметрами  $a = 7,78\text{\AA}^\circ$ ,  $b = 8,90\text{\AA}^\circ$ ,  $c = 12,21\text{\AA}^\circ$ ,  $\beta = 117^\circ$ .

В сплаве  $\text{Pd} - 42\text{ат.\% Tb}$  после отжига рекристаллизация не произошла и структура  $\text{Pd}_3\text{Tb}_2$  определялась по дифрактограмме и оказалась тоже с моноклинной решёткой и параметрами  $a = 7,688\text{\AA}^\circ$ ,  $d = 8,854\text{\AA}^\circ$ ,  $c = 12,210\text{\AA}^\circ$ ,  $\beta = 115,26\text{\AA}^\circ$ .

## БЛИЖНИЙ ПОРЯДОК В СПЛАВАХ MG-IN

Вед. научн. сотр. *Силонов В.М.*, профессор *Рохлин Л.Л.*,  
стажер *Энхтор Лхамсурэнгийн*, аспирант *Гляненко И.А.*

Предложена новая экспериментальная методика определения параметров ближнего порядка в поликристаллических неупорядоченных твердых растворах с гексагональной плотноупакованной решеткой. В ее основе лежит детальный учет эффектов статических смещений атомов компонент сплавов. Получены уточненные выражения для расчета ко-

эффициентов  $\vec{A}_{k\gamma\gamma'}$ , позволившие разделить вклады координационных сфер с близкими радиусами. Надежность разделения связана с различной ориентационной зависимостью статических смещений атомов прилежащих разным подрешеткам. Экспериментальная проверка проводилась на примере сплава Mg-10ат.%In. Параметры ближнего порядка определялись для 10 координационных сфер, в том числе и для сфер с практически одинаковыми радиусами. Показано, что в сплаве Mg-10ат.%In ближний порядок формируется по типу дальнего порядка  $\text{Mg}_3\text{Cd}$ .

## РОЛЬ ПРИМЕСИ В ВЕРТИКАЛЬНОМ ПЕРЕНОСЕ НОСИТЕЛЕЙ В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ РЕШЁТКАХ

Аспирант *Борисов К.Е.*, профессор *Звягин И.П.*

Показано, что в отличие от стандартной теории прыжкового переноса, примесь может играть определяющую роль в процессах вертикального прыжкового переноса в сверхрешетках с контролируемым беспорядком.

### Введение

Сверхрешетки с контролируемым беспорядком (СРКБ) представляют собой структуры с множественными квантовыми ямами, в которые беспорядок вносится за счет изменения ширин ям в соответствии с некоторой заданной функцией распределения уровней размерного квантования [1]. Подобные структуры служат удобным объектом для экспериментального исследования локализации, кулоновских эффектов и прыжкового переноса вдоль оси роста структуры (вертикального переноса) как оптическими методами, так и путем прямых измерений вертикальной проводимости легированных СРКБ в GaAs/GaAlAs (Si) [2].

Измерения вертикальной проводимости обнаружили ряд особенностей [2], объяснение которых в рамках стандартных представлений о свойствах неупорядоченных квазидимерных систем столкнулось с рядом трудностей. В частности, даже в структурах с большим вертикальным беспорядком, определяемым шириной функции распределения уровней размерного квантования  $\Delta$ , при низких температурах в области  $20 < T < 50\text{K}$  наблюдалась безактивационная "квазиметаллическая" температурная зависимость вертикальной проводимости.

При исследовании оптических свойств СРКБ было обнаружено, что интенсивность фотолюминесценции может оказаться на 2 – 3 порядка выше фотолюминесценции регулярной сверхрешетки с теми же параметрами и фотолюминесценции объемного материала. Соответственно, возникает необходимость построения теории электрических и оптических свойств СРКБ, учитывающей особенности электронных состояний и электронных переходов.

### Метод расчета

В стандартной теории прыжкового переноса по локализованным состояниям с различными уровнями энергии перенос носителей может происходить только за счет прыжков носителей между локализованными состояниями с участием фононов. В СРКБ энергетический спектр носителей, локализованных в квантовых ямах, является непрерывным. Поэтому в таких структурах возможны изоэнергетические прыжки электронов между состояниями, локализованными в разных квантовых ямах, с участием примеси. При этом, как было показано в работе [3], прыжки электронов происходят в условиях квазиравновесия в каждой квантовой яме. В этом случае вертикальный перенос носителей определяется интегральными темпами переноса

$$\Gamma^{(i,i')} = \sum_{\vec{k}, \vec{k}'} W_{i\vec{k}, i'\vec{k}'} n_F(\varepsilon_{i\vec{k}}) [1 - n_F(\varepsilon_{i'\vec{k}'})] \quad (1)$$

где  $n_F(\varepsilon_{i\vec{k}})$  есть равновесная функция распределения, а  $W_{i\vec{k}, i'\vec{k}'}$  – вероятность перехода между состояниями  $\{i, \vec{k}\}$  и  $\{i', \vec{k}'\}$ . Волновая функция состояния  $\{i, \vec{k}\}$  имеет вид

$$\Psi_{i\vec{k}}(\vec{r}) = \phi_i(z) \exp\{i\vec{k}\vec{\rho}\}/\sqrt{S}, \quad (2)$$

где  $S$  – площадь образца,  $z$  – координата вдоль оси роста СР,  $\vec{k}$  - двумерный квазиволновой вектор электрона, лежащий в плоскости слоев,  $\vec{\rho}$  – двумерный радиус-вектор в плоскости ямы,  $\phi_i(z)$  – собственная функция одномерной задачи с потенциалом, описывающим модуляцию края зоны проводимости. В пределе сильного беспорядка функция  $\phi_i(z)$  близка к соответствующей функции изолированной  $i$ -ой квантовой ямы. Мы рассматриваем случае низких температур и достаточно узких ям, когда заполнена только нижняя подзона размерного квантования.

### Вертикальные прыжки с участием фононов и примеси

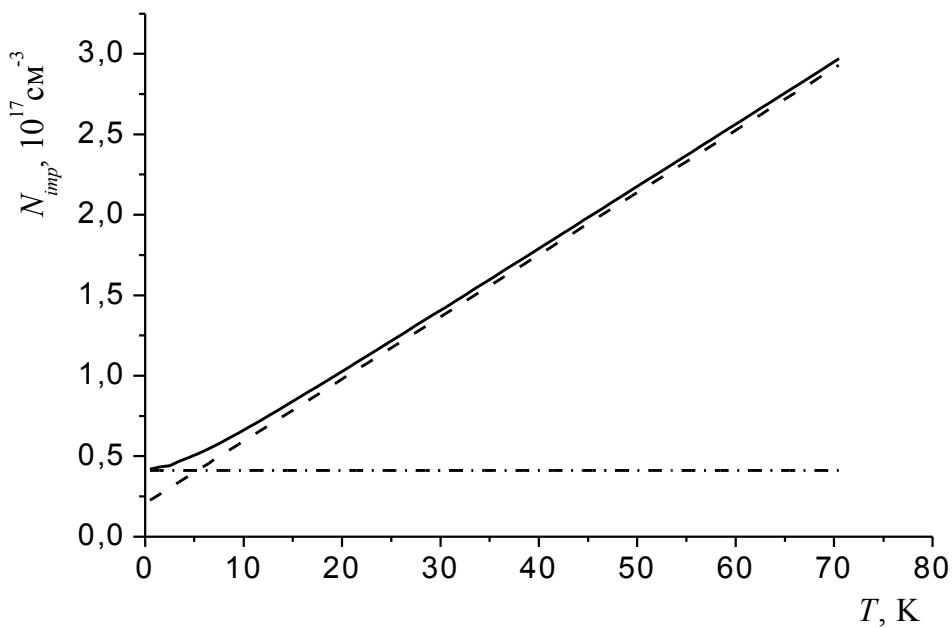
Интегральный темп переходов электронов между квантовыми ямами с участием примеси (в случае однородно легирующей примеси СРКБ с концентрацией  $N_{imp}$ ) имеет вид

$$\Gamma_{12}^{(imp)} = N_{imp} \frac{S}{2\pi\hbar} \left( \frac{m}{\pi\hbar^2} \right)^2 \frac{U_0^2}{2} \left( \frac{\pi}{2} \right)^2 kT \cdot \exp\left(-\frac{\varepsilon - \mu}{kT}\right) \int |\phi_2(z)|^2 \cdot |\phi_1(z)|^2 dz, \quad (3)$$

В качестве модели потенциала примеси мы рассматриваем модель потенциала нулевого радиуса  $U(\vec{r}) = U_0 \cdot \delta(\vec{r} - \vec{R}_i) [1 - (\vec{r} - \vec{R}_i, \vec{\nabla})]$ , где  $\vec{R}_i = (\vec{\rho}_i, z_i)$  – положение примесного атома.

Для однородно легированной СРКБ оценим значение критической концентрации примеси  $N_{imp}$ , при которой интегральный темпы переходов электронов с участием примеси и с участием акустических фононов одинаковы. Для оценки нужно знать "мощность" потенциала примеси  $U_0$ , которую можно выразить через энергию связанного состояния. Для оценки мы положили энергию связанного состояния равной  $E_0 = 10$  мэВ; при этом  $U_0 = 6.25 \cdot 10^{-21}$  мэВ·см<sup>-3</sup>.

На рисунке представлена зависимость критической концентрации примеси от температуры. В области выше сплошной кривой механизм вертикального переноса носителей с участием примеси доминирует.



**Рис.** Зависимость критической концентрации примеси от температуры (сплошная линия). Пунктирной линией изображена аппроксимация при высоких, а штрих-пунктирной – при низких температурах.

Таким образом, при умеренных концентрациях легирующей примеси в СРКБ (порядка  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) вертикальный перенос может быть обусловлен переходами между квантовыми ямами с участием примесей. Отметим, что аналогичную роль могут играть и шероховатости границ, рассеяние на которых в принципе также может приводить к несохранению продольного волнового вектора  $\vec{k}$  при переходах между ямами.

## Литература

1. A.Chomette, B.Deveaud, A.Regreny, G.Bastard, Phys.Rev.Lett. **57**, 1464 (1986).
2. G.Richter, W.Stolz, P.Thomas, S.Koch, K.Maschke, I.P.Zvyagin, Superlattices and Microstructures **22**, No4, 475 (1997).
3. I.P.Zvyagin, M.A.Ormont , K.E.Borisov, Nanotechnology, **11**, 375 (2000).

## ВЛИЯНИЕ НА ОПТИЧЕСКИЕ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЁНОК $\mu$ c-Si:H ОБЛУЧЕНИЯ ИХ ЭЛЕКТРОНАМИ

Вед. научн. сотр. Казанский А.Г., аспирант Форш П.А.,  
студентка Хабарова К.Ю., доцент Чукичев М.В.

Исследования влияния облучения быстрыми электронами на свойства пленок  $\mu$ c-Si:H представляют интерес для определения эффективности функционирования приборов на основе данного материала в условиях воздействия на него высокоэнергетичных частиц и позволяют получить информацию о влиянии возникающих под действием облучения электронами дефектов на фотоэлектрические и оптические свойства  $\mu$ c-Si:H. Поскольку пленки  $\mu$ c-Si:H имеют сложную структуру, состоящую из кристаллической и аморфной фаз, то в данной работе представлены исследования влияния на оптические и фотоэлектрические свойства пленок  $\mu$ c-Si:H облучения их электронами, энергии которых (десятки кэВ), согласно [1], заведомо ниже порога образования дефектов в кристаллическом кремнии.

Исследования проводились на пленках  $\mu$ c-Si:H толщиной  $\sim 1$  мкм, полученных методом химического осаждения из плазмы, возбуждаемой в условиях циклотронного резонанса (ECRCVD). Температура подложки (кварц) составляла  $325^{\circ}\text{C}$ . На поверхности пленки напылялись магниевые контакты. Облучение пленок потоком электронов с энергией 40 кэВ и плотностью  $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}\text{s}^{-1}$  проводилось при комнатной температуре. Полная доза облучения составляла  $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ . Фотопроводимость измерялась при освещении пленок квантами света с энергией  $h\nu=1.8$  эВ и интенсивностью  $6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Все измерения проводились в вакууме  $10^{-3}$  Па.

Исследования показали, что облучение  $\mu$ c-Si:H электронами с энергией 40 кэВ значительно увеличивает коэффициент поглощения  $\mu$ c-Si:H в области “хвоста” поглощения ( $h\nu < 1.2$  эВ). Согласно [2] поглощение в данной области энергий квантов определяется состояниями дефектов типа оборванных связей. Соответственно, полученный результат указывает на увеличение концентрации дефектов в результате облучения  $\mu$ c-Si:H электронами с энергией 40 кэВ. Наши измерения показали, что повышение температуры облученных образцов приводит к уменьшению поглощения в области “хвоста” и, соответственно, к отжигу дефектов, вызванных облучением электронами  $\mu$ c-Si:H. Отжиг возникших в результате облучения дефектов начинается при сравнительно низких

температурах. Полностью исходные значения параметров восстанавливаются после отжига  $\mu\text{-Si:H}$  в течение 1 часа при температуре 180  $^{\circ}\text{C}$ .

Зависимость коэффициента поглощения в дефектной области спектра от температуры отжига для облученной пленки  $\mu\text{-Si:H}$  близка к аналогичной зависимости для концентрации дефектов, созданных облучением электронами, в пленках  $a\text{-Si:H}$  [3]. Это указывает на близкие механизмы возникновения и отжига метастабильных дефектов, возникающих при облучении электронами пленок  $\mu\text{-Si:H}$  и  $a\text{-Si:H}$ .

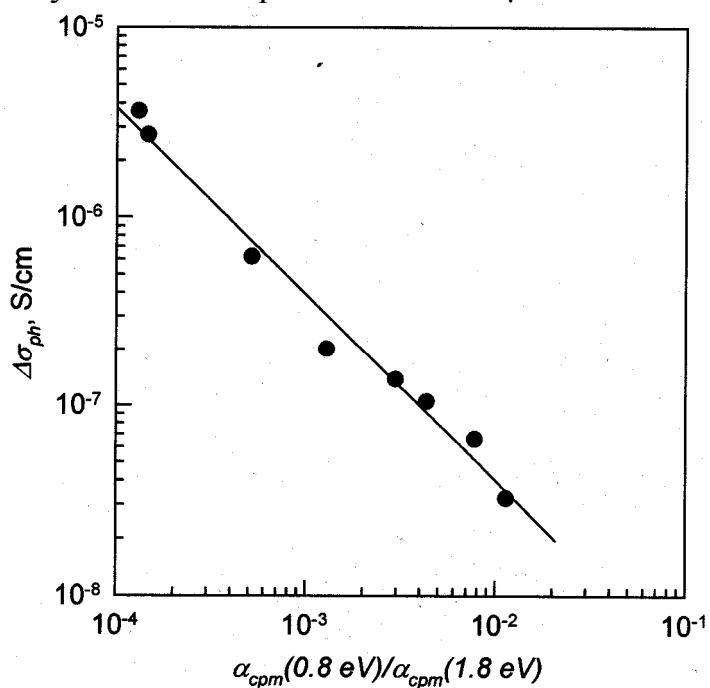


Рис.1. Зависимость фотопроводимости ( $\Delta\sigma_{ph}$ ) пленки  $\mu\text{-Si:H}$  при комнатной температуре от величины относительного коэффициента поглощения в “дефектной области” спектра ( $\alpha_{cpm}(0.8 \text{ eV})/\alpha_{cpm}(1.8 \text{ eV})$ ).

