

РАДИОФИЗИКА

**Председатель подсекции
проф., д.ф.-м.н. Логгинов Александр Сергеевич**

УДК 537.548

НЕЛИНЕЙНЫЕ КОЛЕБАНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНЫ С ДЕФЕКТАМИ

** Изосимова М. Ю.

МГУ им. Ломоносова, физический факультет

Наличие надмолекулярных неоднородностей и дефектной структуры в твердых телах существенно влияет на их физические свойства, в т.ч. на упругие. В материалах наряду с классической нелинейностью (связанной с ангармонизмом кристаллической решетки) проявляется "неклассическая", или структурная нелинейность (связанная с нарушением сплошности материала и дефектами), которая носит локальный характер и может на 2-4 порядка превышать физическую нелинейность [1]. Для исследования локальных свойств структурной нелинейности более удобными оказались акустические волны (АВ) в тонких твердотельных пластинках [2], причем наиболее активно исследуется нулевая мода изгибной волны Лэмба, которая позволяет не только обнаружить наличие дефектов структуры в тонких пластинах и оболочках, но и дает возможность локализовать и визуализировать отдельные дефекты [3-5].

Целью данной работы является экспериментальное исследование особенностей нелинейных явлений при распространении волн Лэмба большой амплитуды в тонкой пластине из поликристаллического сплава алюминия, содержащей дефекты.

Разработана экспериментальная автоматизированная установка для исследования колебаний поверхности твердых тел (рис.1), с помощью которой был измерен спектр и визуализированы формы собственных колебаний тонкой круглой пластинки из поликристаллического сплава алюминия. Как и предполагается теорией [2], спектр этих мод был неэквидистантным.

Исследование нелинейных свойств проводилось на двух модах пластинки с частотой 2,5 кГц и 11,9 кГц. При исследовании зависимостей усредненных по поверхности пластинки амплитуд второй и третьей гармоник изгибной моды частоты 11,9 кГц в образце от амплитуды основной частоты обнаружена степенная зависимость амплитуд гармоник от амплитуды основной частоты с показателями степени 2.12 ± 0.37 для второй гармоники и 1.55 ± 0.72 для третьей

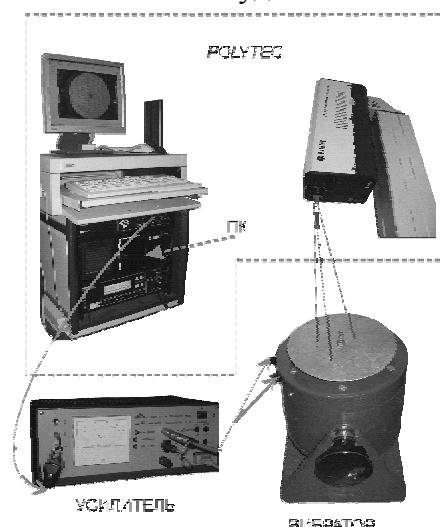


Рис. 1 Экспериментальная установка

** Доклад отнесен жюри, как один из лучших на подсекции.

гармоники. Это указывает на то, что кроме физической нелинейности, в поликристаллическом сплаве имеется дополнительный механизм нелинейности. Анализ спектра колебаний пластиинки в различных областях показал, что имеются точки, в которых наблюдается характерная для физической нелинейности степенная зависимость амплитуд 2 и 3 гармоник от амплитуды. При исследовании колебаний пластиинки на частоте 2,5 кГц обнаружены аномально высокие значения амплитуд гармоник, начиная со второй в одной локальной точке (рис. 2).



Рис. 2 Формы колебаний пластины на гармониках моды с резонансной частотой 2,5 кГц

В этой точке были проведены измерения зависимости амплитуд высших гармоник от амплитуды основной частоты. Было обнаружено аномальное увеличение амплитуд 2-5 гармоник при превышении амплитуды основной частоты величины 9.5 мкм. При амплитуде основной частоты 10.2 мкм они достигают максимума, и при дальнейшем ее увеличении наблюдалось их резкое уменьшение до уровня предшествующему резкому увеличению их амплитуд. Пороговый характер увеличения генерации гармоник объясняется с привлечением билинейной модели среды. Источником аномальной нелинейности, на наш взгляд, являлся локальный дефект в виде поджатой микротрешины с величиной поджатия ~ 0.62 мкм или точечного герцевского контакта на межзеренной границе. Повторное увеличение амплитуды основной частоты не вызвало ранее наблюдавшегося аномального увеличения гармоник. Резкое уменьшение амплитуды высших гармоник при увеличении амплитуды основной частоты связано, по нашему мнению, с "заличиванием" дефекта в поле интенсивной акустической волны.

Работа была выполнена в Центре коллективного пользования физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова по нелинейной акустической диагностике и неразрушающему контролю при поддержке гранта Президента Российской Федерации № НШ-1575.2003.2 и гранта РФФИ 05-02-16327, а также при частичной поддержке Германского общества ДАД.

1. О.В. Руденко. Нелинейные методы в акустической диагностике. Дефектоскопия, 1993. № 8. С. 24-32.
2. И.А. Викторов. Физические основы применения ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике. М.: Наука, 1966. С. 78-96, 145-153.
3. N. Krohn, K. Pfleiderer, R. Stoessel, I. Solodov, and G. Busse. Nonlinear acoustic imaging: fundamentals, methodology, and NDE-applications. Nonlinear Acoustic Imaging: Fundamentals, Methodology and NDE-Applications. In: Arnold, W. and Hirsekorn, S. (Eds.): Acoustical Imaging, Vol. 27, Kluwer Academic/Plenum Publishers, Dordrecht & New York, 2004. P. 91-98.
4. О.В. Руденко. Гигантские нелинейности структурно-неоднородных сред и основы методов нелинейной акустической диагностики. Успехи физических наук, 01.2006. Т.176. № 1. С. 77-95.

5. А.И. Коробов, М.Ю. Изосимова. Нелинейные волны Лэмба в металлической пластиинке с дефектами. Акуст. Журн., 2006. № 3. (принята в печать).

УДК 534.2

ПРОЯВЛЕНИЕ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ РЕФРАКЦИИ В АКУСТИЧЕСКОЙ МИКРОСКОПИИ АНИЗОТРОПНЫХ ПЛАСТИН

Козлов А. В., Можаев В. Г.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Волновые свойства сред, проявляющих свойство отрицательной рефракции, стали объектом пристального внимания и интенсивного изучения в физике в последние 5-6 лет. Настоящая работа посвящена анализу проявления и возможного использования этого свойства в задаче обследования и изучения свойств анизотропных пластин с помощью линзового акустического микроскопа. Геометрия рассматриваемой задачи показана на рис. 1.

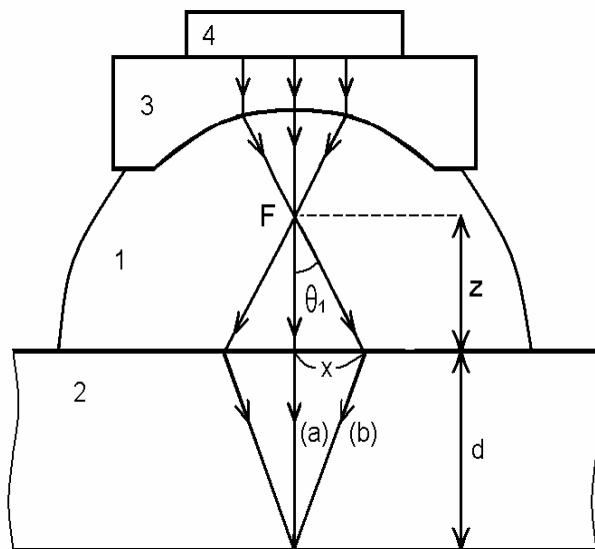


Рис. 1. Геометрия задачи о донных отражениях акустических лучей вследствие отрицательной рефракции в пластине в случае положительной дефокусировки: 1 – иммерсионная жидкость, 2 - образец (пластинка), 3 – линза акустического микроскопа, 4 – ультразвуковой преобразователь

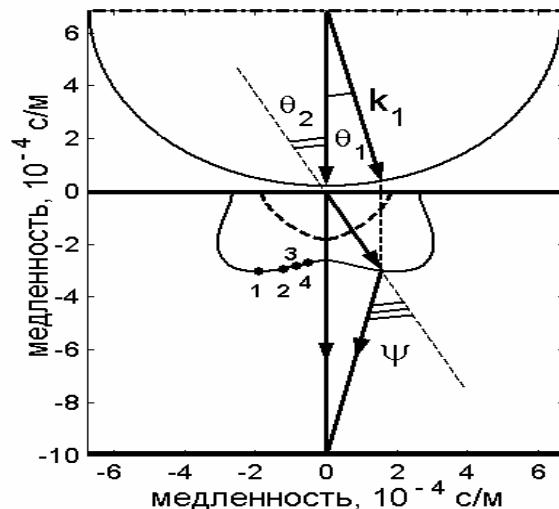


Рис. 2. Поперечное сечение поверхностей акустической медленности для образца и иммерсионной жидкости

Линза смещается вверх по вертикальной оси на расстояние z от своего начального положения $z = 0$, соответствующего ее фокусировке на верхнюю поверхность анизотропной пластины. Ход лучей в пластине, изображенный на рис. 1, возможен только в случае отрицательной рефракции. Такая возможность реализуется при наличии на поверхности медленности акустических волн локальной вогнутости, подобной той, что изображена на рис. 2 для сварного шва из нержавеющей стали (в нижней полуплоскости). В качестве иммерсионной жидкости рассматривается вода.

Положения максимумов и минимумов выходного сигнала микроскопа $V(z)$ [1] определяются интерференцией лучей, проходящих по траектории (a) и (b), которые приходят на преобразователь по нормали, причем, как было показано, например, в работе [2]. Соответственно, в данной работе была рассчитана временная разность хода этих лучей $\Delta t = (\Delta j_b - \Delta j_a)/w$, где $\Delta j_a, \Delta j_b$ - набеги фаз лучей (a) и (b), w - частота акустической волны. Набег фазы Δj_a меняется лишь при перемещении фокуса микроскопа F, т.е. в результате изменения расстояния дефокусировки z , в то время, как Δj_b зависит еще и от угла падения q_1 и от угла преломления q_2 . Соотношения между данными углами выражаются известным законом Снеллиуса: $k_1 \sin q_1 = k_2 \sin q_2$, где k_1, k_2 - волновые числа в жидкости и в образце соответственно, а также уравнениями Грина-Кристоффеля для акустической волны в образце.

Для того, чтобы луч (b) после выхода из фокуса при преломлении на границе раздела попадал точно на нижнюю поверхность образца, необходимо выполнение строго определенного соотношения между углом сноса y (т.е. отклонением лучевой скорости от волновой) и угловым распределением скорости в образце $v(q)$: $\tan y = (1/v) \cdot dv/dq$. Из рис. 1 и 2 можно заметить, что между смещением линзы z , толщиной пластины d и смещением луча от оси линзы r на верхней границе пластины выполняются следующие соотношения: $z \tan q_1 = r = d \tan(|y| - q_2)$. Таким образом, из вышеперечисленных уравнений для любого угла падения q_1 можно найти, во-первых, расстояние дефокусировки z , на котором преломленный луч отражается от дна точно на центральной линии (для заданной толщины пластины d), во-вторых, разность времени хода лучей по траекториям (a) и (b). На следующем графике построена зависимость $\Delta t(z/d)$ для нержавеющей стали толщиной $d = 1$ см и воды.

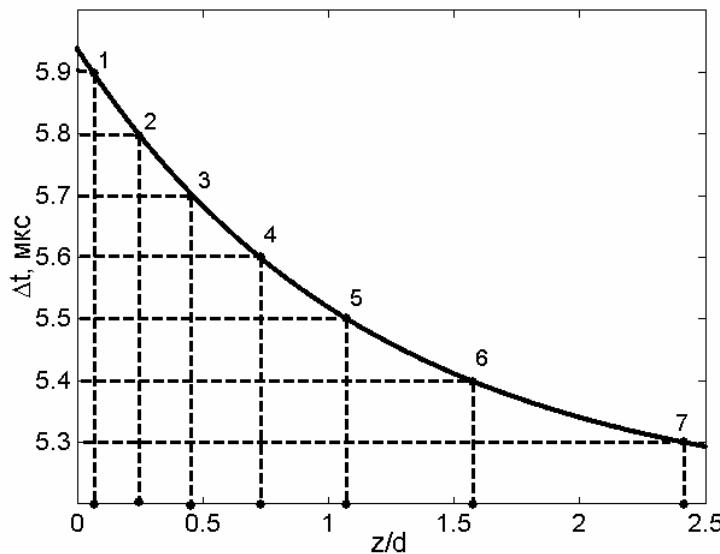


Рис. 3. Разность времен пробега лучей по траекториям (a) и (b) в зависимости от безразмерного расстояния дефокусировки

Пусть теперь для некоторой заданной рабочей частоты, например $f = 5 MHz$, выполняется условие экстремума $V(z)$ сигнала: $\Delta t = pn/w = n/f$. Соответствующие экстремумам расстояния дефокусировки могут быть найдены из графика на рис. 3 – это точки «1», «2», «3», «4», «5», «6»... и т.д. При этом точка «1» определяется лишь максимальным возможным временем пробега.