На рис.1 показана корреляция изменения фотопроводимости и коэффициента поглощения в “дефектной области” спектра. Как видно из рисунка, данная зависимость близка к обратно пропорциональной. Это свидетельствует о том, что возникающие при облучении электронами дефекты являются основными центрами рекомбинации неравновесных носителей и определяют величину фотопроводимости  $\mu\text{-Si:H}$  при комнатной температуре.

## НЕРАВНОВЕСНЫЕ ПРОЦЕССЫ В САМООРГАНИЗОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ CdSe/ZnSe

Ст. научн. сотр. Жуков Е.А.

Измерены развернутые во времени спектры фотолюминесценции самоорганизованных квантовых точек CdSe/ZnSe при их возбуждении фемтосекундными и мощными наносекундными импульсами лазера. Особенности кинетики люминесценции квантовых точек различного размера и барьера объяснены эффективной диффузией и захватом носителей из барьера в квантовые точки, быстрой релаксацией по подуровням размерного квантования, зависимостью времени захвата носителей и рекомбинации от размера квантовой точки. Изменение формы спектров люминесценции образцов квантовых точек (возрастание интенсивности люминесценции высокочастотной части спектров) и нелинейная зависимость интенсивности фотолюминесценции при высоких уровнях возбуждения, по-видимому, обусловлены эффектом заполнения состояний, замедлением скорости захвата носителей в квантовую точку по мере ее заполнения носителями и штарковским сдвигом линии фотолюминесценции.

Настоящая работа посвящена изучению линейных и нелинейных оптических свойств самоорганизованных квантовых точек (КТ) CdSe/ZnSe, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Они имеют полусферическую форму с диаметром около 20 нм и высотой 2 - 3 нм. Плотность КТ CdSe/ZnSe в слое около  $10^{11} \text{ см}^{-2}$ .

В работе получены развернутые во времени спектры фотолюминесценции образцов самоорганизованных КТ CdSe/ZnSe при возбуждении 100 фс импульсами света ( $h\nu = 3,1 \text{ eV}$ ). При этом свет в основном поглощался и носители генерировались в барьерном слое ZnSe. Зарегистрированы две полосы люминесценции (интенсивная в диапазоне 2,3 – 2,5 эВ и слабая в окрестности 2,8 эВ), по-видимому, обусловленные люминесценцией КТ CdSe/ZnSe и матрицы (барьера) ZnSe. Высокочастотный сдвиг (более 0,5 эВ) спектров люминесценции образцов (интенсивной полосы) в область больших энергий по сравнению с шириной запрещенной зоны (1,8 эВ) объемного полупроводника CdSe обусловлен квантовым размерным эффектом в КТ. Значительную полуширину этой полосы (около 80 мэВ) можно объяснить неоднородным уширением, связанным с дисперсией размеров ансамбля КТ. Обнаруженное быстрое время релаксации люминесценции барьера ZnSe (около 7 пс при темпе-

ратуре образцов наноструктур 20 К) по сравнению со временем рекомбинации объемного полупроводника, слабая интенсивность люминесценции барьера по сравнению с интенсивностью люминесценции КТ, быстрое время нарастания люминесценции КТ (менее 20 пс в нашем случае) свидетельствует: а) об эффективных процессах диффузии возбужденных носителей в барьере и захвате носителей из барьера в КТ; б) о быстром времени релаксации носителей в основное нижнее электронно-дырочное состояние КТ (экситонное) квантовых точек (об отсутствии «фононного бутылочного горла» в исследуемых образцах).

Следует отметить следующие изменения спектров люминесценции КТ CdSe/ZnSe во времени: форма спектров изменяется из-за того, что высокочастотная часть спектра затухает быстрее, чем низкочастотная; этот процесс сопровождается сдвигом максимума спектра люминесценции в область меньших энергий. При этом меняются времена нарастания и спада для различных участков спектра. Они увеличиваются для длинноволновой части спектра.

Наблюдаемые особенности кинетики люминесценции ансамбля самоорганизованных КТ CdSe/ZnSe можно объяснить, если учесть дисперсию их размеров (неоднородное уширение спектров люминесценции). Эффективность безызлучательной рекомбинации возрастает в КТ меньшего размера из-за большего влияния границы раздела полупроводник CdSe - барьер ZnSe. Итак, уменьшением времени рекомбинации для КТ меньшего размера можно объяснить изменение формы спектра люминесценции ансамбля КТ с течением времени, сопровождающееся сдвигом максимума спектра в область меньших энергий. В исследуемых КТ CdSe/ZnSe время рекомбинации  $\tau$  уменьшается по мере увеличения частоты регистрации (с уменьшением размера КТ). Суммарное время диффузии, захвата и релаксации носителей из возбужденного в основное состояние  $\tau_c$  возрастает с увеличением размера КТ. Последнее обстоятельство можно объяснить увеличением времени захвата носителей из барьера в КТ, так как при захвате электронов квантовая яма может заряжаться. Возникающий кулоновский барьер замедляет рост концентрации носителей в квантовой яме. Можно предположить, что замедление скорости захвата носителей должно в первую очередь проявляться в КТ большего размера из-за большего времени жизни носителей. По-видимому, изменением времени релаксации носителей из возбужденного в основное состояние КТ (изменением времени релаксации по подуровням размерного квантования) зависимость  $\tau_c$  от размера КТ объяснить нельзя.

Для изучения особенностей люминесценции самоорганизованных КТ CdSe/ZnSe при больших уровнях накачки образцы возбуждались из-

лучением третьей гармоники ( $h\nu = 3,45$  эВ) большой мощности  $Nd:YAlO_4$ -лазера с модулированной добротностью (длительность импульса генерации 14 нс).

С ростом уровня возбуждения в спектрах фотолюминесценции возрастает интенсивность высокочастотной части спектра, сопровождающаяся сдвигом максимума спектра люминесценции в область больших энергий. При этом зарегистрированы нелинейные зависимости интенсивности фотолюминесценции КТ CdSe/ZnSe от уровня возбуждения для различных спектральных интервалов (для КТ разного размера). Нелинейную зависимость интенсивности люминесценции КТ CdSe/ZnSe от уровня возбуждения и изменение формы спектров можно объяснить эффектом заполнения состояний в КТ. С ростом интенсивности возбуждающего излучения увеличивается концентрация носителей в КТ, и согласно принципу Паули может происходить заполнение основного нижнего уровня размерного квантования и уровней с большими энергиями. Измеренное время рекомбинации в КТ CdSe/ZnSe  $\tau \ll \tau_p$ , где  $\tau_p$  - длительность возбуждающего импульса. Поэтому можно считать исследуемый процесс стационарным. Расчеты показали, что стационарное число носителей, инжектированных в нашем эксперименте в отдельную КТ, достаточно для заполнения уровней размерного квантования.

Зависимость интенсивности люминесценции от уровня возбуждения для разных участков спектра люминесценции можно аппроксимировать, используя модель насыщения. Параметр насыщения для разных участков спектра увеличивается по мере увеличения часты регистрации. Наблюдаемую особенность, а также асимметричное уширение и сдвиг максимума спектра люминесценции, можно объяснить конкуренцией следующих процессов: замедлением скорости захвата носителей в КТ CdSe/ZnSe большего размера (по мере заполнения квантовой ямы носителями происходит возрастание кулоновского барьера на границе ямы, препятствующего нарастанию концентрации носителей в ней), более короткими временами рекомбинации носителей в КТ малого диаметра (как следствие большего влияния безызлучательной рекомбинации через поверхностные состояния) и штарковским сдвигом спектра фотoluminesценции в красную область спектра по мере заряда квантовой точки.

По нашему мнению, одним из основных механизмов образования дефектов в  $\mu\text{-Si:H}$  при облучении его электронами с энергией в десятки кэВ, как и в случае  $a\text{-Si:H}$ , является разрыв связей между атомами водорода и кремния [3]. По мнению авторов [4], водород, пассивирующий оборванные связи в  $\mu\text{-Si:H}$ , в основном находится на границах колонн

микрокристаллов. Поэтому разрыв кремний-водородных связей должен привести к увеличению концентрации оборванных связей на границах колонн микрокристаллов и, соответственно, к увеличению поглощения в дефектной области спектра и уменьшению фотопроводимости.

Таким образом, проведенные исследования показали, что хотя в  $\mu$ -Si:H в отличие от a-Si:H не наблюдаются фотоиндуцированные изменения свойств, облучение  $\mu$ -Si:H низкоэнергетичными электронами с энергией в десятки кэВ приводит, как и в случае a-Si:H, к возникновению метастабильных дефектов, влияющих на оптические и фотоэлектрические параметры материала.

### **Литература**

- [1] H. Shade, J.I. Pankove. J.de Phys., C-4, Suppl. 10, **42**, C4-327 (1981).
- [2] N. Beck, P. Torres, J. Fric, Z. Remes, A. Poruba, H.A. Stuchlicova, A. Fejfar, N. Wyrsch, M. Vanecek, J. Kocka, A. Shah. Mat. Res. Soc. Symp. Proc., **452**, 761 (1997).
- [3] M. Stutzmann. in *Amorphous and microcrystalline semiconductor devices v. II: Material and device physics*, J. Kanicki, ed. (Artech House Boston, London, 1991) p.129.
- [4] K. Tanaka. Mat. Res. Soc. Symp. Proc., **452**, 3 (1997).

## **ДИЗАЙН ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ СОПОЛИМЕРОВ**

Профессор Хохлов А.Р.

Рассматриваются возможности синтетических сополимеров с модельными последовательностями звеньев с точки зрения достижения желаемых функциональных свойств макромолекул. Разрабатываемый подход является биомиметическим по своей природе: исходя из свойств первичной структуры биополимеров, мы стараемся конструировать последовательности звеньев синтетических сополимеров, используя похожие идеи. Одним из примеров являются белково-подобные сополимеры, которые могут образовывать глобулу с четко выделенным гидрофобным ядром, окруженным гидрофильной оболочкой. Такие белково-подобные сополимеры легко получить в компьютерных экспериментах. Кроме того, будут представлены экспериментальные механизмы синтеза, базирующиеся на использовании полимераналогичных реакций, сополимеризации в плохом растворителе с одновременным формированием глобулы сополимера, а также на твердотельном синтезе полипептидов.

В результате становится возможным синтез сополимеров, которые совершают переход из клубкового в глобулярное состояние, не сопровождающийся межмолекулярной агрегацией и выпадением в осадок.

Рассматриваются статистические свойства первичной структуры белково-подобных сополимеров, сконструированных согласно описанным выше правилам. С помощью компьютерного моделирования и прямыми аналитическими вычислениями показано, что для больших глобул, сформированных гибкими полимерными цепями, последовательности звеньев скоррелированы на больших масштабах вдоль цепи и могут быть описаны статистикой Леви (Levy-flight).

В работе вводится концепция эволюции последовательностей в синтетических сополимерах и представлены некоторые примеры экспериментальной реализации такой эволюции. Обсуждаются параллели с эволюцией последовательностей в биополимерах. Показано, что путем эволюции последовательностей можно получить сополимеры с более совершенными характеристиками, способные выполнять специфические функции, чем свойства сополимеров, полученные по описанной выше процедуре.

Рассматриваются также другие примеры сополимеров с функционально-настроенными последовательностями: сополимеры, настроенные на адсорбцию на плоской поверхности, на захват маленькой коллоидной частицы или белковой молекулы (молекулярные дозаторы); сополимеры, моделирующие белок с активным энзимным центром и т.д. Одной из наиболее важных проблем в этой области является создание сополимеров, способных распознавать специфическую наноструктуру поверхности путем избирательной адсорбции на такой наноструктуре.

## ГЛОБУЛЫ БЕЛКОВО-ПОДОБНЫХ СОПОЛИМЕРОВ: ЯВЛЯЮТСЯ ЛИ-СТРУКТУРЫ “ЯДРО-ОБОЛОЧКА” ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИ СТАБИЛЬНЫМИ?

Профессор Семенов А.Н., Научн. сотр. Говорун Е.Н.

Рассматривается вопрос о термодинамической устойчивости глобул, состоящих из гидрофобного ядра и гидрофильной оболочки. При этом предполагается, что макромолекула содержит небольшое количество одиночных гидрофильных звеньев, сосредоточенных в узком поверхностном слое глобулы благодаря сильному отталкиванию от гидрофобных звеньев. В рамках подхода среднего поля рассчитана свободная энергия поверхности с учетом энтропии гидрофильных звеньев, энергии взаимодействия гидрофильных и гидрофобных звеньев и кон-

формационной энергии гидрофобных блоков, концы которых локализованы на поверхности глобулы.

Рассмотрены различные типы распределений звеньев в сополимерах: регулярные сополимеры с фиксированной длиной гидрофобных блоков, случайные сополимеры, белково-подобные сополимеры и сополимеры, состоящие из одного длинного и большого количества коротких блоков. При этом предполагается, что основная часть даже самых коротких гидрофобных (Н-) блоков расположена в гидрофобном ядре глобулы, а не в поверхностном слое. Процедура получения белково-подобных глобул с малым содержанием полярных звеньев подразумевает случайное превращение заданной доли звеньев на поверхности гидрофобной глобулы в гидрофильные.

Согласно расчетам, наименьшую свободную энергию при заданном составе имеют сополимеры, состоящие из одного длинного и большого количества коротких блоков, к ним близки белково-подобные сополимеры, а наименьшей термодинамической стабильностью обладают регулярные сополимеры. Кроме того, увеличение отталкивания между гидрофобными и полярными звеньями неблагоприятно для формирования глобулы и может привести к переходу макромолекулы из глобулярного в клубковое состояние.

Рассмотрена также термодинамическая устойчивость системы многих глобул. Глобулы регулярных сополимеров почти всегда слипаются (подобно гомополимерным глобулам), образуя микрофазно расслоенный осадок. Однако ситуация может измениться, если сополимерная последовательность содержит хотя бы небольшую долю коротких Н-блоков: В этом случае сферические глобулы могут быть термодинамически стабильными, либо образовывать агрегаты различной формы, не выпадая в осадок. Как размер, так и форма агрегатов очень чувствительны к распределению Н-блоков по длиам. Широкое распределение наиболее благоприятно для стабилизации отдельных глобул или их небольших агрегатов.

## ГЛОБУЛЫ АМФИФИЛЬНЫХ ГОМОПОЛИМЕРОВ: ВОЗМОЖНОСТИ ДИЗАЙНА ФОРМЫ

*Вед. научн. сотр. В.В. Василевская, профессор П.Г.Халатур*

Общепринято считать, что свойства перехода клубок-глобула гомополимерной макромолекулы определяется исключительно ее гибкостью. Так, переход клубок-глобула в случае гибкой полимерной цепи

является плавным фазовым переходом второго рода, а жесткой полимерной цепи - фазовым переходом первого рода с резким скачком ее размеров. Глобула гибкой макромолекулы является сферой, а жесткой персистентной макромолекулы – тороидом. Однако, что в независимости от жесткости полимерной цепи для зависимости радиуса инерции  $R_g^{glob}$  глобулы от степени полимеризации считается верной оценка:  $R_g^{glob} \sim N^\nu$ ;  $\nu = 1/3$ .

Нами было показано, что если учитывать амфи菲尔ность многих гомополимеров такая оценка не является верной.

Амфи菲尔ный гомополимер – это полимер, мономерные звенья которого содержат группы, резко отличающиеся своим сродством с растворителем. К примеру, в случае водных растворов, амфи菲尔ным будем считать тот мономер, который содержит как гидрофобные, так и гидро菲尔ные группы (см. рисунок 1 А).

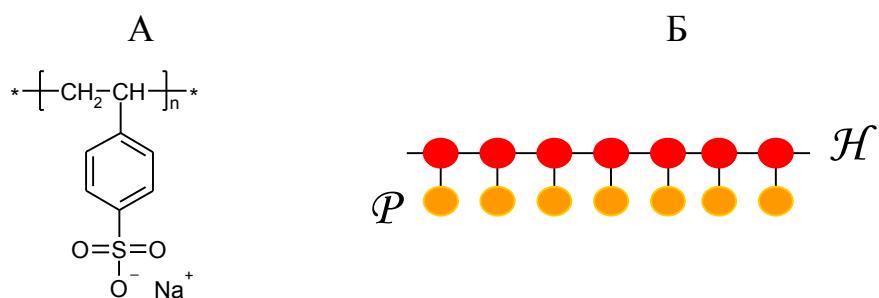


Рис. 1. Амфи菲尔ный гомополимер. Пример амфи菲尔ного мономерного звена (А); модель амфи菲尔ного гомополимера (Б)

Отметим, что, вообще говоря, в вышеописанном смысле многие из используемых полимеров являются амфи菲尔ными гомополимерами.

На рисунке 1Б приведена простейшая предложенная нами модель амфи菲尔ного гомополимера. Мономерные звенья такого полимера состоят из двух бусинок. Принадлежащие основной цепи бусинки Н являются гидрофобными: они притягиваются друг к другу. Характерный энергетический параметр этого притяжения —  $\epsilon_{HH}$ . Бусинки Р — аналог гидро菲尔ной части звена — отталкиваются друг от друга и от звеньев Н.  $\epsilon_{HP}$  — энергетический параметр описывающий это отталкивание.

В данной работе методом молекулярной динамики нами было проведено исследование перехода клубок-глобула амфи菲尔ных гомополимеров.

Было показано, что число возможных ситуаций в таких макромолекулах много больше, чем это предсказывается на основе общепринятых моделей гомополимерных цепей. Глобула амфи菲尔ной макромолекулы имеет цилиндрическую форму, а показатель  $v$  в скейлинговой зависимости  $R_g^{glob}(N)$  много больше  $1/3$  (см. рис.2) и близок к единице как для полностью вытянутой цепи.

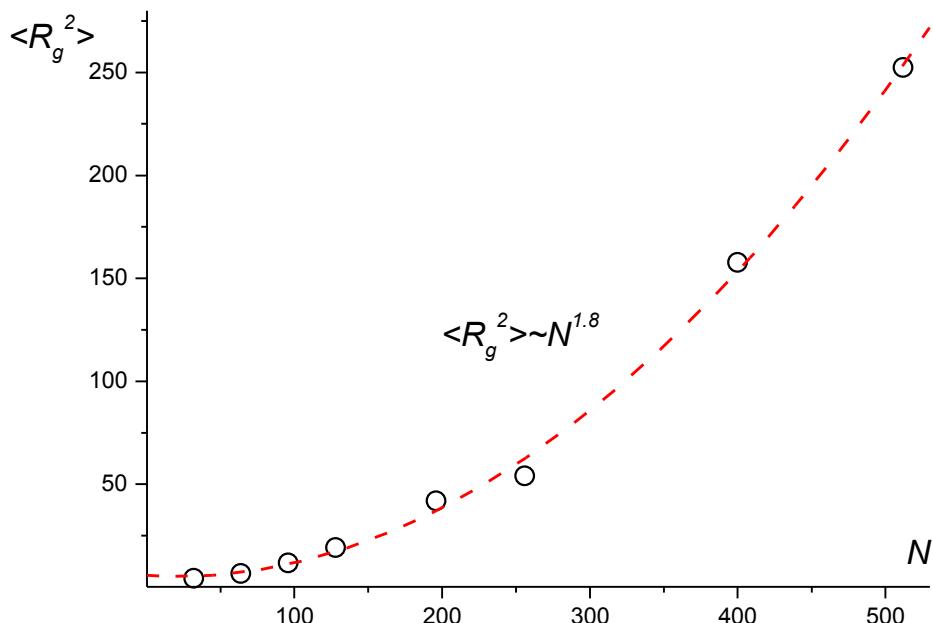


Рис. 2. Зависимость среднеквадратичного радиуса инерции  $\langle R_g^2 \rangle$  глобулы амфи菲尔ного гомополимера от степени полимеризации макромолекулы N ( $\epsilon_{HH} = -4$ ;  $\epsilon_{HP} = 2$ ).

Интересно, что в зависимости от соотношения параметров переход клубок – цилиндрическая глобула в амфи菲尔ных гомополимерных молекулах может происходить через фазу ожерелья. Либо форма первоначально сферической глобулы может претерпевать превращения по схеме: сфера – диск –цилиндр.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 02-03-33213) и программы INTAS

## КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ МОНОГИДРАТА ОКСАЛАТА КАЛЬЦИЯ

Научн. сотр. *Гвоздев Н.В.*, аспирантка *Петрова Е.В.*,  
профессор *Рашкович Л.Н.*

Устройство почки и мочекаменная болезнь. Чем может помочь исследование механизма и кинетики кристаллизации почечных камней для выяснения причин и способа лечения этой болезни.

Кристаллы СОМ – наиболее опасны и встречаются чаще всего. Способы получения кристаллов для исследования, влияние подложки, особенности образования, структура и свойства. Известные данные о влиянии примесей на кинетику кристаллизации.

In situ атомно-силовая микроскопия роста граней СОМ. Дислокации, 2D и 3D зародыши. Плотность дислокаций, другие дефекты структуры. Типичное значение пересыщения, при котором можно наблюдать рост. Кинетический коэффициент ступеней. Свободная поверхностная энергия, размер критического зародыша. Трудность определения плотности изломов на ступенях.

Картина растворения быстро и медленно растущих граней в дистиллированной воде. Скорость растворения по сравнению со скоростью роста. Двухкратное увеличение скорости растворения в Penta water.

## НЕЛИНЕЙНАЯ АКУСТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА

Профессор Руденко О.В.

Основу метода формируют два явления:

1. Способность упругих волн без существенных потерь проникать вглубь материалов, конструкций, сооружений, геологических структур. В природе и технике гораздо больше сред, прозрачных для упругих волн, чем для света, радиоволн, рентгеновского или иного другого вида излучения. Поэтому акустические методы являются наиболее информативным инструментом исследования надмолекулярной структуры конденсированных сред.

2. Сильная зависимость нелинейных параметров среды от концентрации и размеров дефектов создает принципиально новые возможности определения прочностных характеристик изделий и материалов, обнаружения поврежденных областей и даже отдельных трещин. В отличие от традиционных методов, основанных на управлении пространственно-временными характеристиками зондирующих сигналов (сканировании луча, варьировании длительности и времени задержки импульсов, свипировании частоты и т.д.) нелинейные методы используют эффекты, проявляющиеся при высоких интенсивностях сигнала и усиливающиеся с ростом его амплитуды. Таким образом, возникает «дополнительное измерение» в пространстве параметров, содержащих информацию об исследуемом объекте.

В последние годы наблюдается большой интерес к новым сверхчувствительным методам. Создана сеть Европейского совета NATEMIS, объединяющая лаборатории многих стран. Выполняются проекты по диагностике структурных и усталостных изменений материалов и конструкций авиационной, космической и атомной промышленности, находящихся в экстремальных условиях эксплуатации. Похожие работы ведутся в США, в университетах и ядерных центрах в Ливерморе и Лос-Аламосе.

В однородных средах коэффициент нелинейности имеет величину от 3 до 10. Однако существуют среды с очень большой нелинейностью. Примером может служить жидкость с пузырьками газа, где экспериментально наблюдались значения  $\alpha$  порядка 5000. Предельно возможное значение нелинейности достигается в системе, состоящей из тонких слоев газа, окруженных жидкостью [Hedberg, Rudenko, J.Acoust.Soc.America, 110(5), Pt.1, pp.2340-2350 (2001)]:

$$\alpha_{eff} = \frac{2}{3} \frac{\alpha_g}{\alpha_l} \left( \frac{c_l^2 \rho_l}{c_g^2 \rho_g} \right)^2.$$

Здесь обозначено:  $c$  — скорость звука,  $\rho$  — плотность. Индекс «g» относится к газу, «l» — к жидкости. Для тонкого слоя воздуха, окруженнего водой, оценка дает  $10^7$ . Гигантская нелинейность пузырьковых жидкостей недавно начала использоваться в медицинских целях. Созданы стабильные микропузырьки, окруженные биологически инертной оболочкой. Они вводятся в кровеносный сосуд, проникают в удаленные участки кровеносной системы (включая сердце) и позволяют визуализировать ее мельчайшие детали. На разработку акустически контрастных веществ (типа «Альбунэкс») за последние 10 лет израсходовано более 1 миллиарда долларов. Сейчас эти уникальные препараты широко используются в зарубежных клиниках.

Гигантский рост нелинейности имеет место и в твердых телах при наличии мезоскопических дефектов их структуры. Основные механизмы просты [Руденко. Нелинейные методы в акустической диагностике. Дефектоскопия, №8, стр.24-32 (1993)]. Зернистые среды, например, моделируются ансамблем контактов Герца; с ростом прижимающего усилия площадь контакта зерен увеличивается, «жесткость» возрастает. «Хлопающая» и бимодульная нелинейности моделируют шероховатые поверхности и внутренние дефекты типа расслоений в композитных материалах и микросхемах. В строительных материалах имеются трещины, которые усиливают напряжения вблизи острых вершин. Переменное напряжение акустической волны вызывает в вершинах трещин нелинейный отклик на комбинационных частотах. Эквивалентный коэффициент нелинейности для дефектной среды оказывается много большим, чем для однородной.

В последние годы предложено множество методов нелинейной диагностики, основанных на генерации гармоник, нелинейной трансформации широких спектров, модуляции ультразвукового сигнала ударам или импульсами акустической эмиссии, трансформации вероятностных распределений параметров сигналов, на «запоминании» нелинейными волнами свойств трассы распространения и многие другие, включая резонансные методы в сочетании с реконструктивной вычислительной томографией и теорией обратного рассеяния волн.

Заметные приложения реализованы в строительной индустрии. В период 1983-2001 гг. сотрудниками ЦНИИС и их партнерами (при научной поддержке МГУ) проведена диагностика 30 мостов, десятков автодорожных эстакад, более 20 тепловых электростанций, тоннелей и метрополитенов. Работы в сейсмически опасных зонах (Кемеровская

область, Узбекистан, Армения) позволили восстановить десятки зданий, поврежденных землетрясениями, обеспечить сейсмозащиту жилых кварталов и тепловых электростанций. Эти методы применялись при строительстве III транспортного кольца и реставрации ряда архитектурно-исторических памятников в Москве.

Исследования по нелинейной диагностике поддерживались грантами РФФИ, программами “Ведущие научные школы” и “Университеты России”

## СПЕКТРОСКОПИЯ СВЕРХТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК: МЕТОД ВЫРОЖДЕННОЙ ЧЕТЫРЕХФОТОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

*Бобырев Ю.В., аспирант Воронов А.В., ст. научн. сотр. Петникова В.М.,  
научн. сотр. Руденко К.В., профессор Шувалов В.В.*

Методом вырожденной четырехфотонной пикосекундной (длительность импульса  $\sim 20$  пс) спектроскопии исследованы сверхтонкие (толщиной 15-20 нм) пленки Ni, Au и Pt. Показано, что эффективность самодифракции зависит от длин волн накачек . (рис.1). Полученные данные интерпретированы в рамках модели, учитывающей реальный электронный спектр образцов, основные внутри- и межзонные релаксационные процессы, эффекты насыщения и разогрева электронной подсистемы. Показано, что в спектральном диапазоне  $\lambda = 620\text{--}635$  нм, благодаря большой энергии кванта возбуждения ( $\sim 2$  eV), основной вклад в нелинейный отклик вносят межзонные электронные переходы. Из-за интерференции, одновременно проходящих межзонных переходов, зависимость  $(\dots)$  оказывается чувствительна к вариациям подгоночных параметров модели. Благодаря этому, можно довольно точно ( $\pm 10\text{--}15\%$ ) определить время внутризонной релаксации  $T_2 = (200 \pm 30)$ ,  $(200 \pm 30)$ , и  $(180 \pm 30)$  фс для пленок Ni, Au and Pt соответственно. Температура электронной подсистемы  $T_e = (600\text{--}800)$  К.