Предложен новый механизм осцилляций выходного сигнала акустического микроскопа как функции смещения фокуса от исследуемой поверхности анизотропного образца, проявляющего свойство отрицательной рефракции. В противоположность известному механизму, связанному с возбуждением волн утечки, в рассматриваемом случае период осцилляций не является постоянным. Лучевой анализ показывает возможность связать экстремумы выходного сигнала с отдельными точками на поверхности акустической медленности образца, что может представлять интерес для неразрушающей акустической диагностики непрозрачных твердых тел. Исследуемые $V(z)$ осцилляции могут возникать и в случае использования микроскопа с линейным фокусом. Поворот линзы такого микроскопа вокруг вертикальной оси позволяет изучать анизотропию формы поверхности медленности и в более низкосимметричных средах, таких как кубические, тетрагональные и ромбические кристаллы.

[1] *Mutti P. Briggs A. Bowler D.* Oscillations in $V(z)$ curves of thin samples // IEEE Trans. UFFC. V. 42. № 4. 1995. P. 567-570.

[2] *Parmon W. Bertoni H.L.* Ray interpretation of the material signature in the acoustic microscope // Electr. Lett. V. 15. № 21. 1979. P. 684-686.

УДК 535.31

СВОЙСТВО ЛОКАЛЬНОСТИ И СИНТЕЗ ФАЗОВО-РАСТРОВЫХ МАСОК

^{**}Короткова Ю. В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физики колебаний.

Задача синтеза масок, обладающих заданной функцией пропускания $F(x^o, y^o)$, актуальна для многих приложений оптической обработки информации, в частности, для голограммии и оптической литографии. Для её решения требуется уметь произвольным образом варьировать амплитуду и фазу коэффициента пропускания на плоскости маски (x^o, y^o) , что сопряжено с физическими и технологическими трудностями.

В данной работе рассматривается подход к синтезу масок, который базируется на двух основных положениях: дискретизации изображения и разложении на три фазовые составляющие. Во-первых, спектр пространственных гармоник поля, участвующих в формировании оптического изображения, ограничен оптической системой, так что в нём отсутствуют гармоники с пространственными частотами, превышающими предельную величину, которая определяется рабочей длиной волны света l и численной апертурой проекционной системы NA : $k_{\max} = 2p NA / l$. Благодаря этому, синтез функции пропускания можно обеспечить, задав систему отсчётов в точках плоскости маски, удовлетворяющих теореме Котельникова, то есть на некотором растре.

Во-вторых, система отверстий, малых по сравнению с длиной волны, созданная на растре, представляет собой вторичные источники света. Если указанные отверстия располагать на стыке нескольких областей маски, имеющих разную оптическую тол-

^{**} Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

щину, то амплитуду и фазу вторичных волн можно варьировать путём малых сдвигов положений отверстий относительно границ областей с разными толщинами. При этом, как было показано в [1, 2], для получения произвольных значений $F(x^o, y^o)$ в окрестности каждого отверстия на маске достаточно иметь три различные оптические толщины.

Достоинством развитого подхода, упрощающим синтез масок, является свойство локальности. Оно состоит в том, что значение отсчёта функции пропускания в данной точке растра определяется положением отверстия, включающего эту точку, и не зависит от положения других отверстий. Это свойство строго справедливо при условии $a \leq 1$, где a – характерный размер отверстия. Однако численное моделирование показало, что свойство локальности в хорошем приближении выполняется при размерах отверстий на маске $< 1/2$.

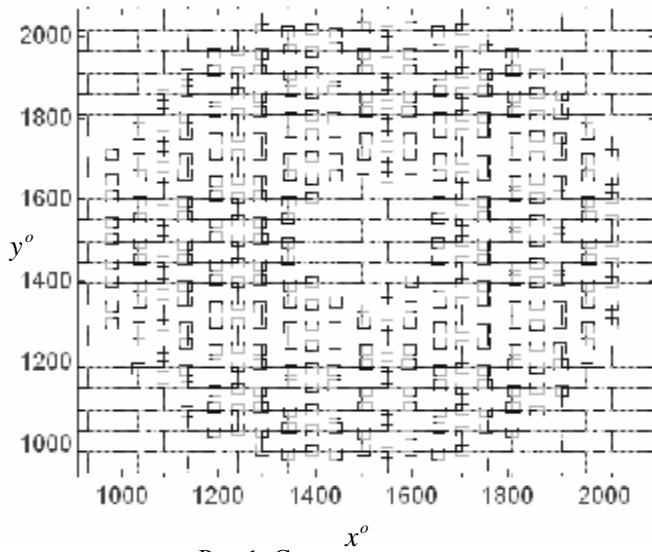


Рис 1. Синтезированная маска

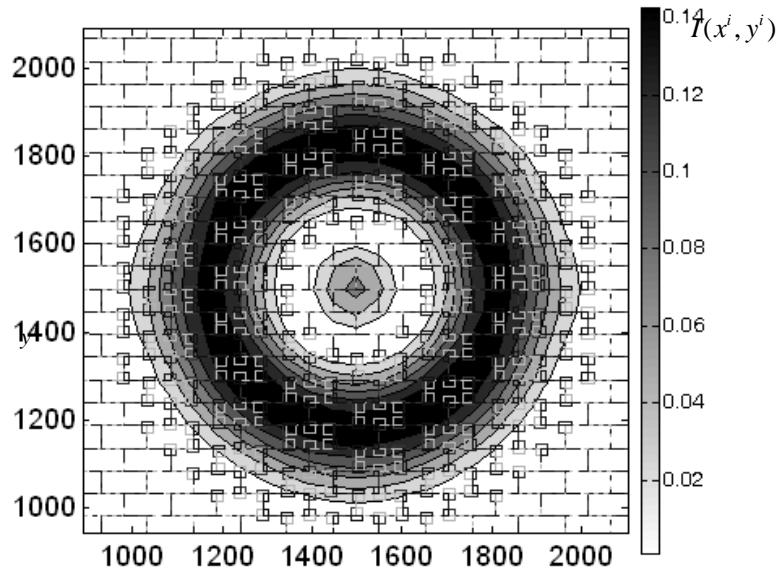


Рис 2. Восстановленное изображение маски

Для примера, на рисунке 1 представлена синтезированная маска, соответствующая изображению кольца (наружный радиус $R=0.5$ мкм, внутренний радиус 0.2 мкм),

полученному при когерентном освещении с $I = 248 \text{ нм}$ и численной апертуре проекционной системы $NA = 0.6$. На рисунке 2 представлено изображение соответствующей маски. Моделирование проводилось с помощью программы, основанной на соотношениях скалярной теории дифракции [3].

- [1] W.H.Lee. Appl. Opt. 1970. V.9. P.639.
- [2] C.B.Burkhardt. Appl. Opt. 1970. V.9. P.1949.
- [3] Короткова Ю. В. Тезисы научной конференции «Физика и прогресс», Санкт-Петербург, 2005, с. Е-03.

УДК 537.548

РАСПРОСТРАНЕНИЕ УПРУГИХ ВОЛН В ДИСКРЕТНО НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

Советская Е.С

МГУ им. Ломоносова, Физический факультет, кафедра акустики

В настоящее время существует большой научный интерес в области акустических методов изучения структурно неоднородных сред. Неразрушающий контроль различных неоднородностей в среде способен предугадать возможное разрушение материала в силу

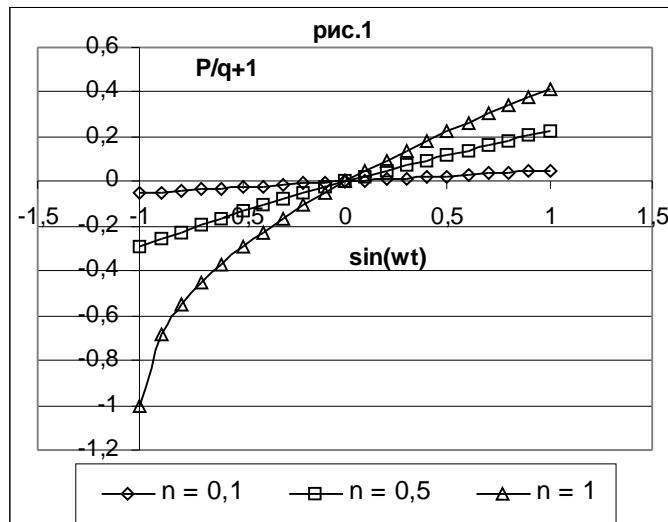
его внутренней структуры. Распространение упругих волн в структурно-неоднородных средах (грунтах, песке, горных породах, поликристаллических металлах и т.п.) в общем случае носит нелинейный характер [1-3]. Для описания нелинейных упругих свойств таких сред привлекается герцевский механизм нелинейности.

Пусть на систему шариков с радиусом R , модулем Юнга E и коэффициентом Пуассона ν действуют две силы. Одна вызвана постоянной деформацией d_m в результате начального поджатия,

вторая - переменной деформацией $d_0 \sin(\omega t)$ к d_m , в результате прохождения упругой волны с частотой w . Тогда переменное давление P в области контакта будет определяться выражением (1), которое представлено на рис.1

$$P = \frac{F}{S} = k \sqrt{d_m + d_0 \cdot \sin(\omega t)} = k \sqrt{d_m} * \sqrt{1 + n \sin(\omega t)} = q \sqrt{1 + n \sin(\omega t)}, n = \frac{d_0}{d_m}$$

Из рис.1 видно, что давление в волне нелинейно зависит от амплитуды переменной деформации d_0 , в ней. Величина нелинейности определяется коэффициентом n . Кроме того, видно, что нелинейность сильнее проявляется в фазе разрежения.



В процессе работы были проведены экспериментальные исследования распространения упругих волн в одномерной среде с герцевской нелинейностью. Среда моделировалась системой из 80 стальных шариков (3), диаметром 6,5 мм, помещенных в текстолитовую трубку. Для излучения и приема волн использовались пьезопреобразователи (1,2) (рис.2). С помощью винта (4) и пружины (5) осуществлялся контролируемый поджим шариков. Усиленный сигнал с преобразователя (2) подавался на цифровой осциллограф. Сигналом с генератора synchronizировался осциллограф. Экспериментальная установка (рис.2) позволяет исследовать форму упругой волны в зависимости от ее амплитуды, частоты, а также начального поджима шариков.

Результаты исследований формы колебаний в волне на частоте 72 кГц приведены на рис.3(а, б).

В процессе эксперимента изменялась амплитуда колебаний на генераторе. При малой амплитуде на излучающем преобразователе сигнал на приемном преобразователе был гармоническим. При превышении амплитудой излучаемого сигнала некоторого порогового напряжения появлялись высокочастотные затухающие цуги колебаний (рис.3а). На рис.3а представлена осциллограмма сигнала с приемного преобразователя. Частота затухающих колебаний в цуге, соответствует частоте одной из основных мод собственных колебаний шариков (1.4 МГц), а частота повторения соответствует частоте генератора (72 кГц). На рис.3б представлены те же осцилляции что и на рис.3а, но с большей временной разверткой. На рисунке просматривается отклонение формы затухающих колебаний от синусоидальной (“завал” вершины). Это возможно свидетельствует о переходе области контакта в область пластических деформаций, т.к. в области контакта действуют очень большие напряжения за счет малой площади контакта. Привлечение механизма герцевской нелинейности позволяет достаточно удовлетворительно объяснить приведенные выше эксперименты.

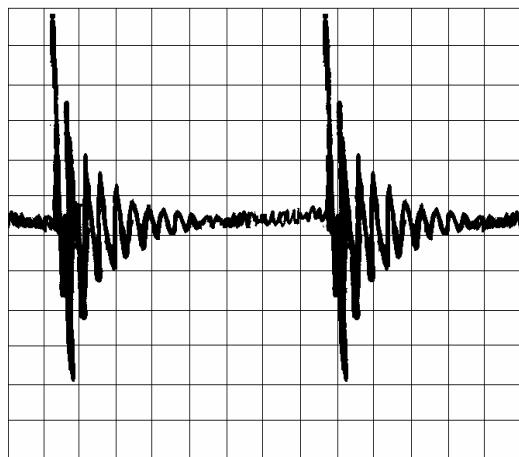


Рис.3а($U=70\text{ В}$, $f=72\text{ кГц}$)
Временная развертка: 2 мкс/дел
Амплитудная развертка: 0,2 В/дел

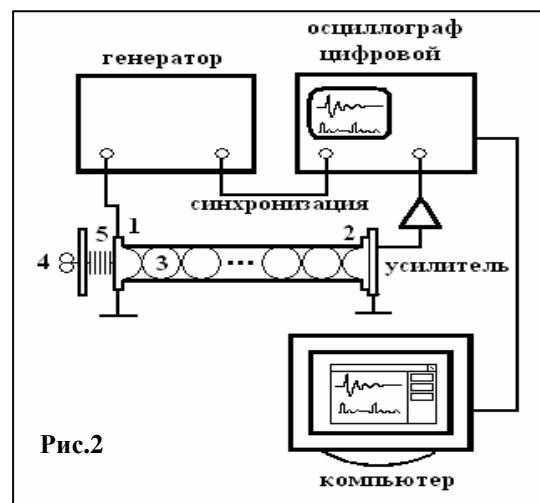


Рис.2

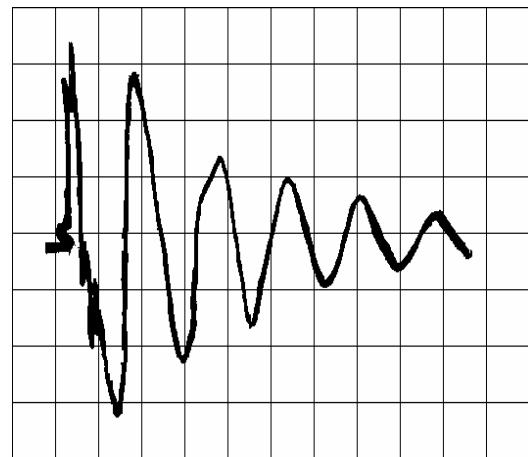


Рис.3б($U=70\text{ В}$, $f=72\text{ кГц}$)
Временная развертка: 0.5 мкс/дел
Амплитудная развертка: 0,2 В/дел

Работа была выполнена в Центре коллективного пользования физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова по нелинейной акустической диагностике и неразрушающему контролю при поддержке гранта Президента Российской Федерации № НШ-1575.2003.2 и гранта РФФИ 05-02-16327.

1. Джонсон К. Механика контактного взаимодействия. М., Наука, 1989, 509с.
2. Ландау Л.Д. Лицшиц Е.М. Теория упругости. М., Наука, 1978, 293с.
3. Коробов А.И., Бражкин Ю.А., Ван Нин. Экспериментальное исследование упругой нелинейности в структурно-неоднородных материалах. Акуст. Журн., 2005, т.51, №5, с.689-697

УДК 535.1, 535.4

ДИСКРЕТНО-ВРЕМЕННЫЕ ВОРТЕКСЫ В ЛИНЕЙНОМ МАССИВЕ СЛАБО СВЯЗАННЫХ ВОЛНОВОДОВ

Сатарин А.К.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

Исследование оптических сингулярностей ведет свою историю с фундаментальной работы 1974 года [1]. В этой и последующих работах были исследованы волновые пучки, имеющие винтовую фазовую дислокацию, и сформулированы основные законы их распространения. Один из важнейших среди них – закон сохранения топологического заряда. Впоследствии фазовые дислокации были найдены и в пучках другой природы – в электромагнитных волнах. В последнее время в сингулярной оптике началось исследование другого типа фазовых дислокаций – пространственно-временных вортексов [2]. В обоих случаях фазовый фронт имеет вид спиральной поверхности, а энергия циркулирует вокруг особой точки в плоскости поперечных координат или в плоскости (x, t) соответственно. Это свойство позволяет пучкам сохранять особую точку при распространении.

В данной работе теоретически исследуется прохождение импульсных одномерных пучков с фазовой дислокацией в структуре из дискретных волноводов. Такая система представляет собой подложку с расположенным на ней параллельно друг другу большим числом диэлектрических волноводов прямоугольного сечения. Пучок распространяется вдоль оси параллельной волноводам. В линейных диэлектрических волноводах мода не локализована, что приводит к проникновению поля в соседние волноводы. Данное рассмотрение проводится в приближении слабой связи, когда проникновение поля происходит лишь ближайшие волноводы - один справа и один слева. При пространственной ширине пучка порядка расстояния между волноводами система проявляет свою дискретность, что выражается в особой в сравнении с непрерывной средой дифракции. Поскольку речь идет об импульсных пучках, в рассмотрение включена частотная дисперсия. Таким образом, учитывая все сказанное выше, можно записать уравнение для медленно меняющейся амплитуды поля в виде:

$$\frac{\partial A_n}{\partial z} = i\alpha(A_{n-1} + A_{n+1}) + iD \frac{\partial^2 A_n}{\partial t^2},$$

где A_n - амплитуда в волноводе с номером n (номер волновода играет роль поперечной дискретной координаты), a - коэффициент связи соседних волноводов, D - коэффициент частотной дисперсии.

Исследование динамики дислокаций проводилось методом динамических интерферограмм [2]. Было обнаружено, что число дислокаций в системе при распространении пучка увеличивается. Новые дислокации образуются парами и несут разные топологические заряды - таким образом, закон сохранения топологического заряда не нарушается. Стоит отметить, что образование пар новых дислокаций происходит как в непосредственной близости друг к другу, так и на значительном удалении.

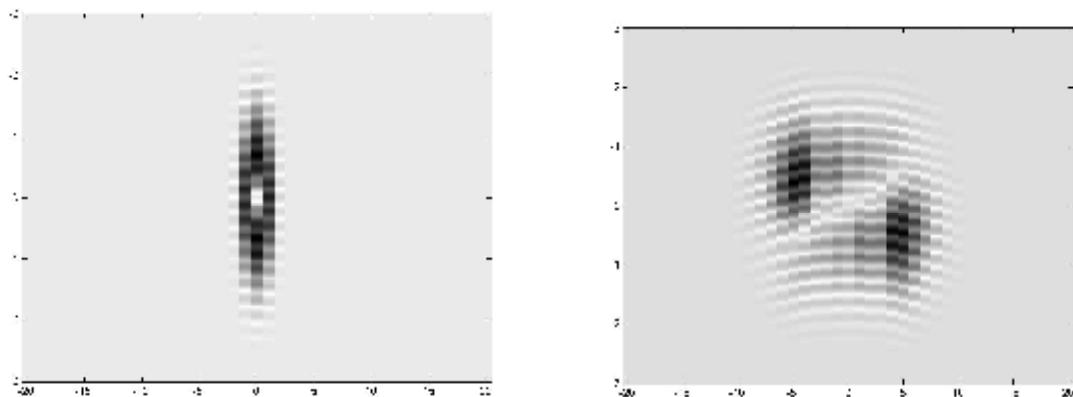


Рис 1. Динамическая интерферограмма вортекса на входе (слева) и после распространения в системе волноводов (справа). По оси x номер волновода, по оси y сопутствующее время. На рисунке слева рождение новой интерференционной полосы в точке $(0,0)$ свидетельствует о наличии вортекса.

В центре пучка структура поля более сложная, чем в случае непрерывной среды. Ноль амплитуды поля в центре сохраняется при распространении, но после распространения на некоторое расстояние там не локализован вортекс. Более того, центральная область нулевой амплитуды увеличивается при распространении. Эта область заключена между двумя дислокациями противоположных зарядов и благодаря этому энергия циркулирует вокруг нее, не проникая внутрь. Сами эти дислокации удаляются от центра пучка при распространении вдоль волноводов, благодаря чему и происходит увеличение центральной области нулевой амплитуды. Образование подобных протяженных структур наблюдалось и в других точках.

Работа выполнена при поддержке грантами «Ведущие научные школы» НШ-4870.2006.2, РФФИ № 05-02-17308, 06-02-16801, БелРФФИ № 04-02-81054, «Университеты России» УР.01.02.499.

Автор выражает признательность д.ф.м.н. профессору Сухорукову А.П. за помощь в подготовке тезисов.

E-mail: gisteresis@gmail.com

1. J.F. Nye, M.V. Berry (1974) Dislocations in wave trains // Proc. R. Soc. Lond. A.336, p. 165-190.
2. A. P. Sukhorukov, V.V. Yangirova (2005) Spatio-temporal vortices: properties, generation and recording // Proc. SPIE Vol. 5949, p. 35-43.
3. D. N. Christodoulides, F. Lederer, Y. Silberberg (2003) Discretizing light behaviour in linear and nonlinear waveguide lattices // Nature vol. 424, p. 817-823.
4. H. S. Eisenberg, R. Morandotti, Y. Silberberg, J. M. Arnold, G. Pennelli, J. S. Aitchison (2002) Optical discrete solitons in waveguide arrays. I. Soliton formation // J. Opt. Soc. Am. B Vol. 19, No. 12, p. 2948-2944.

5. U. Peschel, R. Morandotti, J. M. Arnold, J. S. Aitchison, H. S. Eisenberg, Y. Silberberg (2002) Optical discrete solitons in waveguide arrays.2. Dynamic properties // J. Opt. Soc. Am. B Vol. 19, No. 11, p. 2637-2644.
6. D. N. Christodoulides, R. I. Joseph (1988) Discrete self-focusing in nonlinear arrays of coupled waveguides // Opt. Lett. Vol. 13, p. 794–796.

УДК 535.1, 535.4

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛНОВЫХ ПУЧКОВ В ПЕРИОДИЧЕСКИ СЛОИСТЫХ СТРУКТУРАХ, СОСТОЯЩИХ ИЗ «ЛЕВЫХ» И «ПРАВЫХ» МАТЕРИАЛОВ

** Панфилова Н.О.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В работе исследуется поведение линейных волн в средах с отрицательным показателем преломления (их называют «левыми» средами), а также распространение гауссовых пучков в периодических структурах (см. рис. 1), состоящих из чередующихся слоев с отрицательным и положительным показателем преломления (Shadrivov, Sukhorukov, Kivshar, 2003).

Для «левых» материалов волновой вектор и вектор Умова-Пойтинга направлены в противоположные друг от друга стороны (Веселаго, 1967) (см. рис. 2). Закон Снеллиуса для границы раздела сред с различными знаками показателей преломления имеет вид:

$$k_1 \sin q_1 = -k_2 \sin q_2,$$

где индекс 1 соответствует среде с положительным показателем преломления (n), а индекс 2 – с отрицательным n (см. рис. 3). До сих пор «левые» вещества не были найдены в природе и создаются только на искусственной основе.

При переходе из «левой» среды в «правую» волновой фронт на границе меняет свою кривизну (см. рис. 4). Кривизны соседних слоев отличаются по знаку, а их модули связаны соотношением:

$$R_l = R_r |n_l / n_1|,$$

где n_l и n_r – показатели преломления «левого» и «правого» слоя, соответственно.

В работе развита теория распространения параксиальных пучков в структуре, состоящей из слоев с положительными и отрицательными показателями преломления. Получены выражения для ширины и кривизны фронта пучка внутри и на границах между слоями. Показано, что, если волновой пучок испытывает дифракционное расплывание, то в следующем слое «левой» среды он фокусируется. При определенных условиях может наступить равновесие этих эффектов: пучок после прохождения двух слоев восстанавливает свои параметры (ширину и кривизну фронта). Это означает распространение волнового пучка в виде осциллирующего волновода. В работе сделан вывод, что квазиволноводное распространение существует при определенном соотношении толщин слоев:

$$b = |n_l / n_r| a,$$

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

где b , a – толщины «левого» и «правого» слоя, соответственно, а n_l и n_r – показатели преломления.

Нами проанализирована также дисперсия периодической структуры из «левых» и «правых» сред (Wu, He, Shen, 2003), описаны волны Блоха, исследовано влияние по-перечной дифракции на зоны непропускания при выполнении брэгговского резонанса.

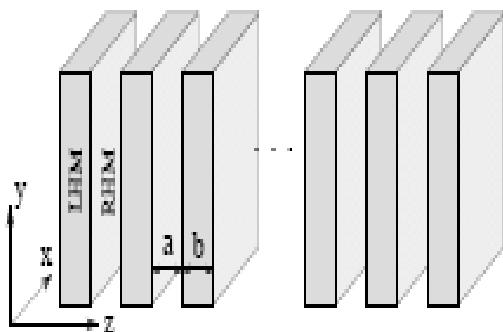


Рис. 1. Пример периодической структуры.

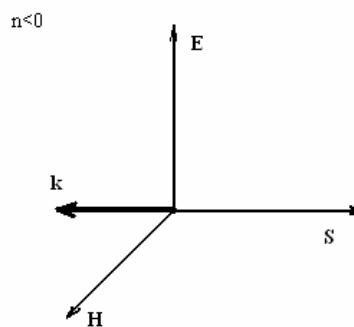


Рис. 2. Электрическое поле (E), магнитное поле (H), волновой вектор (k) и вектор Умова-Пойтинга (S) в среде с отрицательным показателем преломления

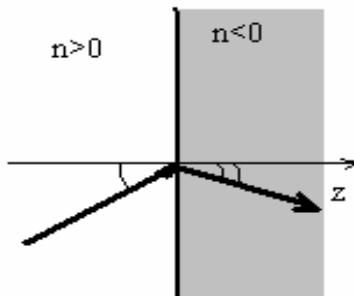


Рис. 3. Эффект преломления при прохождении волны через границу сред с различными по знаку n

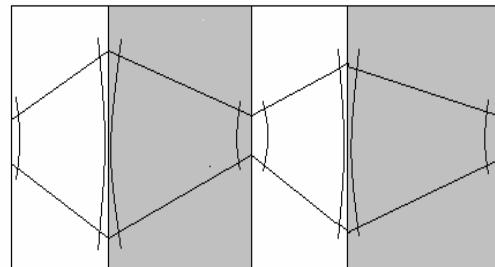


Рис. 4. Квазиволноводное распространение пучка.

Работа выполнена при поддержке грантами «Ведущие научные школы» НШ-4870.2006.2, РФФИ № 05-02-17308, 06-02-16801, БелРФФИ № 04-02-81054, «Университеты России» УР.01.02.499.