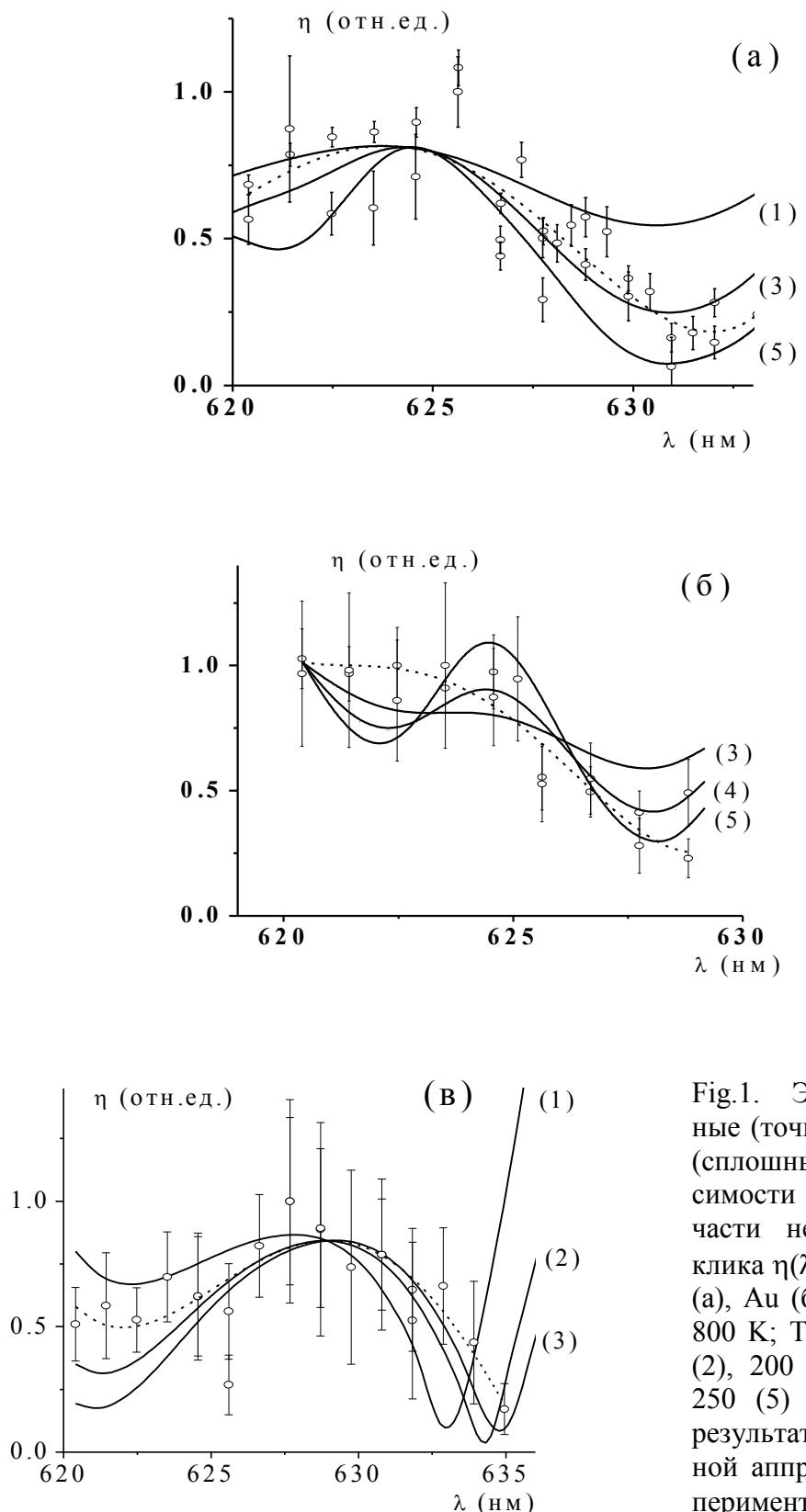


Fig.1. Экспериментальные (точки) и расчетные (сплошные линии) зависимости электронной части нелинейного отклика  $\eta(\lambda)$  для пленок Ni (а), Au (б) и Pt (в):  $T_e = 800$  K;  $T_2 = 150$  (1), 180 (2), 200 (3), 230 (4), & 250 (5) фс; пунктир – результат полиномиальной аппроксимации экспериментальных точек

## ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СОСТОЯНИЯ ОДНОПУЧКОВЫХ БИФОТОНОВ

Ст. научн. сотр. Чехова М.В.

Бифотонами называют коррелированные, или перепутанные, состояния двух фотонов. Такие пары фотонов обычно получают в эксперименте за счет спонтанного параметрического рассеяния света (СПР). Бифотоны, излучаемые при СПР в коллинеарном режиме, можно назвать *однопучковыми*. Во многих экспериментах при этом можно считать, что оба фотона пары относятся к одной пространственной моде поля. Если режим СПР является также вырожденным по частоте, то часто можно считать фотоны одной пары принадлежащими одной пространственно-частотной моде. При этом остается “свобода” в выборе поляризационного состояния бифотона. Рассмотрению этого состояния, а также его экспериментальному приготовлению и преобразованиям, посвящена данная работа.

Как показано в [1], произвольное поляризационное состояние бифотонного поля имеет вид  $\psi = c_1|2,0\rangle + c_2|1,1\rangle + c_3|0,2\rangle$ , где  $c_i$  - комплексные коэффициенты, а  $|n,m\rangle$ ,  $n+m=2$ , - состояние с  $n$  фотонами, поляризованными горизонтально и  $m$  фотонами, поляризованными вертикально. Видно, что с точки зрения поляризационного состояния, бифотон представляет собой кутрит - квантовую трехуровневую систему. Для приготовления такого состояния можно использовать схему, включающую три нелинейных кристалла - два кристалла, в которых происходит СПР с синхронизмом типа I (при этом фотоны в парах поляризованы одинаково), и один кристалл, в котором происходит СПР с синхронизмом типа II (фотоны в парах поляризованы ортогонально).

Можно предложить более наглядное представление поляризационного состояния бифотона:  $\psi = \frac{a^\dagger(\vartheta, \phi)a^\dagger(\vartheta', \phi')}{\sqrt{|a^\dagger(\vartheta, \phi)a^\dagger(\vartheta', \phi')|}}$ , где  $a^\dagger(\vartheta, \phi)$  - оператор

рождения фотона в поляризационной моде, задаваемой параметрами  $\vartheta, \phi$ , и аналогично для штрихованных переменных. Такое представление позволяет изобразить поляризованный бифотон парой точек на сфере Пуанкаре, получить простые выражения для вектора Стокса и степени поляризации бифотона [2], а также сформулировать операциональное условие ортогональности двух произвольно поляризованных бифотонов и предложить эксперимент по наблюдению эффекта антикорреляции для бифотонов с произвольной степенью поляризации [3]. Использование ортогональных бифотонов с произвольной степенью поляризации может позволить осуществить эксперименты по передаче квантовой

информации в троичной кодировке и, в том числе, троичные протоколы квантовой криптографии.

Пока не было проведено таких экспериментов с бифотонами с произвольной степенью поляризации, однако были выполнены эксперименты с неполяризованными бифотонами. Для этого были подготовлены [4] три ортогональных вектора состояния, образующие базис в пространстве поляризационных состояний бифотонов, для которых степень поляризации равна нулю и которые можно преобразовывать друг в друга с помощью фазовых пластинок. (Заметим, что преобразования с изменением степени поляризации бифотонов невозможно выполнить с помощью линейных поляризационных элементов - фазовых пластинок, роторов, интерферометров и др.) Это следующие состояния: пара коррелированных фотонов, поляризованных линейно вертикально и горизонтально, пара коррелированных фотонов, поляризованных линейно под углами  $+/-45^\circ$  к вертикалам, и пара коррелированных фотонов, поляризованных право- и левоциркулярно. Такие преобразования были проведены экспериментально. Данные состояния по своим свойствам являются кутритами - троичными квантовыми битами информации.

Использование коллинеарного частотно-вырожденного режима генерации бифотонов в интерферометре Маха-Цендера позволяет получить из суперпозиции поляризованных состояний  $|2,0\rangle + e^{i\phi}|0,2\rangle$  (состояния, излучаемые при СПР с синхронизмом типа I) состояния, по своим поляризационным свойствам аналогичные состоянию  $|1,1\rangle$ , т.е. паре коррелированных ортогонально поляризованных фотонов, излучаемых при СПР с синхронизмом типа II. Такой способ приготовления пар ортогонально поляризованных фотонов из пар одинаково поляризованных фотонов основан на эффекте двухфотонной интерференции. При этом состояние сохраняет спектральные свойства, присущие излучению СПР при синхронизме типа I. Для данного искусственно синтезированного состояния наблюдался эффект антикорреляции [5], т.е. “провал” в скорости счета совпадений фотоотсчетов двух детекторов, регистрирующих пары фотонов. Было проведено сравнение формы “провала”  $R_c(\tau)$  ( $\tau$  - задержка между двумя фотонами пары) с формой огибающей КФ первого порядка  $g^{(1)}(\tau)$ , и было показано, что  $R_c(\tau) \propto 1 - |g^{(1)}(2\tau)|$ . Эффект можно использовать для измерения малых групповых задержек между ортогонально поляризованными фотонами; разрешение при этом соответствует ширине “провала” (в проведенном эксперименте - около 30 фемтосекунд). Была исследована роль фильтров при наблюдении эффекта антикорреляции. Аналогичный эксперимент был выполнен для бифотонов, излучаемых при СПР с фемтосекундной импульсной накачкой.

Наконец, для случая бифотонов, генерируемых при частотно-невырожденном СПР, с использованием интерферометрической схемы были экспериментально приготовлены все четыре поляризационно-частотные состояния Белла [6]:  $\Psi^\pm \equiv |H_\omega V_{\omega'}\rangle \pm |V_\omega H_{\omega'}\rangle$ ,  $\Phi^\pm \equiv |H_\omega H_{\omega'}\rangle \pm |V_\omega V_{\omega'}\rangle$ . Были исследованы поляризационные свойства этих состояний. Было показано, что состояния  $\Psi^+, \Phi^+$ , будучи неполяризованными во втором порядке по полю, проявляют так называемую скрытую поляризацию, т.е. поляризацию в четвертом порядке по полю. Состояние  $\Psi^-$  (синглетное состояние) оказывается неполяризованным во всех порядках по полю. В эксперименте для него было продемонстрировано отсутствие поляризации в четвертом порядке по полю, которая может проявляться в распределении совпадений фотоотсчетов двух детекторов, регистрирующих парные фотонны. Кроме того, можно показать, что свет в состоянии  $\Psi^-$  представляет собой так называемый поляризационно-скалярный свет, для которого подавлены флуктуации всех трех параметров Стокса [7].

Литература:

1. А.В.Бурлаков, Д.Н.Клышко, Письма в ЖЭТФ, **69**, 795-798 (1999).
2. А.В.Бурлаков, М.В.Чехова, Письма в ЖЭТФ, **75**, №8, 505-512 (2002).
3. А.А.Жуков, Г.А.Масленников, М.В.Чехова, Письма в ЖЭТФ, 2002.
4. A.V.Burlakov, M.V.Chekhova, O.A.Karabutova, D.N.Klyshko, S.P.Kulik, Phys. Rev. A, **60**, R4209 – R4212 (1999).
5. A.V.Burlakov, M.V.Chekhova, O.A.Karabutova, and S.P.Kulik, Phys. Rev. A, **64**, 041803-1 – 041803-4 (2001).
6. А.В.Бурлаков, С.П.Кулик, Г.О.Рытиков, М.В.Чехова, ЖЭТФ, **122**, 738-745 (2002).
7. П.А.Бушев, В.П.Карасев, А.В.Масалов, А.А.Путилин, Оптика и Спектроскопия, **91**, 558-564 (2001).

## БИОЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ СОВМЕСТИМОСТЬ В ПРОЦЕССАХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НИЗКОИНТЕНСИВНОГО МИЛЛИМЕТРОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С БИОЛОГИЧЕСКИМИ ОБЪЕКТАМИ

Доцент Королев А.Ф.

Последние три десятилетия широко ведутся исследования по изучению воздействия низкоинтенсивных (плотность потока мощности меньше  $10 \text{ мВт/см}^2$ ) электромагнитного излучения (ЭМИ) различных диапазонов волн на биологические объекты разной степени организации. Такое воздействие называют нетепловым, так как нагрев исследуемой биосфера не превышает  $0,1^\circ\text{K}$ . Порог мощности низкоинтенсивного ЭМИ, при

котором уже наблюдаются эффекты его воздействия, едва превышает уровень естественного электромагнитного фона ( $10^{-19}$  -  $10^{-21}$  Вт/М<sup>2</sup>·Гц)

Принципиальной трудностью на пути выбора качественного физического метода при излучении биологических эффектов воздействия электромагнитного излучения является большое количество радиофизических и биологических факторов, степень влияния которых на результаты воздействия *a priori* не известен, причем постановка последовательного многофакторного эксперимента с учетом конечного времени жизни конкретного объекта практически исключена. Еще одна проблема связана с тем, что до настоящего времени нет однозначных критериев наличия эффектов воздействия миллиметровых волн в том или ином конкретном эксперименте. По-видимому, единственным радикальным методом «борьбы» со столь сложной проблемой является представление сложного взаимодействия излучения со средой в виде элементарных актов и, следовательно, постановка некоторого количества краткосрочных экспериментов, которые позволили бы наблюдать и контролировать одновременно параметры каждого элементарного акта и тем самым однозначно выделить те из них, которые действительно являются определяющими в данном биологическом эффекте [1].

Поиск первичных биорецепторов ведется как правило, среди макромолекулярных комплексов, связанных с мембранными системами живых организмов. Сходные биологические эффекты возникают при воздействии низкоинтенсивных электромагнитных полей различных спектральных диапазонов - ультрафиолет, видимый свет, инфракрасное излучение, - и, как правило, объединяются одним термином «биостимуляция». Это указывает на то, что в цепочках отклика должен существовать общий элемент, позволяющий биологической системе одинаково реагировать на разнородные сигналы. Один из подходов к данной проблеме связывает механизм действия внешних информационных сигналов со свойствами биологической жидкости как структурированной среды.

Нами была проведена серия экспериментов по облучению питательной среды, воды, дистиллиированной и бидистиллированной воды низкоинтенсивным миллиметровым излучением. Это воздействие носило неспецифический, т.е. нетепловой характер, т.к. оно не приводило к повышению температуры больше чем на одну десятую градуса. Было зафиксировано, что после облучения, вода или питательная среда как бы запоминает факт ее облучения, и после снятия воздействия наблюдаются длительные (порядка часов и даже суток) изменения времен спин-спиновой и спин-решеточной релаксации, а также изменения оптической плотности в УФ диапазоне спектра.

Также были проведены измерения проводимости облученной воды по постоянному току. В течении ряда экспериментов водные образцы

были подвержены облучению на двух частотах (37.5 и 75 ГГц) с временным экспозиции для каждой частоты 30 минут. Основным результатом данных экспериментов было нарастание проводимости воды до насыщения в течение продолжительного времени после окончания облучения (до 85 минут). Нарастание проводимости воды после облучения подтверждает предположение о реорганизации структуры водородных связей в воде под воздействием микроволнового излучения.

Нашим предположением является то, что водородная связь между двумя молекулами воды при специальных условиях может быть первичным рецептором электромагнитного излучения. Водородная связь обладает сильной поляризационной способностью и даже слабое воздействие может вызвать перестройку системы. Изменение структуры воды в этом случае может быть ответственным за активизацию биологических процессов.

Как известно, потенциальная энергия протона в невозмущенном состоянии имеет двухъядерную форму. Мы предполагаем, что при электромагнитном воздействии водородная связь становится асимметричной. В такой ситуации вероятность туннелирования из правой потенциальной ямы в левую начинает различаться от вероятности туннелирования из левой ямы в правую. На макро уровне это выглядит как насыщение за ограниченное время. Более того, меняются энергетические спектры. Это влечет за собой много других взаимосвязанных эффектов. Один из них изменение электромагнитных свойств воды.

Для того чтобы проверить это предположение, было построено полное аналитическое решение уравнения Шредингера для двухъядерного потенциала. С помощью этого метода были обнаружены несколько уровней с минимально возможной энергией. Особенностью полученного выражения является сложная зависимость уровней энергии от параметров ямы.

Изучение влияния ЭМИ на важнейшие характеристики некоторых популяций клеток (устойчивость, ростовая характеристики) позволяет использовать их в качестве биосенсоров. Данные о снижении в результате облучения ЭМИ крайне высоких частот (КВЧ) токсичности растворов воды с различными токсикантами (например, медь, фенол, кадмий) могут быть положены в основу использования ЭМИ для уменьшения токсичности сточных вод [2].

1. *O.B. Бецкий. Миллиметровые волны в биологии и медицине. Радиотехника и электроника вып. 10, 1993, 1760-1782.*

2. *Л.Д. Гапочка, М.Г. Гапочка, А.Ф. Королев, Н.Н. Кочерженко. Опосредованное воздействие электромагнитного излучения на рост микроводорослей. Биомедицинские технологии и радиоэлектроника, №1, 2003, 33-36.*

## САМОСОГЛАСОВАННАЯ МОДЕЛЬ ИНДУКТИВНОГО ВЧ ИСТОЧНИКА ПЛАЗМЫ, ПОМЕЩЕННОГО ВО ВНЕШНЕЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

*Александров А.Ф., Бугров Г.Е., Вавилин К.В., Керимова И.Ф., Кралькина  
Е.А., Павлов В.Б., Плаксин В.Ю., Рухадзе А.А.*

Ранее авторами был представлен цикл исследований, посвященных разработке высокочастотного (ВЧ) источника плазмы, принцип действия которого основан на возбуждении электростатических волн в плазме, помещенной в постоянное магнитное поле. Разработанный источник ионов диаметром 92 мм позволил получать токи пучка ионов инертных и химически активных газов в диапазоне 5 – 150 мА (плотность тока 0,05 – 2,5 мА/см<sup>2</sup>) при вкладываемой мощности 10 – 150 Вт и рабочих частотах 41 – 81 МГц. Апробация источника ионов в составе индустриальных технологических установок продемонстрировала высокую стабильность и надежность его работы, особенно в процессах модификации поверхности материалов, ионном ассистировании и реактивном травлении. Однако эксплуатация источника вскрыла и целый ряд его недостатков. К ним можно отнести: насыщение извлекаемого тока ионов при увеличении ВЧ мощности выше 150 Вт, высокие значения индукции внешнего магнитного поля (20 – 40 мТл), низкая эффективность работы источника на индустриальной частоте 13,56 МГц. Наиболее вероятными причинами перечисленных недостатков источника являются, по-видимому, способ возбуждения электростатической волны с помощью зигзагообразной антенны, формирующей поверхностный заряд на боковых стенках источника, и небольшая длина (3 см.) газоразрядной камеры источника.

Для того чтобы преодолеть перечисленные выше недостатки, авторами был начат новый цикл исследований по разработке семейства источников ионов с высокой эффективностью работы на частоте 13,56 МГц, использующих для поддержания и нагрева плазмы только индуктивный ВЧ разряд, помещенный в магнитное поле. Имея в виду необходимость разработки в том числе источников ионов большого диаметра и технические трудности создания сильных магнитных полей в больших объемах, была сформулирована задача максимально понизить рабочие значения внешнего магнитного поля. Первые экспериментальные шаги, выполненные в этом направлении, подтвердили перспективность избранного подхода: источник устойчиво работал на частоте 13,56 МГц при значениях магнитного поля, не превышающих 10 мТл, извлекаемый ток ионов возрастал при увеличении вкладываемой мощности. Вместе с тем первые эксперименты выявили особенности поведения разряда, не

наблюдавшиеся при работе с источником с зигзагообразной антенной: срывы разряда при определенных значениях магнитного поля, зависящих как от вкладываемой мощности, так и от величины извлекаемого тока ионов, а также гистерезис в зависимости параметров плазмы от индукции внешнего магнитного поля. Очевидно, что указанные эффекты, имеющие фундаментальную природу, могут негативно сказываться на работе действующего источника ионов.

Для того чтобы прояснить физические причины наблюдавшихся особенностей разряда и проанализировать возможности разработки действующих устройств, в настоящем обзоре проведено математическое моделирование работы источника ионов на основе индуктивного ВЧ разряда, помещенного во внешнее магнитное поле. Рассмотрен случай нагрева плазмы собственными волнами, возбуждаемыми спиральной антенной, расположенной на боковой поверхности газоразрядной камеры. Отличительной особенностью настоящей работы является анализ механизма ввода мощности в плазму относительно низкой концентрации ( $1,10^9 - 1,10^{12} \text{ см}^{-3}$ ) при небольших значениях индукции внешнего магнитного поля (1 – 10 мТл). Кроме того выполнен анализ работы источника с помощью самосогласованной модели, позволяющей рассчитывать величины ВЧ полей в плазме исходя из геометрических факторов источников, а также параметров плазмы, поддерживаемых поглощаемой при возбуждении волн ВЧ мощностью. Численные расчеты выполнены для рабочего газа аргона, и источников ионов с диаметром 5 - 50 см, длинами 5 – 30 см.

Получены следующие результаты:

1. Развита общая теория расчёта поглощения ВЧ поля в плазменном цилиндре при его возбуждении чисто индуктивным источником поля.

2. Показано, что при низких плотностях, когда возбуждаемое источником индуктивное поле экранируется плазмой и сосредоточено вблизи поверхности плазменного цилиндра, основным механизмом поглощения является поглощение электростатических волн (косых ленгмюровских волн, или мод Трайвелписа – Голда), возбуждаемых, в свою очередь, поверхностными индукционными полями. Резонансное поглощение объёмных волн и определяет активное сопротивление плазмы, которое этих условиях намного превосходит активное сопротивление токовой антенны.

3. В плотной плазме, когда источник поля может возбудить объёмный геликон, активное сопротивление плазменного цилиндра в основном определяется резонансным поглощением геликона.

4. Развита простая самосогласованная модель плазменного источника, учитывающая объёмное натекание газа в плазменный цилиндр,

ионизацию газа ВЧ полем и потери заряженных частиц из объёма плазмы.

5. Простая модель позволила объяснить ряд качественных явлений, наблюдавшихся в экспериментах с индуктивными источниками плазмы, такими как: а) слабая зависимость поглащаемой ВЧ мощности плазмы от плотности частиц нейтрального газа, поступающих в источник при больших расходах; б) существование нескольких значений равновесной плотности плазмы при некоторых значениях магнитного поля, что проявляется в наличии гистерезиса и появлении неустойчивостей; в) падение активного сопротивления при больших магнитных полях и невозможность эффективной работы источника.

6. Вычисления по простой модели хорошо согласуются с наблюдениями в экспериментах.

## ПАЛЕОМАГНЕТИЗМ И САМООБРАЩЕНИЕ НАМАГНИЧЕННОСТИ ГОРНЫХ ПОРОД

Профессор *Трухин В.И.*, ст. научн. сотр. *Жиляева В.А.*

Изучение эволюции геомагнитного (ГМ) поля в течение геологического времени по данным о естественной остаточной намагниченности NRM горных пород континентов и океанов привело к выводу о том, что в прошлые геологические эпохи многократно происходили смены полярности (инверсии) ГМ поля. Метод исследования древнего ГМ поля, основанный на исследовании магнетизма древних горных пород, называется палеомагнитным или палеомагнетизмом.

По данным о смене направлений NRM на противоположные в геологических слоях пород разного возраста была построена мировая магнитохронологическая шкала инверсий с датировкой инверсий с помощью радиоактивных методов определения абсолютного возраста.

Палеомагнитные исследования и их результаты играют выдающуюся роль в современной геофизике. Достаточно сказать, что общепринятая ныне глобальная концепция тектоники литосферных плит в значительной степени основывается на палеомагнитных данных. Обнаруженные инверсии ГМ поля, если более строго подтвердятся их реальность, указывают на принципиально новые свойства ГМ поля, что должно быть использовано при построении теории геомагнитного поля, которое непосредственно связано с эволюцией нашей планеты.

Реальность существования инверсий в настоящее время нельзя считать полностью доказанной. Дело в том, что как показали исследования, обратная намагниченность горных пород может возникнуть не в результате переполюсовки ГМ поля, а в результате так называемого самообращения намагниченности – явления, которое заключается в том, что порода самопроизвольно намагничивается антипараллельно приложенному полю. Впервые это явление на горных породах было открыто японским геофизиком Т.Нагата в 1952 году. В последующие годы был опубликован ряд работ, в которых сообщалось об отдельных находках пород, при намагничивании которых наблюдалось самообращение намагниченности, об исследовании физического механизма самообращения.

В настоящее время подавляющее большинство геофизиков считает, что самообращение – это очень редкое явление, и, в основном, обратная намагниченность древних горных пород возникла в появляющиеся в результате инверсий периоды обратной полярности геомагнитного поля.

По нашему мнению, сделать выбор между инверсиями и самообращениями можно путем изучения физических механизмов инверсий

ГМ поля и самообращения намагниченности. Естественно, что механизмы инверсий ГМ поля могут изучаться только теоретически.

В геомагнитной лаборатории физического факультета при исследовании магнетизма кимберлитов и траппов было обнаружено самообращение намагниченности на большом количестве образцов как кимберлитов, так и траппов.

В связи с этим появилась возможность детального экспериментального и теоретического изучения этого явления. Кимберлиты и траппы намагничиваются в геомагнитном поле при их охлаждении от высоких температур, которые были при их извержении на поверхность Земли, до обычных температур поверхности. Намагниченность, которая возникает в этом процессе называется термоостаточной намагниченностью (TRM).

При моделировании этого процесса в лаборатории на образцах, обладающих свойствами самообращения, удалось установить основные закономерности самообращения и сделать вывод о физическом механизме этого явления. Научные доклады об итогах этих работ были сделаны в 2002 г. на конференциях по физике новых магнитных материалов (МГУ) и по наукам о Земле (РФФИ).

Суть физического механизма самообращения TRM состоит в следующем. Основными носителями магнетизма в горных породах являются ферримагнитные минералы. В изучавшихся нами породах это были титаномагнетиты и пикроильмениты. Дополнительно нами изучались синтезированные гемоильмениты, также ферримагнетики. Многие ферримагнетики обладают аномальными зависимостями спонтанной намагниченности  $I_S$  от температуры.

А в некоторых ферримагнетиках при изменении температуры в отсутствие магнитного поля происходит даже самопроизвольное изменение направления спонтанной намагниченности. Если это изменение  $I_S$  происходит при термонамагничивании ферримагнетика в слабом магнитном поле, то результирующая намагниченность будет антипараллельной намагничивающему полю.

Существование таких ферримагнетиков известно давно, теория создана Л.Неелем в 1948 г. Новое в нашей работе заключается в том, что мы экспериментально и теоретически доказали, что в физическом механизме самообращения TRM горных пород основную роль играет неелевский механизм смены знака  $I_S$  в двухподрешеточных ферримагнетиках. В одной из последних работ, посвященных механизму самообращения TRM горных пород (Prevot M.A., 2001 г.), предлагается другой (обменный) механизм самообращения, который не соответствует обнаруженным нами экспериментальным закономерностям.

Наш результат не решает радикально вопроса о том, что же на самом деле имеет место в природе, инверсии или самообращения. Во-первых, потому, что нужно получить подтверждения действия предложенного нами механизма на других горных породах. Во-вторых, потому, что самообращение намагниченности может происходить не только при термонамагничивании горных пород, но и вследствие химических превращений в ферримагнитных минералах в течение длительного геологического времени существования пород. Последний вопрос в настоящее время почти не изучался.

По нашему мнению, для того, чтобы приблизиться к решению проблемы инверсий ГМ поля, следует больше внимания уделять экспериментальному и теоретическому исследованию явления самообращения намагниченности горных пород. Если окажется, что это явление очень распространено в природе и для его протекания не требуется необычных, экстраординарных условий, то можно будет утверждать, что оно более вероятно, чем инверсии ГМ поля.

И напротив, если для осуществления самообращения нужны особые, уникальные свойства горных пород, которые чрезвычайно редко встречаются в природе, то тогда более вероятны инверсии геомагнитного поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ,  
грант № 02-05-64274.

## ОСОБЕННОСТИ ФОНОННОГО ТЕПЛОПЕРЕНОСА В МИНЕРАЛАХ ГРУППЫ ПОЛЕВЫХ ШПАТОВ

Профессор *Петрунин Г.И.*, ст. научн. сотр. *Попов В.Г.*

В настоящем сообщении кратко представлены результаты экспериментального изучения теплофизических характеристик минералов группы полевых шпатов (калиевые полевые шпата и плагиоклазы) в температурном диапазоне 300 - 700К, соответствующем интервалу глубин их наибольшего распространения в литосфере Земли. Будучи основными пордообразующими минералами вещества земной коры, они в значительной степени определяют физические свойства этого слоя и требуют комплексного систематического изучения. Помимо крайних членов серии (7 микроклинов, санидин, 3 альбита, анортит) и твердых растворов плагиоклазов, изучались также продукты распада высокотемпературных смешанных кристаллов в ряду калий – натриевых полевых шпатов с различным содержанием фаз (амазонит, микроклин - перитит).

Измерения температуропроводности ( $\alpha$ ), теплоемкости ( $C_p$ ) и теплопроводности ( $\lambda$ ), выполненные методом плоских температурных волн выявило ряд особенностей их поведения не только в зависимости от химического состава, но и от температуры. **Наряду с подтверждением вывода К. Horai [4] о возможном существовании минимума теплопроводности твердых растворов плагиоклазов промежуточного состава, отличающихся едва ли не самой низкой теплопроводностью среди силикатов, было установлено также, что решеточная теплопроводность их в изученном интервале температур практически не зависит от температуры или даже слегка растет**, а не убывает по закону обратной пропорциональной зависимости, как требуют теоретические представления для идеального кристаллического диэлектрика. Кроме того, было отмечено, что теплопроводность аортита, более плотного и обладающего более высокой скоростью распространения упругих волн аномально низка по сравнению с альбитом (Табл.) и выпадает из эмпирических закономерностей, полученных F. Birch и K. Horai и связывающих их плотность ( $\rho$ ), средний атомный вес ( $\bar{M}$ ), скорость упругих волн ( $\bar{V}$ ) и теплопроводность при комнатной температуре [4].