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

1. Shadrivov I.V., Sukhorukov A.A., Kivshar Y.S. (2003) Beam shaping by layered structure with left-handed materials // Opt. Express 11, 1283-1290.
2. Веселаго В.Г. (1967) Электродинамика веществ с одновременно отрицательными ϵ и μ // Успехи физических наук, том 92, выпуск 3, 517-526.
3. Wu L., He S., Shen L. (2003) Band structure for a one-dimensional photonic crystal containing left-handed materials // Physical Review B 67, 235103.

УДК 535.33

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ПАДЕНИЯ НАПРЯЖЕНИЯ НА Р-Н-ПЕРЕХОДЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ОПТИЧЕСКОГО УСИЛИТЕЛЯ ОТ ВЕЛИЧИНЫ СВЕТОВОЙ МОЩНОСТИ СИГНАЛА

Акпаров В.В., Соловьев А.В.

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

Полупроводниковый оптический усилитель (ПОУ) обладает рядом физических особенностей, позволяющих реализовать функциональные возможности, перспективные для использования в оптоэлектронных схемах. Одной из таких особенностей является появление электрического отклика на р-н-переходе при прохождении оптического излучения через усилитель. Этот отклик удобно использовать для одновременного детектирования и усиления оптического сигнала[1,2].

Фотоотклик усилителя, называемый также оптоэлектронным сигналом, происходит при прохождении лазерного излучения через активную среду полупроводникового оптического усилителя, в котором существует инверсная населенность. Проходя через усилитель, оптический сигнал увеличивает свою мощность за счет вынужденного излучения в среде, инверсия которого поддерживается источником накачки ПОУ. Разность квазиуровней Ферми ΔF характеризует инверсию в среде, а отношение ΔF к заряду электрона определяет напряжение на р-н-переходе ПОУ. При увеличении темпа вынужденной рекомбинации под действием внешнего лазерного излучения разность квазиуровней уменьшается. Это уменьшение может быть измерено в электрической цепи ПОУ.

По мере увеличения тока накачки ПОУ от нуля до некоторого значения наблюдается обычный фотоэффект. Это связано с тем, что энергия фотонов передается электронам и создает в р-н-переходе инверсную населенность. При некотором токе I_0 , который рассматривается как порог инверсии, происходит уменьшение отклика и смена его знака. Это изменение электрического отклика и называют оптоэлектронным сигналом. Режим насыщения оптического усилителя можно исследовать, наблюдая оптоэлектронный сигнал. В таком режиме усилитель может быть применен для распределенного съема информации в сетях волоконной связи, а также для контроля сигнала в интегрально-оптических схемах, где ПОУ может играть роль датчика уровня мощности, наличия и содержания оптического сигнала[3].

Целью работы является исследование диапазона изменения оптоэлектронного отклика ПОУ при изменении мощности входного оптического сигнала; определение оптимального тока накачки кольцевого лазера, входящего в состав лазерного гироскопа для обеспечения его максимальной чувствительности.

В ходе настоящей работы создана установка, блок-схема которой представлена на рис.1. Источником входного сигнала служил полупроводниковый лазер, излучение которого модулировалось пропусканием переменного тока синусоидальной формы, оптический сигнал поступал на волоконный вход модуля ПОУ, после прохождения через ПОУ излучение попадало на фотоприемный модуль. С выводов ПОУ снимался оптоэлектронный отклик, который наблюдался на осциллографе. В результате работы были сняты зависимости $\Delta V(P)$ при различных токах накачки ПОУ. Сопоставление этих зависимостей с ВтАХ кольцевого лазера позволяло определить его оптимальный ток накачки для обеспечения максимальной чувствительности лазерного гироскопа.

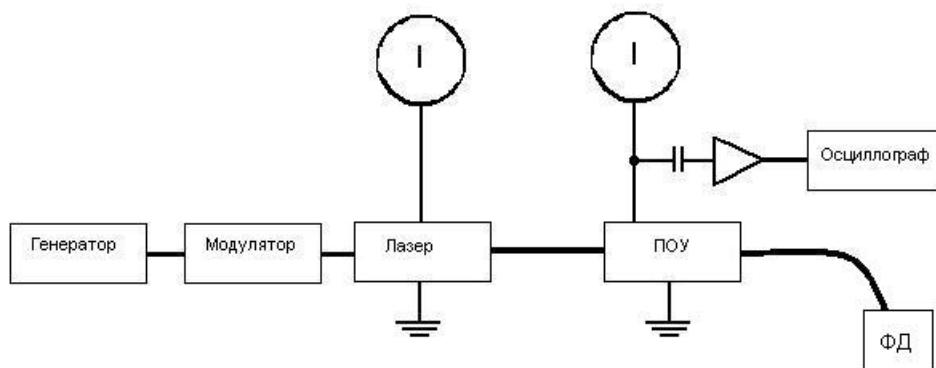


Рис.1

1. П.Г. Елисеев, Ван Лык, М.А. Манько, Г.Т. Микаелян, О.Г. Охотников “Оптоэлектронное считывание с помощью инжекционного лазера”, Квантовая электроника, том 9, №.9, 1982
2. П.Г. Елисеев, Ван Лык “Многофункциональные возможности полупроводникового усилителя”, Известия академии наук, серия физическая, том 58, № 7, 1994.
3. П.Г. Елисеев, Ван Лык, М.А. Манько, М.В. Цоцория “Электрический отклик в InGaAsP/InP-гетеролазерах”, Квантовая электроника, том 15, №11, 1988.
4. Takahiro Numai “Analysis of signal voltage in a semiconductor ring laser gyro”, IEEE J. of quantum electronics, vol.36, No. 10, October 2000.

537.226.86

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПЬЕЗОКВАРЦЕВОГО МАСС-ЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ДАТЧИКА

Алешин Ю.К., Соколова О.С.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Применение ПКР тесно связано с вопросом об их вариантах включения в измерительных преобразователях. Возбуждение управляемого пьезорезонатора может осуществляться в режимах автоколебаний, вынужденных колебаний и свободных колебаний. Изготовление ПРД по автогенераторной схеме позволяет наиболее просто осуществить высокоточное преобразование параметров управляемого резонатора в характеристики выходного сигнала.

Существует множество рабочих схем генераторов: транзисторных, на TTL-логике и т.д., которые применимы в различных условиях. Частота генерации совпадает с частотой минимума полного сопротивления ПКР только в транзисторных схемах типа

емкостной «трехточки». Для генераторов на TTL-логике частота генерации сдвигается. На частоту автогенерации сильное влияние оказывают параметры микросхемы. Применение емкостной «трехточки» ограничено тем, что ее устойчивая генерация лежит в диапазоне частот ± 500 Гц от базовой частоты.

Еще одна проблема применения ПКР состоит, как ни странно, в высокой чувствительности метода, которая хоть и позволяет достичь высокой точности измерений, но в то же время усиливает влияние физических характеристик среды. Ведь изменение резонансной частоты датчика, зависящее от присоединенной массы, сравнимо с изменением частоты, вызванным влиянием среды. Решение этой проблемы чрезвычайно важно для применения пьезокварцевых датчиков в средах с высокими величинами вязкости, плотности и коэффициентов диэлектрической и магнитной проницаемости.

При помещении в вязкую среду происходит резкое уменьшение добротности ПКР за счет большой диссипации энергии колебаний. Если мы говорим о датчиках с нанесенными слоями, то каждый слой, как и любая присоединенная масса, вызывает понижение частоты колебаний пьезокварца. В нашей работе было проведено исследование рабочих диапазонов двух ПКР датчиков, созданных на различных генераторных схемах: емкостная «трехточка» - для измерений в газовой сфере; генератор на TTL - логике для решения конкретной задачи измерения концентрации белковых молекул, моделирующих целых класс биохимических веществ, в этом эксперименте измерения проходят в воде.

Во втором случае, на ПКР, погруженный в жидкость, проводилось последовательное наращивание слоев индивидуальных химических реагентов. Связь между слоями была ионной. Надо отметить, что отклик резонатора на каждое из присоединяемых веществ был различен по физической природе. В данном конкретном случае последовательно было нанесено шесть слоев, последний из которых представлял собой антиген, т.е. обладал избирательностью в отношении определенного класса веществ. Мы выбрали модель, при которой максимальный уход частоты составляет 150 кГц от базовой частоты. Выбор модели определялся предварительными измерениями изменения добротности ПКР в похожих условиях. Чувствительность метода была взята из работ, в которых она определялась на основе осаждения массы при электролизе металлов. При этих условиях была произведена оценка максимального значения присоединенной массы, которую мы сможем измерить данным датчиком по конкретной методике. Она составила 20 мкг.

При измерениях в газовой фазе также была проведена работа по оценке рабочего диапазона датчика. Кроме этого, собранная установка, помимо исследований адсорбционных свойств ПКР, является еще и инструментом для получения изотерм адсорбции и исследования структурных характеристик тонких пленок, нанесенных на поверхность ПКР.

Динамические методы начали интенсивно развиваться в последние годы в связи с проведением газохроматографических измерений и определением структурных характеристик адсорбента, помещенного в хроматографическую колонку.

Предлагаемый в настоящей работе метод получения изотерм адсорбции по сути является гравиметрическим, с тем лишь отличием, что роль чувствительных микровесов выполняет ПКР.

К безусловным достоинствам предлагаемого метода, по нашему мнению, следует отнести высокую абсолютную чувствительность в измерении адсорбции (доли нг), что приблизительно на два порядка превосходит чувствительность, достижимую лучшими весами в гравиметрических адсорбционных установках. С другой стороны, предложенная методика позволяет через измерение изо-

терм адсорбции исследовать структурные и адсорбционные характеристики тонких пленок, получаемых непосредственно на поверхности резонатора, что, как следует из литературы, представляет сложную и трудноразрешимую задачу при использовании традиционных методов исследования.

- 1.Фадеев А.Ю., Алешин Ю.К., Лисичкин Г.В. Ж.Ф.Х.-1994.-т.68.-№ 3.
- 2.Справочник по кварцевым резонаторам под ред. П.Г. Позднякова. М.1978.

УДК 535.1, 535.4

ВРАЩАЮЩАЯСЯ МОДА В СИСТЕМЕ ТРЕХ ТУННЕЛЬНО СВЯЗАННЫХ ВОЛНОВОДОВ

Бочков В.С.

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра радиофизики*

В последнее время все большее внимание уделяется исследованиям волновых явлений в дискретных волноводах [1, 2]. В двумерной системе периодически расположенных волноводов можно возбуждать волновые вращающиеся структуры с закрученными вокруг центра симметрии потоками энергии, которые получили название дискретных вортексов. В рассматриваемом случае описывается система трех туннельно связанных волноводов, учитывающих взаимодействие только ближайших соседей, и уравнения принимают вид:

$$\frac{d^2 x_1}{dz^2} + k^2 x_1 = -a(x_2 + x_3), \quad \frac{d^2 x_2}{dz^2} + k^2 x_2 = -a(x_1 + x_3), \quad \frac{d^2 x_3}{dz^2} + k^2 x_3 = -a(x_2 + x_1), \quad (1)$$

где x_i - амплитуда волны, k - волновое число, a - коэффициент связи.

Используя метод медленно-меняющихся амплитуд представляем бегущую волну в виде $x_j = C_j(z)e^{ikz}$. Таким образом, система уравнений (1) приводится к следующему виду для комплексных амплитуд C_j :

$$\frac{d C_1}{dz} = -ia(C_2 + C_3), \quad \frac{d C_2}{dz} = -ia(C_1 + C_3), \quad \frac{d C_3}{dz} = -ia(C_2 + C_1). \quad (2)$$

Общее решение системы (2) выражается через начальные амплитуды как суперпозиция мод:

$$\begin{aligned} C_1 &= \frac{E_1 + E_2 + E_3}{3} e^{i2az} + \frac{2E_1 - E_2 - E_3}{3} e^{-iaz}, \\ C_2 &= \frac{E_1 + E_2 + E_3}{3} e^{i2az} + \frac{2E_2 - E_1 - E_3}{3} e^{-iaz}, \\ C_3 &= \frac{E_1 + E_2 + E_3}{3} e^{i2az} + \frac{2E_3 - E_2 - E_1}{3} e^{-iaz}. \end{aligned} \quad (3)$$

Энергия в каждом волноводе меняется за счет взаимодействия с соседними волноводами, при этом направления потоков энергии определяются разностями фаз согласно следующим выражениям:

$$\begin{aligned}\frac{d|C_1|^2}{dz} &= 2a|C_1||C_2|\sin(j_1 - j_2) + 2a|C_1||C_3|\sin(j_1 - j_3), \\ \frac{d|C_2|^2}{dz} &= 2a|C_2||C_1|\sin(j_2 - j_1) + 2a|C_2||C_3|\sin(j_2 - j_3), \\ \frac{d|C_3|^2}{dz} &= 2a|C_3||C_1|\sin(j_3 - j_2) + 2a|C_3||C_2|\sin(j_3 - j_1).\end{aligned}\quad (4)$$

Стационарное состояние возникает при возбуждении одной из мод в (3). Интересные эффекты сопровождают вторую моду, когда $E_1 + E_2 + E_3 = 0$ и $\sin(j_1 - j_2) = -\sin(j_1 - j_3)$, отражающее равенство потоков энергии каждого волновода.

В итоге получаем окончательные выражения для амплитуд и фаз вращающейся моды в таком виде:

$$C_1 = E_0 e^{-iaz}, \quad C_2 = E_0 e^{-iaz} e^{\pm i \frac{2p}{3}}, \quad C_3 = E_0 e^{-iaz} e^{\pm i \frac{4p}{3}}, \quad (5)$$

где C_i - комплексные амплитуды волн.

Из (5) следует, что при переходе от одного волновода к другому происходит скачок фазы на величину $j_n = 2pn/3$, где n – номер волновода.

На рис. 1. изображена наглядная схема распространения потоков энергии по часовой стрелке $I_{12} = \sqrt{3}aE_0^2$, $I_{23} = \sqrt{3}aE_0^2$, $I_{31} = \sqrt{3}aE_0^2$ и показаны фазы колебаний в волноводах.

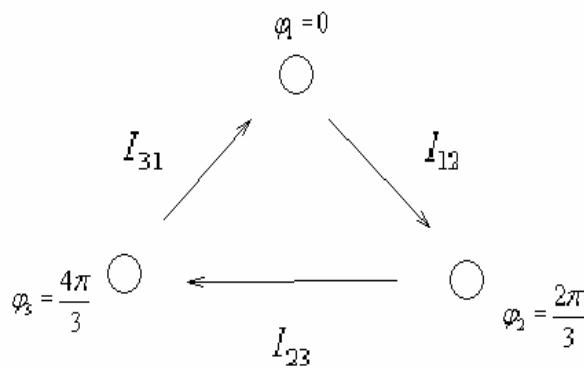


Рис.1. Схематическое изображение рассматриваемой системы

Если в центр системы, изображенной на рис. 1, поместить дополнительный волновод, то вращающаяся мода сохраняется. Центральный элемент останется не возбужденным, т. к. поток энергии не будет затрагивать волновод, расположенный в центре. Такая структура волн соответствует дискретному вортексу.

В результате развитой теории мы нашли структуру дискретного волновода в системе трех и четырех связанных оптических волноводов.

Работа выполнена при поддержке грантами НШ-4870.2006.2, РФФИ № 05-02-17308, 06-02-16801, 04-02-81054, УР.01.02.499.

Автор выражает признательность профессору, д.ф.м.н. Сухорукову А.П. за помощь в подготовке тезисов.

1. Malomed B.A., Kevrekidis P.G. (2001) Discrete vortex solitons // Phys. Rev. E., vol. 64. 026601.
2. Кившарь Ю.С., Агравал Г.П. (2005) Оптические солитоны. М.

УДК 534.2

СКИН-ЭФФЕКТ ДЛЯ УПРУГИХ ВОЛН В ПЕСКЕ

Мигранова А. М., Можаев В. Г.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Термином скин-эффект принято называть вытеснение переменных электрических токов и электромагнитных волн с ростом частоты из объема проводника на его поверхность. Подобным свойством обладают и рэлеевские поверхностные упругие волны в твердых телах, что послужило основанием называть в литературе это свойство скин-эффектом для волн Рэлея [1]. В настоящей работе показано, что аналогичный эффект должен проявляться и при распространении упругих волн в гранулированных средах типа сухого песка, приводя таким образом к образованию двух семейств поверхностных волн с разными поляризациями. Спецификой рассматриваемых сред является нелинейность закона контактного взаимодействия отдельных частиц (гранул или песчинок), которая обычно описывается в рамках модели Герца. Линеаризация герцевского закона взаимодействия для частиц, находящихся в поле силы тяжести, приводит к известной корневой зависимости роста эффективной скорости упругих волн v в гранулированных средах с глубиной z : $v = g \cdot z^{1/6}$, где коэффициент g зависит от упругих модулей и плотности материала песчинок. Приведенная зависимость $v(z)$ экспериментально подтверждалась в ряде работ, по крайней мере, для поверхностного слоя сухого песка.

В недавней экспериментальной работе [2] явление поющих песков в пустынях связывалось с возбуждением в песке упругих поверхностных волн при обрушении барханов. Однако теория таких волн до сих пор не развивалась. Более того, отсутствие в литературе даже лучевого анализа картины распространения упругих волн в песке в поле силы тяжести привело к появлению ошибочных утверждений о невозможности горизонтального распространения звука, сделанных на страницах таких авторитетных журналов, как *Phys. Rev. Lett.* и *Phys. Rev. B*. [3,4]. Исследование свойств упругих волн в песке в настоящей работе проводится в рамках лучевой теории распространения волн в неоднородных средах. Взаимосвязь сдвиговых и продольных волн в объеме среды и на поверхности не учитывается. В объеме такая взаимосвязь из-за градиента свойств среды по глубине может приводить лишь к малым поправкам к скоростям связанных волн вследствие сильного различия скоростей несвязанных продольных и поперечных волн. На поверхности пренебрежение взаимосвязью оправдано в силу практически перпендикулярного выхода лучей на поверхность из-за уменьшения здесь локальной скорости до нуля. Возникающие вследствие такого поверхностного волноводного захвата моды находятся из условия кратности $2p$ набега фазы по вертикали при движении волн по полному циклу лучевой траектории:

$$2 \int_0^{z_0} k_z dz + \Delta j_c = 2p \cdot n,$$

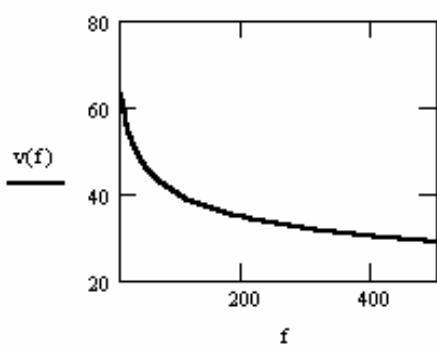
где $n=0,1,2,\dots$ (номер моды), $\Delta j_c = -p/2$ является дополнительным сдвигом фазы на каустике в точке поворота луча z_0 (сдвиг фазы при отражении от поверхности значительно меньше и здесь не учитывается), k_z – вертикальная проекция волнового вектора, $k_x^2 + k_z^2 = k^2(z)$. С помощью аппроксимации $k^2(z) = (w^2/g^2)z^{-1/3}$ интеграл легко вычисляется с помощью замен $z = t^6$ и $\sin y = (k_x g / w)t$, что дает:

$$3(w/g)^6 = 4(4n+1)k_x^5.$$

Из этого соотношения следует, что скорость поверхностных волн $v_{sw} = w/k_x \sim f^{-1/5}$. Такая же степенная зависимость следует из приближенной оценки, предложенной в [2], однако входящая в эту оценку скорость объемных волн оказалась на порядок большей, чем требовалось для согласования с экспериментом. Следует отметить, что оценка работы [2] основана на предположении, что скорость поверхностных волн совпадает со скоростью объемных волн $v(z)$ на глубине, равной длине волны. Как показывает лучевой расчет, для низшей волноводной моды эта глубина завышена почти в 5 раз. Согласно расчету относительная эффективная глубина точки поворота (толщина слоя основной локализации волнового поля) для низшей волноводной моды вблизи поверхности составляет $2/(3p)$, т.е. около 22 % от длины волны, что хорошо согласуется со значением 24%, следующим из экспериментальных данных [2]. Учет этого фактора позволяет уменьшить расчетную скорость, но это уменьшение недостаточно для полного согласования с экспериментом. Вторым фактором улучшения согласования является выбор скорости поперечных, а не продольных волн в аппроксимации скорости объемных волн с глубиной. Обе скорости изменяются с глубиной по одному закону, но с разными коэффициентами g , что должно приводить к возникновению двух семейств поверхностных волн с ортогональными поляризациями. Переход к поперечным волнам уменьшает скорость поверхностных мод, но по-прежнему недостаточно сильно.

Другими факторами существенного уменьшения эффективной скорости звука являются учет частичного проскальзывания и наличия более мягкого (силикатогелевого) слоя на поверхности кварцевых песчинок. Последний фактор является весьма важным для самого существования явления поющих песков. Поскольку количественная информация о последних двух факторах для песков, исследуемых в работе [2], отсутствует, то была рассмотрена обратная возможность нахождения свойств песка (эффективного значения коэффициента g) из

условия согласования теории с экспериментом [2]. Такое согласование достигается при выборе $g = 60 \text{ м}^{5/6} \text{ с}^{-1}$. На рисунке слева показана дисперсионная зависимость скорости поверхностных волн, построенная для этого значения g . Лучевые траектории находятся из уравнения $dx/dz = k_x/k_z$. Уравнение легко интегрируется с помощью приведенных ранее замен переменных с результатом



$$k_x x = 2 \left(n + \frac{1}{4} \right) \left(5y - \frac{15}{4} \sin 2y + \frac{3}{4} \sin 4y - \frac{1}{12} \sin 6y \right).$$

Пример расчета лучевой траектории по этой формуле показан ниже



Многократные отражения лучей от поверхности позволяют реализовать условия горизонтального распространения звука в песке, что считалось ранее [3,4] невозможным.

1. Owen T.E. Surface wave phenomena in ultrasonics. In: Progress in Applied Materials Research. V. 6. A Heywood book: London. 1964. P. 69-87.
2. Andreotti B. The songs of dunes as a wave-particle mode locking. Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. № 23. P. 238001/1-238001/4.
3. Liu C.-h., Nagel S.R. Sound in sand. Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. № 15. P. 2301-2304.
4. Liu C.-h., Nagel S.R. Sound in a granular material: Disorder and nonlinearity. Phys. Rev. B. 1993. V. 48. № 21. P. 15646-15650.

АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КАТОДНОЙ ОБЛАСТИ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА С УЧЁТОМ НЕЛОКАЛЬНОЙ ИОНИЗАЦИИ В ПЛАЗМЕ ОТРИЦАТЕЛЬНОГО СВЕЧЕНИЯ

Кириленко Д.А.

С-Пб ГУ, физический факультет

В данной работе представлена аналитическая модель прикатодной области плоскопараллельного тлеющего разряда, учитывающая основные физические механизмы, главным образом, нелокальную ионизацию в области слабого поля. Это позволило существенно усовершенствовать и развить имеющиеся модели, в первую очередь, широко известную классическую модель Энгеля-Штейнбека.

Для описания нелокальной ионизации в катодном слое использовано приближение постоянства коэффициента Таунсенда, в то время как в области слабого поля использованы аналитические аппроксимации, которые хорошо соответствуют детальному моделированию методом Монте Карло. При записи условия поддержания разряда корректно учтен вклад ионов, рожденных в области слабого поля в результате нелокальной ионизации быстрыми электронами, разогнанными в сильном поле катодного слоя.

Представленная модель, не потеряв аналитичности, позволяет оценить основные параметры тлеющего разряда в широком диапазоне условий. Характеристики нормального режима близки к классически наблюдаемым значениям, причем, в отличие от модели Энгеля-Штейнбека, значения катодного падения и толщина слоя меньше, чем параметры точки минимума кривой Пашена. Так же показано, что вольтамперная характеристика (ВАХ) разряда в аномальном режиме стремится к конечному пределу при больших токах, причем параметры «плато», и, как следствие, вся ВАХ, сильно зависят

от коэффициента вторичной эмиссии электронов. Это, в отличие от результатов моделей, основанных на представлении об автономности катодного слоя, соответствует реально наблюдаемой картине.

Также обсуждена проблема степенной аппроксимации ВАХ.

Результаты данной аналитической модели сопоставлены с имеющимися численными расчётами и экспериментами.

Mail: zumsisai@gmail.com

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. – М. Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987
2. I. Peres, N. Ouadoudi, L.C. Pitchford, J.P. Boeuf. Analytical formulation of ionization source term for discharge models in argon, helium, nitrogen, and silane. *J. Appl. Phys.* 72 (10), 1992.
3. V.I. Kolobov, L.D.Tsendin. Analytic model of the cathode region of a short glow discharge in light gases. *Physical Review A*, Vol. 46, № 12, 1992.
4. A.V.Phelps, Z.Lj. Petrović. Cold-cathode discharges and breakdown in argon: surface and gas phase production of secondary electrons. *Plasma Sources Sci. Technol.* 8 (1999) R21-R44.
5. A.V. Phelps. Abnormal glow discharges in Ar: experiments and models. *Plasma Sources Sci. Technol.* 10 (2001) 180-194.
6. D.Maric, K.Kutasi, G.Malovich, Z. Donko, Z.Lj.Petrović. Axial emission profiles and apparent secondary yield in abnormal glow discharges in argon. *European Physical Journal D*, 21(2002),73-81
7. Z.Donko, P.Hartmann, K.Kutasi. On the reliability of low-pressure DC glow discharge modeling. Submitted to *Plasma Sources Sci. Technol.* 2005
8. J.P. Boeuf, L.C. Pitchford. Field reversal in the negative glow of a DC glow discharge. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 28 (1995) 2083-2088

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ МОДЫ ШОЛТЕ В ПЛОСКИХ ВОЛНОВОДАХ

**Боровой Д.И.

Дальневосточный ГУ

При решении проблем, связанных с исследованием и освоением ресурсов Мирового океана широко применяются акустические методы и средства. Неотъемлемой составной частью таких средств являются гидроакустические антенны, эффективность которых во многом определяется диаграммой направленности (ДН). Вид ДН в волноводных гидроакустических антенных зависит от формы и размеров волновода(ВВ), акустических параметров материала, из которого он выполнен, типа возбуждаемой в нем нормальной волны (НВ). В предыдущих работах нами было показано, что в плоских ВВ, выполненных из податливых материалов, погруженных в жидкость, при малых значениях частотного параметра могут распространяться симметричные нормальные моды двух типов: нулевая вытекающая L_0 и незатухающая типа Шолте Sh_0 . Была создана программа, позволяющая рассчитать дисперсионную кривую для материала с заданными параметрами и нужной моды и программа, вычисляющая ДН по заданному распределению колебательной скорости или давления на излучающей поверхности. В результате теоретических расчетов было обнаружено, что L_0 излучает исключительно

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

под углом к оси ВВ, в то время как Sh_0 может иметь максимум в осевом направлении. На практике же наблюдался провал в центральном направлении для излучателей плоского вида в отличие от аналогичных цилиндрических излучателей.