Анализ полученных результатов, основанный на изучении температурных зависимостей тепловых свойств плагиоклазов, влияния на них компонентного и катионного состава с применением микроскопической теории теплопроводности твердых тел, позволил продвинуться в понимании физической природы указанных особенностей. **Она заключается, на наш взгляд, в эффективном рассеянии фононов на флюктуациях величин масс атомов и упругих констант в кристаллическом пространстве полевых шпатов, отличающихся сложным химическим составом.**

Об этом свидетельствуют низкие значения средних длин свободного пробега фононов  $\bar{l}$ , определяемых числом актов рассеяния их на единицу длины в кристалле даже для крайних членов серии (Табл.). В твердых растворах, наряду с усложнением химического состава одновременно растет позиционный беспорядок, поскольку атомы растворенной компоненты статистически распределены среди атомов замещаемой и могут быть рассмотрены как примесные, “дефектные”, дополнительно рассеивающие фононные волновые пакеты. С увеличением их концентрации, таким образом, растет эффективность рассеяния фононов. Это становится особенно понятным, если сравнить нелинейное поведение теплопроводности и температуропроводности плагиоклазов в зависимости от компонентного состава с аналогичным поведением  $\bar{l}$ . Они минимальны у лабрадорита ( $Ab_{45} An_{55}$ ), имеющего промежуточный состав, наиболее сложный в химическом отношении.

Таким образом, эффективное рассеяние упругих волн, связанное с химическим и позиционным беспорядком, уже при комнатных температурах определяет среднюю длину свободного пробега фононов, близкую к минимальной, так что температурное фонон-фононное рассеяние не может обеспечить ее резкого падения, в соответствии с теорией идеального кристаллического диэлектрика. Рост теплоемкости, обычный для силикатов на данном интервале температур полностью компенсирует падение температуропроводности, обеспечивая независимость теплопроводности от температуры или даже слабый ее рост.

Таблица 1. Термофизические характеристики минералов группы полевых шпатов ( $T = 300\text{K}$ ).

Минерал	Химическая формула	$\rho, \text{кг}/\text{м}^3$	$a \cdot 10^7, \text{м}^2/\text{с}$	$C_p, \text{Дж}/\text{кг}\cdot\text{К}$	$\lambda, \text{Вт}/\text{м}\cdot\text{К}$	$\bar{V} \cdot 10^5, \text{м}/\text{с}$	$\bar{l}, \text{\AA}$	$l_{\min}, \text{\AA}$
Микроклин промежуточный    спайности	$\text{K}[\text{AlSi}_3\text{O}]$	2550	10.6	730	1.97	3.5	9.1	3.87
Санидин, $\perp$ спайности		2550	8.8	730	1.64	[3.6]	7.3	3.87
Микроклин максимальный, $\perp$ спайности    спайности		2510	10.6	745	1.98	3.65	8.8	3.89
			12.8		2.37	3.65	10.5	3.89
Альбит (Ab), $\perp$ спайности    спайности	$\text{Na}[\text{AlSi}_3\text{O}_8]$	2540	9.2	775	1.81	3.75	7.36	3.82
			11.5		2.28	[3.75]	9.2	3.82
Олигоклаз	$\text{Ab}_{85}\text{An}_{15}$	2,57	8,7	790	1,77	3,83	6,8	
Лабрадорит	$\text{Ab}_{45}\text{An}_{55}$	2,71	7,5	761	1,55	4,00	5,6	
Анортит (An)	$\text{Ca}[\text{Al}_2\text{Si}_2\text{O}_8]$	2,74	8,9	800	1,96	4,23	6,3	3.78

Действительно, изучение температурных зависимостей средней длины свободного пробега фононов позволяет разделить «дефектную» и фонон-фононную (температурную) части рассеяния фононов и подтвердить сделанный вывод. Расчет показывает, что на всем диапазоне исследованных температур доминирует «дефектная» составляющая ( $1/\bar{l}$ ), не зависящая от температуры и характеризующая число актов рассеяния фононов на несовершенствах структуры. Она максимальна для проме-

жуточного состава плагиоклазов и минимальна для чистого альбита и микроклина.

Более того, полагая в твердых растворах плагиоклазов одну из компонент “примесной” по отношению к веществу растворителя и исходя из традиционного выражения для эффективного сечения рассеяния примесного атома, нами получено для отношения теплопроводностей и температуропроводностей чистого ( $\lambda_0, a_0$ ) и примесного ( $\lambda, a$ ) кристаллов, соотношение [1]:

$$\frac{\lambda_0}{\lambda} = \frac{C_0 V_0}{C V} \left[ 1 + 2 \left( \frac{N}{N_0} \right) \frac{n l_0}{l_{\min}} \right], \quad \frac{a_0}{a} = \frac{V_0}{V} \left[ 1 + 2 \left( \frac{N}{N_0} \right) \frac{n l_0}{l_{\min}} \right] \quad (1)$$

где  $C_0, C$  – объемные теплоемкости,  $V_0, V$  – средние скорости звука для твердого раствора и вещества растворителя, соответственно,  $l_0$  – средняя длина свободного пробега фононов в чистом кристалле,  $N_0, N$  - общее число примесных атомов в единице объема, соответственно,  $n$  – численный коэффициент, характеризующий степень локального искажения решетки и близкий к единице в большинстве случаев примесного замещения. В формуле (1),  $l_{\min}$  – минимально возможная длина свободного пробега фононов, равная удвоенному расстоянию между атомами в кристалле многоатомного соединения. Как показано в [5], эта величина может быть оценена по формуле:

$$l_{\min} = \frac{V}{v_{\max}} \approx \frac{h V}{k \theta} = \left( \frac{4 \pi M}{3 N_a \rho} \right)^{1/3}, \quad (2)$$

где  $v_{\max}$  – максимальная частота дебаевского спектра,  $N_a$  – число Авогадро,  $M$  – средний атомный вес соединения,  $\theta$  – акустическая характеристическая температура,  $h$  – постоянная Планка. Выражение (2) является модификацией известного соотношения А.Ф. Иоффе и А.В. Иоффе, полученного ими для оценки влияния на решеточную теплопроводность малых примесей в двухкомпонентных твердых растворах веществ [2] на случай высоких концентраций и сложных многоатомных кристаллических структур, какими являются породообразующие минералы. Оно достаточно удачно описывает нелинейное поведение теплопроводности в ряду твердых растворов плагиоклазов в зависимости от компонентного состава, характеризующееся существенным минимумом при конкурирующем составе компонент [3]. Это подтверждает сделанный вывод, что рассеяние фононов на атомах растворенной компоненты, рассматриваемых как примесные атомы, является основным механизмом, приводящим к нелинейной зависимости теплопроводности твердых растворов от компонентного состава.

Значительную роль в рассеянии упругих волн в группе полевых шпатов, очевидно, играют катионы  $\text{Al}^{3+}$ , замещающие  $\text{Si}^{4+}$  в кремне-кислородном тетраэдре и нарушающие порядок в главной структурной единице силикатов. Обладая меньшим зарядом, они слабее связаны с кислородом, чем кремний, и являются дополнительными центрами рассеяния, поскольку увеличивают плотность флюктуаций масс и упругих модулей в кремне-кислородном каркасе полевых шпатов. Тот факт, что в аортите число тетраэдрических позиций, замещенных  $\text{Al}^{3+}$  в два раза больше, чем в альбите, является хорошим объяснением аномально низкого значения тепло- и температуропроводности более плотного аортита по сравнению с менее плотным альбитом. Из приведенных рассуждений следует, что максимальное число виртуальных центров рассеяния в аортите существенно возрастает, что и подтверждается сравнением “дефектных” составляющих ( $1/\bar{l}$ ) в альбите и аортите. Есть основание считать, что именно этот процесс вхождения  $\text{Al}^{3+}$  в тетраэдр, наряду со сложностью химического состава, и диктует наиболее низкие значения решеточной теплопроводности плагиоклазов среди силикатов.

Особенно велика должна быть рассеивающая роль катионов алюминия в санидине – высокотемпературной модификации калиевого полевого шпата, когда они беспорядочно замещают по одному кремнию в четверных кольцах из кремне – кислородных тетраэдров, представляющих собой основную структурную единицу полевых шпатов. Полученные экспериментальные результаты подтверждают это предположение. По сравнению с максимальным микроклином, низким альбитом и аортитом, у которых катионы  $\text{Al}^{3+}$  строго упорядочены по тетраэдрам, санидин отличается наиболее низкими значениями  $a$ ,  $\lambda$  среди конечных членов полевошпатовой серии, а промежуточные значения этих же параметров наблюдается у промежуточного микроклина, в котором приблизительно половина катионов  $\text{Al}^{3+}$  упорядочена. Естественно предположить, что влияние степени позиционной разупорядоченности катионов  $\text{Al}^{3+}$  на величину теплопереносных характеристик может быть описано с позиций «примесного» подхода, и попытаться оценить изменение величины температуропроводности и теплопроводности от максимального микроклина через промежуточный к санидину используя формулы (1). Подставляя в качестве  $\lambda_0$  и  $a_0$  в формулы (1) значения из таблицы, соответствующие максимальному /полностью упорядоченному/ микроклину, ( $n = 1$ ), а концентрации «примесей» ( $N/N_0$ ), равные  $1/26$  и  $1/13$  для промежуточного микроклина и санидина, соответственно, и, полагая, что средние скорости упругих волн в структурных модификациях калиевого полевого шпата меняются незначительно и близки к скоростям в альбите [1], получим для них расчетные величины  $a$  и  $\lambda$ , достаточно близкие к экспериментальным значениям (см. табл.):

Микроклин (промежуточный, параллельно спайности) –  $a = 10.2 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $\lambda = 1.9 \text{ Вт}/\text{м}\cdot\text{К}$

санидин (перпендикулярно спайности) –  $a = 7.9 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $\lambda = 1.5 \text{ Вт}/\text{м}\cdot\text{К}$

Таким образом, по всей вероятности, и влияние позиционной разупорядоченности катионов при неизменном химическом составе, достаточно хорошо может быть описано с позиций «примесного» подхода. Что касается тепловых свойств продуктов распада высокотемпературных твердых растворов калий – натриевых полевых шпатов, не представленных в таблице в связи с ограниченностью объема публикации (по тем же причинам не отражены и температурные зависимости  $a$ ,  $\lambda$  и  $\tilde{\lambda}$ ), то они не обнаружили существенного снижения тепло- и температуропроводности по отношению к минералообразующим компонентам, поскольку сложены смесью фаз, характеризующихся высокой степенью химической упорядоченности (низкий альбит, максимальный микроклин).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 02-05-64496)

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Беликов Б.П., Александров К.С., Рыжова Т.В. Упругие свойства породообразующих минералов и горных пород. М., Наука. 1970. с. 90 - 92.
2. Иоффе А.В., Иоффе А.Ф. Влияние примесей на теплопроводность полупроводников. ДАН СССР. Том. XCVIII, № 5, 1954, с.757-759.
3. Петрунин Г.И., Ильин И.А. Влияние компонентного состава на интенсивность фононного теплопереноса в бинарных твердых растворах минералов. Вестник Моск. Ун-та. Сер. 3. Физика, Астрономия. № 5, 2000. с. 63 – 65.
4. Ki-iti Horai. Thermal Conductivity of Rock-Forming Minerals. Jour. f Geophysical Research. No. 10, 1971, p.1278-1307.
5. Petrynin G.I., Popov V.G. Temperature dependence of lattice thermal conductivity of Earth's minerals substance. Physics of the solid Earth. Vol.30, No 7/8, February 1995, p. 617-623.

## ДЛИТЕЛЬНОСТЬ ЦИКЛА РАЗРУШЕНИЯ ГЕОЛОГИЧЕСКОЙ СРЕДЫ

Доцент Смирнов В.Б.

Учет фрактальных свойств позволяет сопоставлять статистические оценки параметров сейсмичности, полученные в различных объемах среды, и корректно экстраполировать представительные статистические закономерности в область "физически актуальных" малых пространственных размеров, близких к размерам разрушающихся частей среды. Тем самым учет фрактальных свойств позволяет связать сейсмическую статистику с физикой разрушения. В работе развит методический аппарат, опирающийся на обобщенный закон повторяемости землетрясений и позволяющий по данным каталогов сейсмических или акустических событий оценивать один из фундаментальных параметров сейсмического режима – длительность цикла разрушения. Соответствующее программное обеспечение позволяет получать оценки в заданных пространственно-временных окнах. В качестве исходных фактических данных использованы два каталога – мировой каталог Международного сейсмологического центра и региональный каталог Камчатской опытно-методической сейсмологической партии ГС РАН. Построены карты распределения длительности цикла разрушения литосферы на глобальном уровне – для основных сейсмических поясов Земли и на региональном – для Камчатки. Оценки длительности цикла разрушения, полученные по данным указанных сейсмических каталогов за последние 40 лет, варьируют в диапазоне от сотен лет до десятков тысяч лет, что согласуется с известными прямыми оценками длительности сейсмического цикла, полученными по палеосейсмологическим и геологическим данным в различных регионах. Выявлены закономерности зависимости длительности сейсмического цикла от масштаба разрушения, обнаружены характерные отличия этой зависимости для тектонических структур сжатия (остовные дуги) и растяжения (океанические рифты). Обсуждается концепция интерпретации полученных результатов как следствия неравномерного распределения напряжений по размерам неоднородностей литосферы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 02-05-64268) и в рамках проекта МНТЦ – 1745.

## ВЫДЕЛЕНИЕ ОБЛАСТЕЙ ПОВЫШЕННОЙ СЕЙСМИЧЕСКОЙ ОПАСНОСТИ ПО ПАРАМЕТРАМ СЕЙСМОТЕКТОНИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Доцент Воронина Е.В.

Неисчислимые потери и бедствия, сопровождающие сильные землетрясения, заставляют сейсмологов вновь и вновь обращаться к задаче их прогнозирования. В настоящей работе выделение зон повышенной сейсмической опасности проводится на основе анализа поля сейсмотектонических деформаций, связанных с неупругими подвижками в очагах сильных землетрясений.

Деформации, связанные с неупругой подвижкой в очаговых зонах сильных землетрясений, так называемые – остаточные смещения на разрыве, могут быть выражены как часть наблюдающейся подвижки по разрыву. Средняя подвижка по разрыву определяется по величине статического сейсмического момента  $M_0 = \mu u S$ , где  $u$  – величина смещения по разрыву,  $\mu$  – модуль сдвига в области гипоцентра землетрясения,  $S$  – площадь площадки разрыва. Предполагая, что все избыточные нормальные напряжения, накопившиеся в процессе вспарывания на концах разрыва, формируют неупругие смещения по разрыву, остаточная подвижка в очагах землетрясений не превосходит  $1/3$  от величины общего смещения.

Переход к сейсмическому течению в очаговых зонах сильных землетрясений создает необратимые сейсмотектонические деформации, которые, накапливаясь со временем, в сейсмически активном районе приводят к изменению тектонической структуры и рельефа поверхности. Сейсмотектонические деформации, связанные с неупругой подвижкой в очаговых зонах землетрясений являются малыми. Малые деформации, как и соответствующие им скорости деформации – аддитивны. Таким образом, если в заданном сейсмогенном объеме  $W$  за определенный период наблюдений  $T$  произошло  $N$  землетрясений, то величина скорости сейсмотектонической деформации для этого объема может быть выражена по формуле Кострова или, в модифицированном виде - по формуле Джексона - Мак Кензи:

$$\dot{\varepsilon}_{i,j} = \frac{1}{2\mu WT} \sum_{n=1}^N M_{i,j} = \frac{1}{2\mu W} \cdot \dot{M}_0 \bar{F}_{i,j}$$

где последняя часть равенства отделяет функцию производной скалярного сейсмического момента  $\dot{M}_0$  от функции репрезентативного фокального механизма  $\bar{F}_{i,j}$  для выбранного сейсмогенного объема  $W = l_1 l_2 l_3$ , определяемого его линейными размерами.

Заметим, что производная сейсмического момента по времени может быть задана по параметрам сейсмического режима с использованием коэффициентов  $a$  и  $b$  из соотношения Гутенберга-Рихтера и коэффициентов  $c$  и  $d$  из соотношения между величинами сейсмического момента  $M_0$  и магнитуды землетрясения  $M_s$ :

$$\dot{M}_0 = \frac{A}{1-B} \cdot M_{0,\max}^{(1-B)} ; \quad A = 10^{\left(\frac{a+bd}{c}\right)} ; \quad B = \frac{b}{c} ;$$

$$\log N = a - bM_s ; \quad \log M_0 = cM_s + d .$$

Функция фокального механизма представляет собой тензор, компоненты которого вычисляются с использованием угловых параметров механизмов очага. Тензор сейсмического момента, также как и тензоры сейсмотектонической деформации и ее скорости являются девиаторами.

Модели сред со сложными механическими свойствами, к которым относится среда сейсмически активных регионов, описываются вторыми инвариантами тензоров деформации и скорости деформации, причем, квадратный корень из значений этих инвариантов называется модулем соответствующего тензора. Так, модуль скорости сейсмотектонической деформации, связанной с остаточными смещениями определяется как:

$$\dot{\varepsilon}_{i,j} \dot{\varepsilon}_{i,j} = 1/\sqrt{3} \sqrt{(\dot{\varepsilon}_3 - \dot{\varepsilon}_1)^2 + (\dot{\varepsilon}_2 - \dot{\varepsilon}_3)^2 + (\dot{\varepsilon}_2 - \dot{\varepsilon}_1)^2}$$

где:  $\dot{\varepsilon}_1, \dot{\varepsilon}_2, \dot{\varepsilon}_3$  - главные значения девиатора скорости сейсмотектонической деформации. Модуль девиатора тензора скорости деформации, с точностью до числового множителя, определяет критическое состояние среды при переходе ее к пластическому течению. Согласно критерию Мизеса выражение для скорости критической деформации  $\dot{\varepsilon}_{kp}$  имеет вид:

$$2\dot{\varepsilon}_{kp} = 1/\sqrt{3} \sqrt{(\dot{\varepsilon}_3 - \dot{\varepsilon}_1)^2 + (\dot{\varepsilon}_2 - \dot{\varepsilon}_3)^2 + (\dot{\varepsilon}_2 - \dot{\varepsilon}_1)^2} .$$

Инварианты тензоров удобны для сравнения деформационных процессов в различных регионах. Изменение скорости деформации в очаговых зонах сильных землетрясений приводит к существенным изменениям механических свойств среды. Так, если скорость деформации возрастает, то деформационное упрочнение среды – уменьшается. В изотермической среде оно отсутствует. Разрушение среды при деформировании ее с высокой скоростью вызывает меньшие остаточные смещения, чем при деформировании с малой скоростью.

В настоящей работе исследованы вариации скорости сейсмотектонической деформации ряда сейсмически активных регионов. Использовались данные об эпицентрах землетрясений геологической службы США и данные механизмов очага Гарвардского каталога за период с 1973 года по настоящее время.

Получено, что параметры сейсмотектонической деформации определяют направленность геодинамических процессов и сейсмичность регионов. Области минимальных значений скорости сейсмотектонической деформации выделяют сейсмически опасные зоны.

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ УЕДИНЁННЫХ ВОЛН НА ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОСТИ В КОЛЬЦЕВОМ КАНАЛЕ

Ассистент *Кравцов В.В.*, гл. научн. сотр. *Шелковников Н.К.*,  
доцент *Кравцов Ал.В.*

В данной работе проводится численный эксперимент по моделированию уединённых волн в кольцевом канале, возникающих под действием атмосферного возмущения.

Упрощённый вариант подобной задачи рассматривался в [1] в предположении, что ширина канала достаточно мала. Такое допущение позволило пренебречь изменениями по радиусу канала неизвестных функций, описывающих волновые движения жидкости, и свести поставленную задачу к неоднородной системе уравнений Буссинеска в одномерном случае. При помощи численных расчётов в [1] показано, что при определённых условиях в достаточно узком кольцевом канале под действием атмосферного возмущения могут возникнуть уединённые волны. Результаты вычислений на качественном уровне совпали с данными лабораторных исследований, также проведённых в [1].

Рассмотрим кольцевой канал, заполненный идеальной несжимаемой жидкостью глубины  $h_0$  в невозмущённом состоянии. Следуя [2,3],

введём безразмерные малые параметры одного порядка  $\alpha = \frac{a}{h_0}$  и

$\beta = \frac{h_0^2}{\lambda^2}$ , где  $a$  — характерная амплитуда,  $\lambda$  — характерная длина волны. Далее, аналогично [2,3], введём скалярную функцию  $f(x, y, t)$ , че-

рез которую возвышение свободной поверхности  $\eta(x, y, t)$  выражается следующим образом:

$$\eta = -f_t - \frac{1}{2}\alpha(\nabla f)^2 + \frac{1}{2}\beta\Delta f_t - p. \quad (1)$$

Здесь  $p = p(x, y, t)$  - известная функция, характеризующая внешнее воздействие (атмосферное возмущение). Сама функция  $f$  удовлетворяет нелинейному уравнению

$$\Delta f - f_{tt} + \frac{1}{3}\beta\Delta f_{tt} = \frac{1}{2}\alpha((\nabla f)^2)_t + \alpha \cdot \operatorname{div}((f_t + p)\nabla f) + p_t + \frac{1}{6}\beta\Delta p_t. \quad (2)$$

В равенстве (1) и в уравнении (2) все переменные являются безразмерными.

Цель настоящей работы – определение функции  $\eta$  на основе численного решения уравнения (2) с нулевыми начальными условиями и граничными условиями

$$\frac{\partial f}{\partial r} = 0 \text{ при } r = r_0, \quad \frac{\partial f}{\partial r} = 0 \text{ при } r = r_1,$$

где  $r$  - полярный радиус,  $r_0$  и  $r_1$  - внутренний и внешний радиусы канала соответственно.

Результаты численных расчётов формы свободной поверхности для случая внешнего воздействия в виде волнообразной функции следующие. Форма свободной поверхности представляет собой уединённую волну, бегущую в направлении распространения атмосферного возмущения. С течением времени форма волны практически не меняется. Исследована зависимость формы свободной поверхности от параметров  $\alpha$  и  $\beta$ . В частности, при допустимом увеличении параметра дисперсии  $\beta$  наблюдается некоторое расплывание уединённой волны с одновременным уменьшением её амплитуды.

Расчёты, выполненные при различных значениях ширины кольцевого канала, показывают, что при достаточно малой ширине канала подход, предложенный в [1], является совершенно обоснованным.

Также проведены вычисления при наличии флотации в случае постоянной поверхностной плотности флотирующего вещества. С этой целью было получено уравнение, аналогичное уравнению (2). Анализ численного решения такого уравнения позволяет говорить о качественном совпадении наших расчётов с результатами лабораторных исследований, проведённых в работе [1], а именно: при наличии флотации длина уединённой волны увеличивается, а амплитуда уменьшается.

## Литература

1. Глебова О.А., Кравцов Ал.В., Шелковников Н.К. Экспериментальное и численное исследование ветровых уединённых волн на воде. Известия АН, серия физическая, 2002, т.66, N12, с.1727-1729.
2. Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977.
3. Габов С.А. Введение в теорию нелинейных волн. Изд-во Московского университета, 1988.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЕТРОВЫХ УЕДИНЁННЫХ ВОЛН (СОЛИТОНОВ) НА ВОДЕ

Научн. сотр. Глебова О.А., научн. сотр. Адлина Л.Л.,  
гл. научн. сотр. Шелковников Н.К.

Уединенные волны на воде, как известно, были обнаружены Расселом в 1834 году при буксировке баржи в канале. С тех пор проведено большое число экспериментальных, численных и теоретических работ. Практически во всех этих работах особое внимание уделялось взаимодействию и трансформации уже существующих солитонов (возбуждаемых различными техническими способами) и лишь в единичных работах обсуждается возможность генерации уединенных волн полем ветра [1,2].

Эта проблема является важной с множеством прикладных аспектов. Дело в том, что часто для практических целей необходимо знать прогноз возможности возникновения уединенных волн в определенных районах океана, особенно в области континентального шельфа. Важно также знать через какой интервал времени при заданном ветре может возникнуть уединенная волна или как часто употребляют термин “метеоцунами” [1].

Одной из причин влияющих, как на саму возможность генерации уединенных волн, так и на временной интервал появления уединенных волн, является наличие на поверхности жидкости определенной массы флотации, что необходимо учитывать в граничных условиях теоретических и численных решений поставленной задачи.

Известно, что влияние флотации и, в частности пакового льда, заметно сказывается на параметрах поверхностных морских волн.

Так, согласно Хейсину [3] фазовые скорости волн на воде покрытой паковым льдом определяются по формулам

$$\text{для глубокой воды: } c = \frac{g}{\omega} \left[ 1 - \left( \frac{\omega}{\omega_b} \right)^2 \right] ,$$

$$\text{для длинных волн: } c = \sqrt{gH} \sqrt{1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{h}{H}} \sqrt{1 - \left( \frac{\omega}{\omega_b} \right)^2} = \sqrt{g(H + \alpha)} \sqrt{1 - \left( \frac{\omega}{\omega_b} \right)^2} ,$$

где  $\rho_2$  - плотность однородной жидкости;  $\rho_1$  - плотность льда;  $\lambda$  - длина волны;  $g$  - ускорение свободного падения;  $H$  - глубина жидкости;  $h$  - толщина льдины;  $\eta$  - коэффициент вязкости (в первом приближении можно оценить, рассматривая битый лед как вязкую жидкость);  $a$  - амплитуда волны;  $\omega$  - частота волны;  $\omega_b = \left( \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{g}{h} \right)^{\frac{1}{2}}$  - частота свободных

колебаний льдины толщиной  $h$  около положения статического равновесия.

Таким образом, скорость распространения волн в бассейне, покрытым битым льдом, оказывается меньше, чем для свободной поверхности, а высота волны уменьшается.

Групповая скорость волн для мелкой воды определяется как:

$$u = \sqrt{g(H + \alpha)} \left[ 1 - \left( \frac{\omega}{\omega_b} \right)^2 \right]^{3/2} ,$$

а отношение групповой скорости к фазовой:

$$\frac{u}{c} = 1 - \left( \frac{\omega}{\omega_b} \right)^2$$

Для глубокой воды:

$$\frac{u}{c} = \frac{1}{2} \left[ 1 - \left( \frac{\omega}{\omega_b} \right)^2 \right]^{1/2}$$

где  $u$  - групповая скорость волны

Из формул следует, что при  $\omega \rightarrow \omega_b$ , длина волны и ее скорость распространения стремятся к 0. Для высоких частот  $\omega > \omega_b$ , групповая скорость становится мнимой. При этом скорость переноса энергии волнами равняется нулю. Таким образом установившиеся прогрессивные волны с частотой большей  $\omega_b$  в паковых льдах распространяться не могут.

Колебания с частотой  $\omega = \omega_b$  тоже не связаны с переносом энергии, то есть не являются прогрессивными волнами. Колебания льдины

как поплавка устанавливаются при  $t \rightarrow \infty$ . Незатухающие гравитационные волны с частотой, близкой к частоте свободных колебаний поплавка в битых льдах, вообще распространяться не могут.

Коэффициент затухания волн в глубокой воде может быть представлен в виде:

$$\varepsilon = \frac{\eta h}{\rho_2 g^3} \frac{\omega^5}{\left[ 1 - \left( \frac{\omega}{\omega_b} \right)^2 \right]^3}$$

и для мелкой воды:

$$\varepsilon = \frac{\eta h}{2\rho_2 g^2 H} \frac{\omega^3}{\left[ 1 - \left( \frac{\omega}{\omega_b} \right)^2 \right]^2}$$

Из этих формул следует, что затухание волн в битых льдах увеличивается при увеличении средней толщины и сплоченности льда, а также при увеличении частоты волнения.

Коротковолновые составляющие возмущения соответствующие высоким частотам будут наблюдаться лишь в районе самого возмущения, быстро затухая вне его. Эти составляющие также быстро затухают со временем после окончания действия возмущения.

Область, занятая возмущением, будет расширяться за счет незатухающих длинноволновых составляющих. При этом длинные волны, движущиеся с большой скоростью, с течением времени проявляются более четко. Коротковолновые составляющие волнения будут гаситься плавающим льдом и затухать. Эти вопросы достаточно тщательно исследовались Робином, который вел съемки волнения с помощью судового волнографа [3].

Им показано, что волны с периодом 4 с. и менее исчезают из волнового спектра как только судно входит в ледовое поле. До периода 8 с. энергия волн уменьшается, но все еще заметна, пока размеры льдин не превосходят 40 метров. Для волн с периодом 16 с. заметных потерь энергии в битых льдах не происходит. Волны этого периода наблюдаются даже в том случае, когда протяженность ледяных полей составляет несколько километров.