Для подтверждения теоретических данных о наличии излучения в осевом направлении был создан излучатель следующей конструкции. ВВ: размеры—200x85x16 мм, материал—эбонит. Пьезопакет: 4 элемента, размеры элемента—10x85x10 мм, материал—ЦТС-19. Тыльная накладка(для понижение частотного диапазона): размеры10x85x10мм, материал—латунь. В результате теоретических расчетов было предложено, что формирование моды Sh_0 будет наиболее эффективно происходить для частотного параметра $k_t d < 1.0$ и при селективном возбуждении ВВ.

Измерения проводились в лаборатории акустики ИФИТ ДВГУ в гидроакустическом бассейне, представляющем собой параллелепипед размером 3x2x1 м, покрытый изнутри резиной. Неизбежное отражение в таком объеме избегалось временной селекцией импульсного сигнала. Ближнее поле для интересующего нас диапазона частот не превышало 1.0 метра, что также приемлемо для нашего измерительного бассейна. Прием сигнала осуществлялся гидрофоном, представляющим собой стержень с чувствительной сферической головкой на конце диаметром 2 см. Формирование и обработка сигналов производилась на персональном компьютере(ПК) с помощью пакетов SpectraLAB и Adobe Audition. Оцифровка принятого сигнала происходила с помощью звуковой карты с частотой дискретизации 192 кГц. Вращение излучателя производилось автоматическим поворотным устройством от 0 до 360 градусов в течение 1 минуты.

Измерения проводились в широком частотном диапазоне 6-35 кГц импульсным сигналом длительностью 0.5 мс и скважностью 100 мс. Подаваемый на излучатель и принятый с гидрофона сигналы(после ослабления и усиления, соответственно) записывались в два канала на ПК, где программно осуществлялась их синхронизация и вычисление ДН.

В результате выполненных экспериментов было показано, что излучение в направлении оси действительно существует. Заполнение центральной области тем больше, чем меньше частотный параметр. Что согласуется с приведенной теорией и доказывает наличие моды Шолте. Не было получено доказательства зависимости направления моды Шолте от относительной длины, поскольку пока невозможно отдельно формировать данную моду.

E-mail: recvezitor@yandex.ru

АВТОГЕНЕРАТОР СПИРАЛЬНОГО ХАОСА ПОД ДЕЙСТВИЕМ БЕЛОГО И ЦВЕТНОГО ШУМА

*Захарова А.С.

Саратовский ГУ им. Н.Г. Чернышевского

Шум присутствует в любой реальной системе и может оказать существенное влияние на ее динамику. Влияние шума на хаотические автоколебания до настоящего времени недостаточно изучено. Многие характеристики хаотических и стохастических

* Доклад отмечен грамотой конференции, как лучший на подсекции

систем могут быть описаны с применением метода фазовой динамики. Целью данной работы является путем анализа фазовой динамики и спектральных характеристик изучить влияние белого и цветного шума на автогенератор спирального хаоса.

Проведенные в работе численные исследования позволяют утверждать, что близкий к линейному характер роста дисперсии мгновенной фазы хаотических колебаний является очень устойчивым и сохраняется при воздействии как белого, так и цветного шума различной интенсивности. При этом шум может привести к существенному увеличению скорости линейного роста дисперсии σ^2_ϕ (и, соответственно, к увеличению ширины основной спектральной линии и скорости спада автокорреляционной функции хаотических автоколебаний), характеризующейся эффективным коэффициентом диффузии фазы B_{eff} .

Было показано, что эффективный коэффициент диффузии фазы B_{eff} в случае цветного шума существенно зависит как от ширины спектра шума, так и от расстройки частот спектральных максимумов хаоса и шума. При синхронном воздействии цветным шумом B_{eff} нелинейным образом изменяется с ростом ширины спектральной линии шума (при фиксированной дисперсии). Сначала B_{eff} увеличивается с ростом ширины спектральной линии, а затем, достигнув максимума, убывает. Как следует из полученных результатов, при воздействии на хаотический автогенератор цветного шума наиболее существенное увеличение B_{eff} наблюдается при "синхронном" воздействии, когда частота спектрального максимума шумового воздействия совпадает со средней частотой хаотических автоколебаний. С увеличением расстройки частот спектральных максимумов хаоса и шума эффективность влияния шума на хаотический режим убывает.

В результате проведенных исследований было установлено явление синхронизации хаотических автоколебаний узкополосным внешним шумом. Рассмотрены два типа узкополосных сигналов с близкими спектральными характеристиками, но различными законами распределения. Показано, что эффект синхронизации значительно различается для рассмотренных типов узкополосного шумового воздействия. Таким образом, в плане синхронизации существенна не только ширина спектральной линии шума, но и другие его характеристики.

Данная работа выполнена при поддержке МОРФ в рамках программы “Развитие потенциала высшей школы”

E-mail: zakharova-as@mail.ru

1. Анищенко В.С., Астахов В.В., Вадивасова Т.Е., Нейман А.Б., Стрелкова Г.И., Шиманский-Гайер Л. - Нелинейные эффекты в хаотических и стохастических системах. - Москва - Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2003.
2. Анищенко В.С., Вадивасова Т.Е., Окрокверцхов Г.А., Стрелкова Г.И. Статистические свойства динамического хаоса//Успехи физ. наук, 2005, Т.175 N2, С.163 -179.
3. Anishchenko V.S., Vadivasova T.E., Kurtz J, Okrokvertshov G.A., Strelkova G.I. Auto-correlation function and spectral linewidth of spiral chaos in a physical experiment//Phys. Rev. E, 2004, Vol.69, P.036215.
4. Вадивасова Т.Е., Анищенко В.С., Окрокверцхов Г.А., Стрелкова Г.И., Захарова А.С. Статистические свойства мгновенной фазы зашумленных периодических и хаотических автоколебаний//Радиотехника и электроника, 2006, Т.4 (в печати).

КЛАСТЕРНАЯ ОСЦИЛЛЯЦИЯ В ОДНОМЕРНОМ МАССИВЕ СВЯЗАННЫХ ПО ЦЕПИ ПИТАНИЯ АВТОГЕНЕРАТОРОВ

Щербаков П.А.

Саратовский ГУ им. Н.Г. Чернышевского

В этой работе исследуются некоторые эффекты, возникающие в системе связанных по цепи питания осцилляторов при воздействии шума. Такая система вызывает интерес, в частности, потому что имеется адекватная математическая модель, и благодаря этому легко получить детальное экспериментальное подтверждение результатов.

Особенность рассматриваемой системы заключается в том, что энергия, получаемая отдельным осциллятором (и, следовательно, динамическое состояние осциллятора) зависит от энергии, приходящейся на все остальные осцилляторы в системе. Так как система имеет структуру одномерного массива (цепи), то распределение энергии вдоль неё имеет диссипативный характер, т.е. энергия убывает при удалении от источника питания. Следовательно, функциональные единицы цепи будут работать в различных режимах и, даже если их параметры идентичны, их амплитуды и частоты могут различаться. Кроме того, только некоторая группа осцилляторов в пределах цепи может находиться в условиях, при которых возможно поддержание автоколебаний. Такая группа может перемещаться вверх и вниз по цепи в зависимости от общего потока энергии.

В качестве функциональной единицы цепи был выбран автогенератор с нелинейностью N-типа. Примером такого генератора может служить осциллятор на тунNELЬНОМ диоде. Особенностью этого автогенератора является наличие напряжения питания в явном виде, как аддитивной добавки. В то время как во многих типовых и хорошо изученных осцилляторах параметр питания в математической модели “зашит” в нелинейном элементе, т.е. введен как внутренний параметр осциллятора.

Мы рассматриваем цепь из десяти таких осцилляторов, связанных по цепи питания. При таком виде связи напряжение питания вдоль цепи убывает, и, как результат, возникает эффект кластерной осцилляции в системе. Этот эффект возникает благодаря тому, что осцилляторы способны поддерживать автоколебания только в небольшом промежутке параметра питания.

При добавлении в систему шума ширина кластера растёт благодаря появлению индуцированных шумом колебаний в соседних осцилляторах, находящихся в возбудимом режиме.

e-mail: scherbakov@chaos.ssu.runnet.ru

1. D.E. Postnov, O.V. Sosnovtseva, E. Mosekilde, and N.-H. Holstein-Rathlou (2001) “Cooperative Phase Dynamics of Coupled Nephrons.” Int. J. Mod. Phys. B, v.15, 3079-3098.
2. Д.Э. Постнов, А.В. Шишкун, Д.В. Сецинский, (2003) “Стохастическая динамика возбудимой системы в области подпороговых колебаний.” Известия вузов ПНД.
3. E. Mosekilde, D. E. Postnov, O. V. Sosnovtseva (2003) “Phase Multistability in Coupled Oscillator Systems” Progress of Theoretical Physics Supplements 150, p.147 - 164.
4. D. E. Postnov, O. V. Sosnovtseva, E. Mosekilde (2005) “Oscillator clustering in a resource distribution chain” Chaos 15, 1 (12).

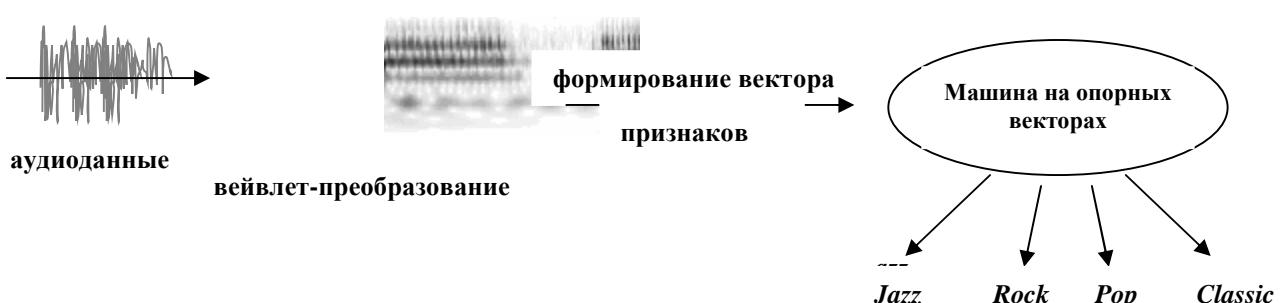
АВТОМАТИЧЕСКАЯ ИНДЕКСАЦИЯ МУЗЫКАЛЬНЫХ СИГНАЛОВ НА ОСНОВЕ МЕТОДА ОПОРНЫХ ВЕКТОРОВ

** Тарнагурская С.П.

Белорусский ГУ, Беларусь

Цифровые технологии уже прочно вошли в нашу жизнь. Стремительно растет количество различных мультимедиа коллекций, в том числе музыкальных. В Интернете появляются ресурсы с цифровой музыкой в формате «mp3», радиостанции все чаще начинают вешать во всемирной сети. Увеличение количества мультимедиа-данных породило проблему их эффективной организации и управления: индексации и классификации. Для цифровой музыки данная задача также весьма актуальна. До настоящего момента классификация по жанрам музыки, доступной, в том числе, и в цифровом виде, производилась человеком вручную. Системы автоматической классификации могли бы оказать значительную помощь человеку или даже свести его участие к минимуму в этом процессе. Данные системы могли бы стать ценным дополнением к системам поиска музыкальной информации. Также наработки в данном направлении представляют поле для исследования и оценки аудио признаков в области анализа музыкальных сигналов на основе их содержимого. Таким образом, в настоящий момент представляется чрезвычайно актуальной разработка различных систем автоматической индексации.

Распознавание жанра музыки состоит в классификации музыки по принадлежности ее к некоторым предопределенным категориям. Цель состоит в том, чтобы разработать систему со следующими свойствами: вход — сигнал музыки в цифровом виде, выход — информация о вероятностной принадлежности входного сигнала различным жанровым классам музыки. Содержимое "черного ящика", который генерирует этот вывод от входного сигнала и есть тема данного исследования по классификации жанра музыки. Классификация состоит из двух основных этапов: выделения признаков и собственно классификации. В то время как для осуществления второго этапа существует достаточно большое количество методов обучения машин (машины на опорных векторах, нейронные сети и т.д.) и все они работают достаточно неплохо, наиболее значимым, определяющим правильность работы классификатора, является первый этап. Предложен новый тип вектора признаков, созданный на основе вейвлетного и псевдовейвлетного преобразования входящих аудиоданных. В ходе работы разработан программный комплекс и достигнута точность классификации 78%.