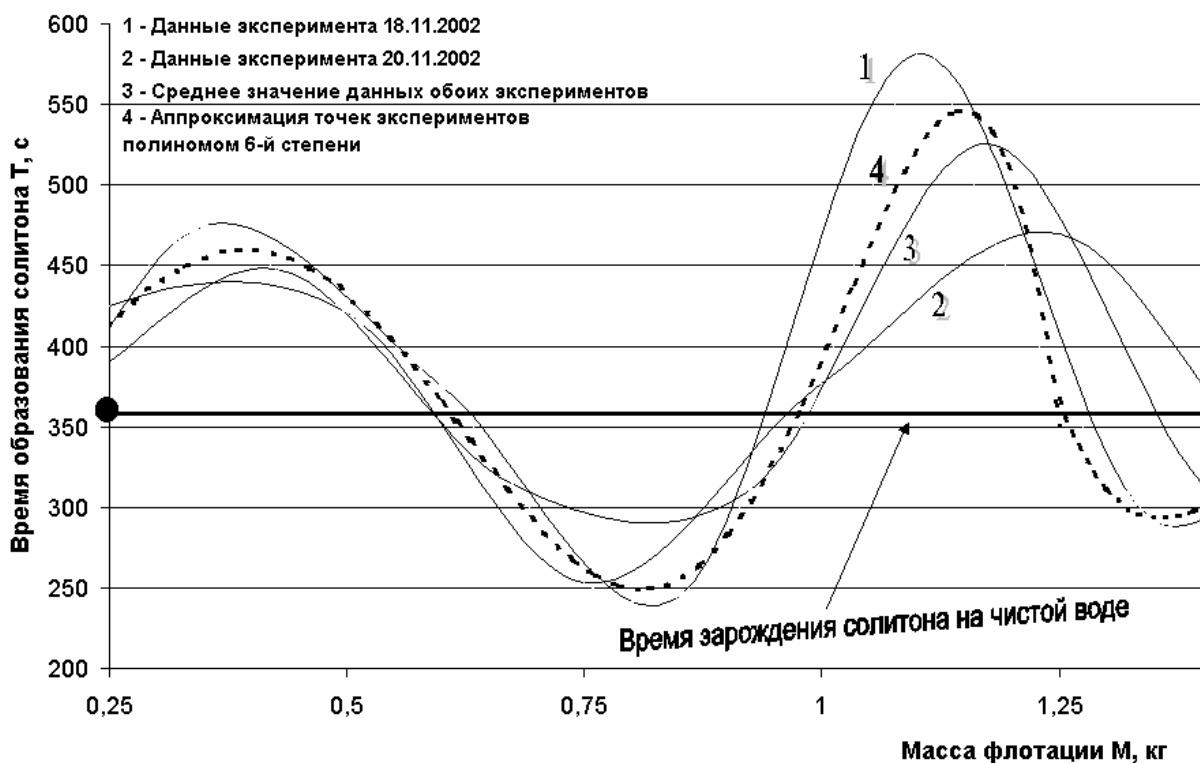
Встаёт вопрос о степени влияния флотации (в том числе пакового льда) на возможность и длительность процесса формирования уединённых волн и на их параметры.

С этой целью нами была проведена серия экспериментов в кольцевом аэрогидроканале с внешним диаметром D=2 м. Воздушный поток

от вентилятора поступал в пространство между поверхностью воды и крышкой канала через специальные раstrубы. Регистрация волн проводилась с помощью струнного волнографа.

Эксперименты проводились при различной глубине жидкости в канале и скорости ветра. Было показано, что в жидкости без флотации время образования солитонов уменьшается с увеличением ветра. Так, при ветре равном 6,2 м/с солитон образуется через 3,5 минуты, а при ветре 5,3м/с (при тех же условиях) – через 21,4 минуты. При меньших ветрах и постоянных условиях эксперимента (глубине воды, величине воздушного коридора) солитон, вообще, не образуется.

Показано, что условия на верхней и нижней границах канала влияют на образование солитона. Так, изменение массы флотации влияет на время образования солитона. Причём, изменения условий на внешней границе жидкости может приводить к периодическому изменению времени образования солитона.



На рисунке представлены результаты экспериментального исследования времени образования уединённых волн (солитонов)  $T$  в зависимости от массы флотации  $M$ . Здесь жирная горизонтальная прямая соответствует времени образования солитона на чистой воде. Как видно из графика, время зарождения солитона  $T$  периодически изменяется с изменением  $M$ . Это очень важный для практических целей результат,

который можно объяснить изменением граничных условий с увеличением массы флотации.

Для более полного представления о механизме изменения  $T$  от  $M$  необходимы дополнительные исследования.

### Литература

1. *Пелиновский Е.Н.* Гидродинамика волн цунами. Н.Новгород, 1996
2. *Шелковников Н.К.* Ветровые уединённые волны в кольцевом аэрогидрореканале. М., МГУ, 9 стр., 2002, Деп. в ВИНТИ, 27.12.02, № 2283-В2002
3. *Хейсин Д.Е.* Динамика ледяного покрова. М., 1967

**СОДЕРЖАНИЕ****ПОДСЕКЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ  
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ**

ПРИМЕНЕНИЕ КОМПЬЮТЕРНЫХ МЕТОДОВ ОБРАБОТКИ ИЗОБРАЖЕНИЙ В ФИЗИЧЕСКОЙ ГАЗОВОЙ ДИНАМИКЕ <i>Знаменская И.А., Сысоев Н.Н.</i> .....	5
МЕТОД КОМПЛЕКСНОГО УГЛА ПРЕЛОМЛЕНИЯ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ПОСТОЯННЫХ ПОГЛОЩАЮЩИХ СРЕД ПО ОТРАЖЕНИЮ СВЕТА <i>Ильина С.Г.</i> .....	6
ОБЩИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ПРАКТИКУМ. МЕХАНИКА. ПРОБЛЕМЫ РАЗВИТИЯ <i>Слепков А.И.</i> .....	10
ПРИНЦИП БАБИНЕ В ОБЩЕМ ФИЗИЧЕСКОМ ПРАКТИКУМЕ <i>Митин И.В.</i> .....	14
ОПТОЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА КРЕМНИЕВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ МАТРИЦЕ <i>Лисаченко М.Г., Шалыгина О.А., Тимошенко В.Ю., Кацкаров П.К., Невзоров А.Н.</i> ..	17
О РАЗВИТИИ АСИМПТОТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ КОНТРАСТНЫХ СТРУКТУР <i>Васильева А.Б., Бутузов В.Ф., Нефедов Н.Н.</i> .....	21
РАДИОУГЛЕРОДНАЯ ХРОНОЛОГИЯ ВЕРХНЕГО ПАЛЕОЛИТА ВОСТОЧНОЙ ЕВРОПЫ: МЕТОДЫ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ РЕЗУЛЬТАТОВ <i>Соколов Д.Д.</i> .....	23
НЕКОРРЕКТНЫЕ ЗАДАЧИ И АПРИОРНАЯ ИНФОРМАЦИЯ <i>Ягола А.Г.</i> .....	25
ЭФФЕКТЫ НЕЛИНЕЙНОСТИ В АНАЛИЗЕ СИСТЕМЫ МАКСВЕЛЛА-ЛОРЕНЦА <i>Терновский В.В., Ханаев А.М.</i> .....	26
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ. МЕТОДОЛОГИЯ И ПРАКТИКА <i>Плохотников К.Э.</i> .....	27
ДЕЙСТВИЕ, НАРУШАЮЩЕЕ ЧЕТНОСТЬ В $SU(2) \times U(1)$ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ ПРИ КОНЕЧНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ. <i>Жуковский В.Ч., Разумовский А.С.</i> .....	30
МАЙОРАНОВСКИЕ НЕЙТРИНО В ЛЕПТОН-ПРОТОННЫХ ПРОЦЕССАХ <i>Али А, Борисов А. В., Журидов Д. В.</i> .....	32

ОБ ОДНОМ ОБОБЩЕНИИ УРАВНЕНИЯ КЕММЕРА-ДАФФИНА <i>Соловьев А.В.</i> .....	35
АЛГЕБРА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ <i>Болохов С. В., Владимиров Ю. С.</i> .....	37
КВАНТОВЫЕ ПОПРАВКИ В $N=1$ СУПЕРСИММЕТРИЧНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ, РЕГУЛЯРИЗОВАННОЙ ВЫСШИМИ ПРОИЗВОДНЫМИ <i>Солошенко А.А., Степаньянц К.В.</i> .....	40
ДОСТАТОЧНЫЕ УСЛОВИЯ КОРРЕКТНОСТИ КВАНТОВОГО КИНЕТИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ <i>Чеботарев А. М.</i> .....	44
КВАЗИКЛАССИЧЕСКАЯ МЕХАНИКА СИСТЕМ СО СВЯЗЯМИ <i>Шведов О.Ю.</i> .....	45
ТОЧНО РЕШАЕМАЯ ЗАДАЧА ДЛЯ СТОХАСТИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ ШРЕДИНГЕРА <i>Чуркин А.В.</i> .....	50
РАВНОВЕСНЫЕ КОНФИГУРАЦИИ ЧЕТЫРЕХ КЕРРОВСКИХ ЧАСТИЦ <i>Манько О.В.</i> .....	51
НЕСТАБИЛЬНОСТЬ ПРОТОНОВ В СВЕРХСИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ <i>Мамсурев И.В., Гоударзи Х.</i> .....	52

### **ПОДСЕКЦИЯ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА**

СТРУКТУРНЫЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НОВЫХ ИНТЕРМЕТАЛЛИ- ЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ $RFe_4Sb_{12}$ ( $R = K, Na, Ba$ ) <i>Морозова Е.Н., Гиппиус А.А., Залесский А.В., Baenitz M., Rabis A., Leithe-Jasper A., Grin Yu</i> .....	55
МАГНИТНЫЕ И СТРУКТУРНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В СЕГНЕТОМАГ- НЕТИКЕ $YMn_2O_3$ ИНДУЦИРОВАННЫЕ СИЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ <i>Кротов С.С., Попов Ю.Ф., Кадомцев А.М., Воробьев Г.П., Камилов К.И., Лукина М.М.</i> .....	56
К ДИНАМИКЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В СЛОИСТЫХ МАГНЕТИКАХ <i>Эссер Б., Ржевский В. В., Андрианова А.В.</i> .....	59
МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛИМЕРНЫХ ПЛЕНОК С НАНОЧАСТИЦАМИ ЖЕЛЕЗА <i>Новакова А.А.</i> .....	60

ОПТИЧЕСКИЕ, МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И МАГНИТОРЕФРАКТИВНЫЙ ЭФФЕКТ В НАНОГРАНУЛИРОВАННЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ <i>Быков И.В., Ганьшина Е.А., Грановский А.Б., Гущин В.С., Козлов А.А., Юрасов А.Н.</i> .....	61
КРИСТАЛЛО-СТРУКТУРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИНТЕРМЕТАЛЛИДА Pd <sub>3</sub> R <sub>2</sub> (R=Lu, Tb) <i>Илюшин А.С., Хатанова Н.А., Ланин М.В.</i> .....	62
БЛИЖНИЙ ПОРЯДОК В СПЛАВАХ Mg-In <i>Силонов В.М., Рохлин Л.Л, Энхторл Хамсурэнгийн, Гляненко И.А.</i> .....	63
РОЛЬ ПРИМЕСИ В ВЕРТИКАЛЬНОМ ПЕРЕНОСЕ НОСИТЕЛЕЙ В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ РЕШЁТКАХ <i>Борисов К.Е Звягин И.П.</i> .....	63
ВЛИЯНИЕ НА ОПТИЧЕСКИЕ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЁНОК μc-Si:H ОБЛУЧЕНИЯ ИХ ЭЛЕКТРОНАМИ <i>Казанский А.Г., Форш П.А., Хабарова К.Ю., Чукичев М.В.</i> .....	67
НЕРАВНОВЕСНЫЕ ПРОЦЕССЫ В САМООРГАНИЗОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ CdSe/ZnSe <i>Жуков Е.А</i> .....	69
ДИЗАЙН ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ СОПОЛИМЕРОВ <i>Хохлов А.Р.</i> .....	72
ГЛОБУЛЫ БЕЛКОВО-ПОДОБНЫХ СОПОЛИМЕРОВ: ЯВЛЯЮТСЯ ЛИ- СТРУКТУРЫ “ЯДРО-ОБОЛОЧКА” ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИ СТАБИЛЬНЫМИ? <i>Семенов А.Н., Говорун Е.Н.</i> .....	73
ГЛОБУЛЫ АМФИФИЛЬНЫХ ГОМОПОЛИМЕРОВ: ВОЗМОЖНОСТИ ДИЗАЙНА ФОРМЫ <i>Василевская В.В., Халатур П.Г.</i> .....	74
КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ МОНОГИДРАТА ОКСАЛАТА КАЛЬЦИЯ <i>Гвоздев Н.В., Петрова Е.В., Ращикович Л.Н.</i> .....	77

## ПОДСЕКЦИЯ РАДИОФИЗИКИ

НЕЛИНЕЙНАЯ АКУСТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА <i>Руденко О.В.</i> .....	81
СПЕКТРОСКОПИЯ СВЕРХТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК: МЕТОД ВЫРОЖДЕННОЙ ЧЕТЫРЕХФОТОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ <i>Бобырев Ю.В., Воронов А.В., Петникова В.М., Руденко К.В Шувалов В.В.</i> .....	83

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СОСТОЯНИЯ ОДНОПУЧКОВЫХ БИФОТОНОВ <i>Чехова М.В.</i> .....	85
<b>БИОЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ СОВМЕСТИМОСТЬ В ПРОЦЕССАХ ВЗАЙМОДЕЙСТВИЯ НИЗКОИНТЕНСИВНОГО МИЛЛИМЕТРОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С БИОЛОГИЧЕСКИМИ ОБЪЕКТАМИ <i>Королев А.Ф.</i> .....</b>	<b>87</b>
<b>САМОСОГЛАСОВАННАЯ МОДЕЛЬ ИНДУКТИВНОГО ВЧ ИСТОЧНИКА ПЛАЗМЫ, ПОМЕЩЕННОГО ВО ВНЕШНЕЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ <i>Александров А.Ф., Бугров Г.Е., Вавилин К.В., Керимова И.Ф., Кралькина Е.А., Павлов В.Б., Плаксин В.Ю., Рухадзе А.А.</i> .....</b>	<b>90</b>

### **ПОДСЕКЦИЯ ГЕОФИЗИКИ**

<b>ПАЛЕОМАГНЕТИЗМ И САМООБРАЩЕНИЕ НАМАГНИЧЕННОСТИ ГОРНЫХ ПОРОД <i>Трухин В.И., Жиляева В.А</i> .....</b>	<b>95</b>
<b>ОСОБЕННОСТИ ФОНОННОГО ТЕПЛОПЕРЕНОСА В МИНЕРАЛАХ ГРУППЫ ПОЛЕВЫХ ШПАТОВ <i>Петрунин Г.И., Попов В.Г.</i> .....</b>	<b>97</b>
<b>ДЛИТЕЛЬНОСТЬ ЦИКЛА РАЗРУШЕНИЯ ГЕОЛОГИЧЕСКОЙ СРЕДЫ <i>Смирнов В.Б.</i> .....</b>	<b>103</b>
<b>ВЫДЕЛЕНИЕ ОБЛАСТЕЙ ПОВЫШЕННОЙ СЕЙСМИЧЕСКОЙ ОПАСНОСТИ ПО ПАРАМЕТРАМ СЕЙСМОТЕКТОНИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ <i>Воронина Е.В.</i> .....</b>	<b>104</b>
<b>ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ УЕДИНЁННЫХ ВОЛН НА ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОСТИ В КОЛЬЦЕВОМ КАНАЛЕ <i>Кравцов В.В., Шелковников Н.К., Кравцов Ал.В.</i> .....</b>	<b>106</b>
<b>ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЕТРОВЫХ УЕДИНЁННЫХ ВОЛН (СОЛИТОНОВ) НА ВОДЕ <i>Глебова О.А., Адлина Л.Л., Шелковников Н.К</i> .....</b>	<b>108</b>

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
ИМ. М.В. ЛОМОНОСОВА**  
**ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ**

**Научная конференция**  
**ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ**  
**Секция физики**

**18–25 апреля 2003 г.**

**Сборник  
расширенных тезисов докладов**

Москва  
Физический факультет МГУ  
2003