E-mail:tarna@tut.by

** Доклад отнесен жюри, как один из лучших на подсекции.

1. Г. Ван Трис. Теория обнаружения, оценок и модуляции. М.: Сов. радио, 1976.
2. Perrot, D., and Gjerdingen, R.O. Scanning the dial: An exploration of factors in the identification of musical style. In proceedings of the 1999 Society for Music Perception and Cognition p.88.
3. J. Seppanen. Quantum grid analysis of musical signals. In proc. WASPAA. Mohonk, NY, 2001. pp. 131—135.
4. Tzanetakis and P. Cook. Musical genre classification of audio signals. IEEE Transactions on Speech and Audio Processing, vol. 10, no. 5, p. 293-302, July 2002.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВСТРЕЧНЫХ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ВОЛН ИОНИЗАЦИИ В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ, ЗА- ПОЛНЕННЫХ ИНЕРТНЫМИ ГАЗАМИ

Шахсинов Г.Ш.

Дагестанский государственный университет

Известно, что наложение высоковольтного импульса напряжения с наносекундным фронтом на один из электродов разрядной экранированной трубы приводит к формированию высокоскоростных волн ионизации (ВВИ), распространяющихся от высоковольтного электрода к заземленному независимо от полярности приложенного напряжения [1]. Теоретические методы исследований наносекундных разрядов в длинных трубах, развивающихся в режиме распространения встречных ВВИ, крайне затруднены, поэтому в работе выбран чисто экспериментальный подход к исследованию свойств таких разрядов. Экспериментальная установка подробно описана в [2].

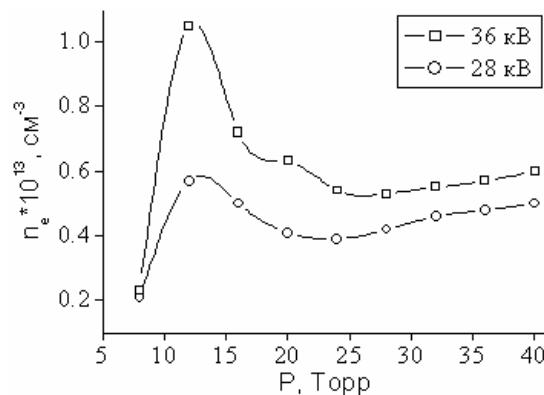


Рис.1. Зависимость концентрации электронов в плазме от давления при двух напряжениях.

В докладе обсуждаются результаты экспериментального исследования особенностей формирования импульсов оптического излучения плазмы продольных наносекундных разрядов в экранированных трубах в режиме формирования двух встречных высокоскоростных волн ионизации. Экспериментально реализован режим формирования двух встречных ионизирующих волн градиента потенциала в длинных экранированных трубах. Обнаружены эффекты гашения и усиления волн ионизации при различных начальных условиях. Установлено, что форма, интенсивность и длительность

импульсов излучения зависят от полярности электрического поля во встречных волнах ионизации.

В результате измерений были изучены основные свойства уединенных волн ионизации, закономерности их распространения и взаимодействия. Измерения проводились при различных режимах формирования разряда: в случае формирования разряда встречными волнами одной полярности, разной полярности, а также для случая, когда разряд формируется при распространении одной волны ионизации.

E-mail: gadz@bk.ru

1. Василяк Л.М., Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Филюгин И.В. “Высокоскоростные волны ионизации при электрическом пробое”// УФН, 1994, Т.164, №3, С.263-285.
2. Ашурбеков Н.А., Омаров О.А., Омарова Н.О., Погореловская М.А. “Оптическое излучение продольного наносекундного разряда в режиме формирования встречных уединенных волн ионизации”// Известия академии наук. Серия физическая, 2003, Т67, №9

УДК 537.311.322

ИССЛЕДОВАНИЕ С-В ХАРАКТЕРИСТИК НОВЫХ ДВУХСЛОЙНЫХ СТРУКТУР ГЕНЕРИРУЮЩИХ РЕЛАКСАЦИОННЫЕ КОЛЕБАНИЯ ТОКА

Сидоров И.В.
Кубанский ГУ

В настоящее время все больше растет интерес к использованию органических материалов не только для попыток повторить устройства твердотельной электроники, но и создать различные приборы, датчики, переключатели на их основе [1-3].

Нами исследовались двухкомпонентные слоистые структуры, созданные на основе анилина и водного раствора фуксина концентрацией от 1 до 50 % [4]. В диэлектрической ванночке создавали p-n-переход и на поверхности пленки анилина толщиной менее 200 нм создавали контакт двух медных игл гальванически обработанных оловом с промежуточным окисным слоем менее 5 нм с помощью специального механизма позволяющего регулировать перемещение в трехмерном пространстве координат. Один из электродов, к которому прикладывался отрицательный полюс источника питания - активный электрод (АЭЛ), другой – пассивный (омический). При приложении разности потенциалов от 5 до 70 В между электродами погруженными в анилин и расположенным на расстоянии 0,5 – 2 мм друг относительно друга был обнаружен эффект неустойчивости тока (НТ) при протекании электрического тока через АЭЛ, на резисторе включенном в цепь одного из электродов регистрировали релаксационные колебания с частотой лежащей в пределах от 1 Гц до 1 МГц и амплитудой от 1 до 300 мкА.

Следует отметить, что генерация релаксационных колебаний в экспериментальных образцах наблюдалась сразу при касании n-области активного и пассивного электродов. При увеличении глубины погружения электродов до слоя водного раствора, содержащего p-полупроводник, напряжение и сила тока на АЭЛросли.

Как показали экспериментальные результаты, для устойчивых возникновений колебаний при малых напряжениях толщина n-области (анилина) должна быть меньше диффузионной длины неосновных носителей – дырок.

Были исследованы С-В характеристики структуры. Измеряли емкость активного электрода C_a при приложении различной разности потенциалов между активным и пассивным электродами. Для чего была собрана установка, представленная на рисунке 1.

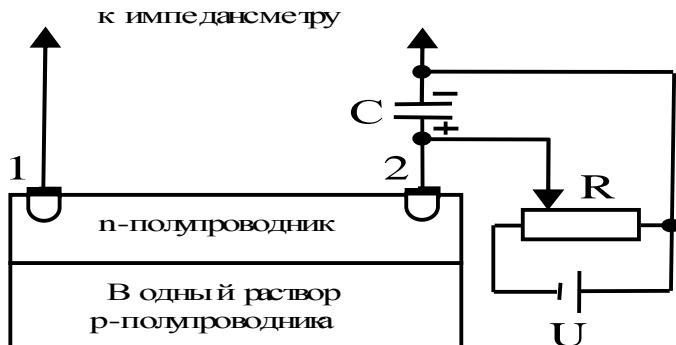


Рис. 1. Установка для измерения емкости АЭЛ

До приложенного напряжения 30 В наблюдали аномальное возрастание емкости и затем ее уменьшение. Именно с этой величины разности потенциалов мы наблюдали эффект НТ. Подробнее картину увеличения C_a можно увидеть на рисунке 2. Точечная диаграмма была аппроксимирована и сглажена с помощью добавления полиномиальной линии тренда.

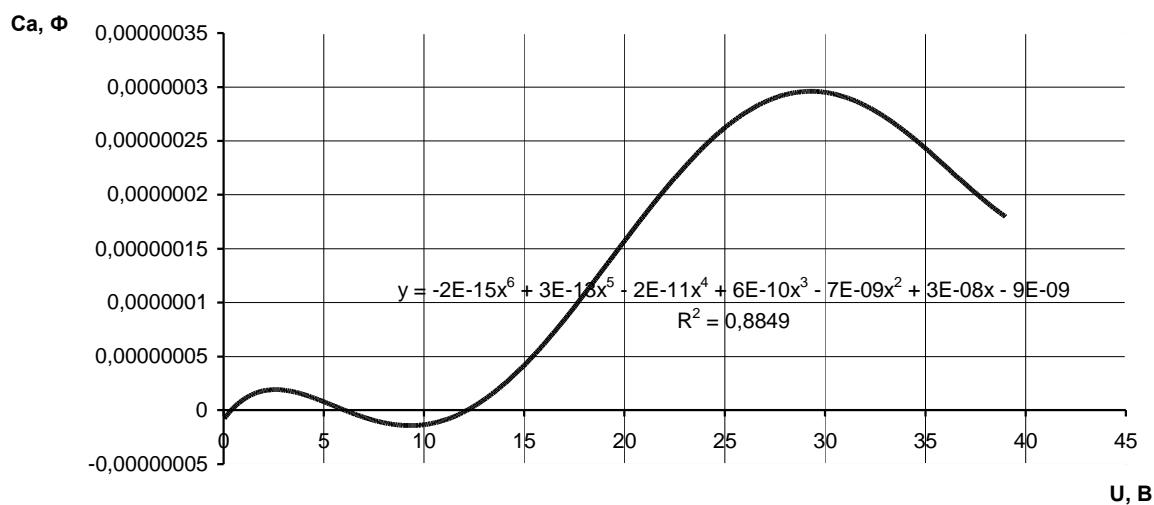


Рис. 2. зависимость величины емкости на АЭЛ от разности потенциалов между активным и пассивным электродами

Было высказано предположение о том, что с увеличением напряжения происходит накопление дырок под активным электродом и область пространственного заряда

сужается, что ведет к увеличению емкости. После начала генерации электрических импульсов ширина ОПЗ увеличивается, поэтому средняя емкость уменьшается.

Неустойчивость процесса перезарядки электрическим полем поверхностных состояний может служить основой для создания переключателя, ключа. По величинам используемых напряжений параметрам генерируемых колебаний созданная структура подобна существующим электронным устройствам. Благодаря органическому происхождению основной части структуры, физическим принципам работы и многофункциональности она крайне близка к биосистемам передачи информации, созданных природой. Поэтому ее можно считать промежуточной стадией по переходу к чисто молекулярным элементам электронных схем.

E-mail: igor_s@hotbox.ru

1. Сидоров И.В., Барышев М.Г., Коржов А.Н. Новый элемент молекулярной электроники // Деп. В ВИНИТИ РАН 01.08.05 № 1119-В2005.
2. Н.К. Пермяков, М.А. Ананян, В.И. Сороковой, П.Н. Лускинович "Сканирующая зондовая микроскопия и медико-биологическая нано технология", архив патологии, 1998, том 60, С.5
3. Сидоров Ю.Г., Торопов А.И., Шашкин В.В., Овсяк В.Н., Гайслер В.А., Гутаковский А.К., Латышев А.В., Ткаченко В.А., Квон З.Д., Двуреченский А.В., Пчеляков О.П., Принц В.Я., Попов В.П., Асеев А.Л. Развитие нанотехнологий и их применение для разработки устройств полупроводниковой электроники // Автометрия РАН Сибирское отделение 2004, Т. 40, № 2, с. 4-19.
4. Барышев М.Г., Сидоров И.В., Копытов Г.Ф., Коржов А.Н. О механизме неустойчивости тока в органическом полупроводнике // Известия высших учебных заведений. Физика. № 11, 2005, С. 3-5.

УДК 534.2;534.8

ПРОФИЛОМЕТРИЯ ФОКУСИРОВАННЫМ ЛАЗЕРНО-УЛЬТРАЗВУКОВЫМ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕМ

^{**}Карабутов А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Впервые предложен и экспериментально исследован лазерно-ультразвуковой дефектоскоп с фокусированным пучком. Для излучения акустического пучка использовался оптико-акустический эффект – ультразвук возбуждался при поглощении наносекундного лазерного импульса специализированным преобразователем за счет его теплового расширения. Фокусировка ультразвукового пучка производилась акустической линзой с относительно малой числовой апертурой (угол раскрытия 15°) акустически согласованной с преобразователем. Фокусное расстояние линзы составляло 20 мм.

Зондирующий сигнал представлял собой монополярный видеоимпульс с длительностью порядка 70 нс; полоса частот зондирующего акустического сигнала состав-

^{**} Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

ляла 0.1-6 МГц. Контролируемый образец и оптико-акустический преобразователь размещались в кювете, заполненной иммерсионной жидкостью (дистиллированная вода). Оптико-акустический преобразователь мог перемещаться вдоль направляющих по трем координатам под управлением компьютера с шагом 2.5 мкм по каждой оси.

Каустика прибора исследовалась методом перемещения преобразователя попереек острого края металлической пластины. Диаметр фокального пятна не превышал 0.53 мм. Длина каустики определялась рабочей полосой частот и числовой апертурой системы, и составляла 6,3 мм.

Нелинейных искажений формы акустического сигнала в рабочем диапазоне энергий лазерных импульсов до 0.1 мДж не наблюдалось, несмотря на малую длительность зондирующего сигнала, распространение в иммерсионной жидкости фокусированного пучка, и относительно высокую амплитуду сигнала (20 кПа). Порог детектирования системы регистрации ультразвуковых импульсов равнялся 0.5 Па, что обеспечивало динамический диапазон измерений на уровне 90 дБ. Частота дискретизации сигнала составляла 100 МГц при аналоговой полосе 30 МГц, разрядность АЦП – 12 бит.

Фокусированный лазерно-ультразвуковой преобразователь позволяет работать с неровными поверхностями, а также поверхностями, находящимися под углом к плоскости сканирования. Это достигается за счет того, что приемник подстраивается по высоте (автофокусируется) перед обработкой сигнала от объекта. Информация о изменении высоты при автофокусировке позволяет построить трехмерное изображение поверхности объекта. Пространственное разрешение по высоте равно 7,5 мкм. Экспериментально были сняты части реверса пятирублевой и аверса однорублевой монет, поверхность с высокой степенью рельефности (плазменно напыленный титан).

СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ И ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Председатель подсекции
проф., д.ф.-м.н. Кульбачинский Владимир Анатольевич

СИЛЬНОЕ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ДОПИРОВАННЫХ МОНОКРИСТАЛАХ Bi-2212 ПО ДАННЫМ ДЖОЗЕФСОНОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Ананов А.А., Устинов Е.Б., Хоанг Хоай Ван
МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В 1998 году в теоретической работе Ни и Коффи был предсказан эффект неупругого туннелирования куперовских пар в джозефсоновских контактах на базе нетрадиционных сверхпроводников со спариванием на спиновых флюктуациях [1]. Эффект должен сопровождаться излучением (или поглощением) неравновесных магнонов. Неупругое туннелирование куперовских пар в джозефсоновских Bi-2212 контактах на микротрешине (break junctions) было обнаружено экспериментально в работе [2], однако вопреки предсказаниям Ни и Коффи на ВАХ контактов были найдены многочисленные особенности, связанные с возбуждением не магнонных, а фононных мод (раманактивные оптические фононы в диапазоне частот до 20 ТГц). Вышеуказанный эффект полностью описывается теорией Максимова, Арсеева и Масловой [3] и подтверждает сделанное Абрикосовым [4] предположение о сильном взаимодействии оптических фононов в окрестности центра зоны Бриллюэна Г с электронной подсистемой в ВТСП.

В экспериментальной работе [5] для оптимально допированного купрата Bi-2212 получена функция Элиашberга, содержащая один сильно выраженный бозонный пик, энергия которого составляет примерно 40 мэВ, т.е. соответствует энергии магнонного резонанса, обнаруженного ранее в этом материале с помощью нейтронной спектроскопии [6]. Если вышеуказанная спектральная функция соответствует действительности, то спаривание в купратных сверхпроводниках с высокой степенью вероятности имеет магнонный характер. В последнем случае магнонный резонанс должен сильно взаимодействовать с электронной подсистемой и может быть легко обнаружен с помощью джозефсоновской спектроскопии.

Характерной особенностью магнонного резонанса является то, что его энергия (в отличие от фононных частот) изменяется с допированием пропорционально критической температуре [6]. В этом случае в спектрах, полученных с помощью джозефсоновой спектроскопии, должен наблюдаться резонанс, частота которого будет зависеть от уровня допирования кристаллов Bi-2212 (т.е. при переходе от недодопированных к передопированным образцам). Перемещение этого резонанса на фоне фиксированных фононных частот можно легко заметить.

Настоящая работа посвящена исследованию влияния допирования на эффект возбуждения неравновесных оптических фононов в монокристаллах Bi-2212 с помощью переменного джозефсоновского тока (джозефсоновская спектроскопия) в диапа-

зоне частот до 20 ТГц. Выполненные в настоящей работе исследования не обнаружили заметной перестройки спектров у монокристаллов Bi-2212 при изменении допирования в широких пределах. Поразительным свойством исследованных спектров является то, что даже форма линии в большинстве случаев хорошо сохраняется (измерения выполнены на разных образцах, синтезированных в различных лабораториях). Установлено, что в исследованных спектрах спиновый резонанс отсутствует. Отсюда однозначно следует, что магнитный резонанс не взаимодействует заметным образом с электронной подсистемой и не участвует в формировании сверхпроводящих свойств исследованного висмутового купрата Bi-2212. С другой стороны, полученные в настоящей работе спектры оптических фононов находятся в качественном согласии со спектральной функцией, рассчитанной в работе Тсуды и Шимады [7]. Эти результаты говорят в пользу модели фононного спаривания, предложенной А.А. Абрикосовым [4].

“Спектральная” функция Засадинского является прямым следствием “dip-hump” – структуры на dI/dV -характеристиках исследованных им одиночных контактов SIS- и NIS- типов. Отметим, что эта структура не наблюдается на ВАХ совершенных стопочных контактов (внутренний эффект Джозефсона) и возникает, скорее всего, в результате образования тонкого нормального слоя на поверхности образца (аналогично ниобиевым контактам).

1. Y. Nie, L. Coffey. Phys. Rev. B 57 (1998) 3116-3122.
2. Ya.G. Ponomarev, E.B. Tsokur et al. Sol. State Comm. 111 (1999) 513-518.
3. E.G. Maksimov, P.I. Arseev, N.S. Maslova. Sol. State Comm. 111 (1999) 391-395.
4. A.A. Abrikosov. Physica C, 341-348 (2000) 97-102.
5. J. F. Zasadzinski et al. Phys. Rev. Lett. 96 (2006) 017004-1 - 017004-4.
6. M. Eschrig. cond-mat/0510286, v.1, 11 Oct 2005.
7. N. Tsuda, D. Shimada. Physica C, 412-414 (2004) 76-81.

СВЕРХПРОВОДЯЩАЯ ЩЕЛЬ И ПРОТЯЖЕННАЯ СИНГУЛЯРНОСТЬ ВАН ХОВА У ДОПИРОВАННЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ BI-2212 ПО ДАННЫМ ВНУТРЕННЕЙ ТУННЕЛЬНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Скипетров А.Е., Эспиев А.А., Хоанг Хоай Ван
МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Важнейшими характеристиками допированных ВТСП, позволяющими получить представление как о виде спектра, так и о характере спаривания, являются угловая и температурная зависимости щелевого параметра, а также зависимость сверхпроводящей щели от уровня допирования. Существует несколько методов определения угловых и температурных зависимостей сверхпроводящей щели: фотоэмиссионная спектроскопия высокого разрешения, рамановская спектроскопия, ИК – спектроскопия и тунNELьная спектроскопия.

Одним из значительных достижений следует считать обнаружение и исследование в купратных сверхпроводниках внутреннего эффекта Джозефсона (ВЭД), который наглядно продемонстрировал 2D характер электронного транспорта в ВТСП и позволил определить величину максимальной сверхпроводящей щели с высокой точностью.

Подробные исследования ВЭД у различных ВТСП – материалов привели, фактически, к созданию нового метода исследования слоистых сверхпроводников – метода внутренней туннельной спектроскопии [1].

Сравнительно недавно Дойчером [2] было предположено, что недодопированные купратные высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) характеризуются двумя щелевыми энергиями Δ_p и Δ_s . Существующая в широком температурном интервале $T < T^*$ большая щель (псевдощель) Δ_p , измеряемая фотоэмиссионной или туннельной спектроскопией, характеризует энергию связи $2\Delta_p$ куперовских пар, остающихся в некогерентном состоянии при $T > T_c$ (T_c - критическая температура сверхпроводника). Меньшая щель Δ_s (сверхпроводящая щель), измеряемая андреевской или рамановской спектроскопией, определяет минимальную энергию $2\Delta_s$ возбуждения сверхпроводящего конденсата при $T < T_c$ ($T_c < T^*$ в недодопированных образцах). Согласно предложенной Дойчером модели сверхпроводящая щель Δ_s меняется с концентрацией дырок p подобно T_c , проходя через максимум при оптимальном допировании (скейлинг между Δ_s и T_c). В то же время Δ_p монотонно растет при $p \rightarrow 0$ (т. е. при переходе от передодопированных образцов к недодопированным). Следует отметить, что модель скейлинга Δ_s и T_c при допировании ВТСП была оспорена в ряде работ, авторы которых использовали преимущественно STM спектроскопию и меняли уровень допирования с помощью отжига образцов Bi-2212 в вакууме или в атмосфере инертного газа. В то же время подробные исследования, проведенные на монокристаллах Bi-2212, содержащих компенсирующую примесь лантана, подтвердили модель скейлинга Δ_s и T_c при допировании ВТСП.

В настоящей работе экспериментально исследован внутренний эффект Джозефсона в микроступеньках на поверхности криогенных сколов допированных монокристаллов Bi-2212 [3,4], не подвергавшихся специальной обработке для изменения концентрации примесного кислорода. Подтвержден скейлинг сверхпроводящей щели Δ и критической температуры T_c в функции концентрации примесных дырок p , обнаруженный ранее у монокристаллов Bi-2212(La). Показано, что структура типа “dip-hump” на ВАХ наблюдается только в случае одиночных Bi-2212- контактов и отсутствует на ВАХ качественных стопочных Bi-2212- контактов. Вышеуказанныя структура, таким образом, не связана с перенормировкой квазичастичного спектра за счет электромагнитного взаимодействия, что ставит под сомнение предложенный рядом авторов магнитный механизм спаривания в ВТСП. К теоретическим моделям, базирующимся на фононном механизме спаривания, следует отнести, в первую очередь, “сценарий” с протяженной сингулярностью ван Хова вблизи уровня Ферми [5,6]. Нами впервые обнаружена резкая дополнительная структура на ВАХ стопочных Bi-2212- контактов, которая может быть следствием существования в окрестности уровня Ферми протяженной сингулярности ван Хова. Указанная структура наблюдается у слабо недодопированных и у слабо передодопированных монокристаллов Bi-2212. У оптимально допированных образцов сингулярность ван Хова попадает внутрь сверхпроводящей щели, и дополнительная структура на ВАХ при этом исчезает. Присутствие протяженной сингулярности ван Хова вблизи уровня Ферми возможно и объясняет эффект “псевдощели”.

1. R. Kleiner, P. Müller. *Physica C* **293** (1997) 156-167.
2. G. Deutscher. *Nature* **397** (1999) 410.
3. Ya.G. Ponomarev, Chong Soon Khi, Kim Ki Uk et al. *Physica C* **315** (1999) 85-90.
4. S. Kaneko et al. *Surface Science*, **438** (1999) pp. 353-357.

5. A.A. Abrikosov. Physica C, 341-348 (2000) 97-102.
 6. P.I. Arseev, N.K. Fedorov, S.O. Loiko. cond-mat/0304525 v1 23 Apr 2003.

УДК 621.315.592

**ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА
В РАЗБАВЛЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ
 $Pb_{1-x}Ge_xTe:Cr$**

Пичугин Н.А., Пластун А.А., Топчевская Т.А.
МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет,

Легирование полупроводников A^4B^6 примесями с переменной валентностью (элементами третьей группы In, Ga, Tl, переходными элементами Ti, V, Cr, редкоземельными элементами Eu, Gd, Yb и др.) приводит к появлению в энергетическом спектре носителей заряда глубоких и резонансных уровней, расположенных как в запрещенной зоне, так и на фоне разрешенных состояний. Энергетическое положение этих уровней, стабилизирующих уровень Ферми в легированных образцах, зависит от сорта примеси, состава матрицы, температуры, давления и магнитного поля [1, 2]. Кроме того, легирование переходными и редкоземельными элементами превращает эти материалы в разбавленные магнитные полупроводники, специфической особенностью которых является то обстоятельство, что магнитная активность примесных ионов в них оказывается непосредственно связанной с их зарядовым состоянием и, в конечном счете, определяется положением глубокого примесного уровня относительно краев разрешенных зон в энергетическом спектре носителей заряда [3, 4].

Для определения положения примесного уровня хрома и построения модели перестройки энергетического спектра носителей заряда при изменении состава матрицы и температуры в работе исследованы гальваномагнитные эффекты в разбавленных магнитных полупроводниках $n-Pb_{1-x}Ge_xTe$ ($0.02 \leq x \leq 0.10$), легированных хромом, при температурах 4.2-300 К в магнитных полях $B \leq 0.5$ Т.

Монокристаллические образцы $Pb_{1-x}Ge_xTe:Cr$ с концентрациями германия $0.02 \leq x \leq 0.10$ были вырезаны из слитка, синтезированного методом Бриджмена в Черновицком отделении НАН Украины. Содержание германия в образцах определялось по данным рентгенофлюоресцентного и рентгеновского анализов на монокристаллах и рентгенофазового анализа на порошкообразных образцах. Содержание хрома контролировалось рентгенофлюоресцентным методом. Показано, что все исследованные образцы являются однофазными. Постоянная кристаллической решетки рассчитывалась по данным рентгеновского и рентгенофазового анализов. Мольное содержание германия в сплавах рассчитывалось по закону Вегарда: $a = a_0 - 0.482 \cdot x$ при $a_0 = 6.466 \text{ \AA}$ [5]. Полученные данные хорошо согласуются с расчетом по эмпирической формуле [6], учитывающим величины концентраций компонентов в шихте и их распределение в твердом растворе вдоль оси слитка.

Установлено, что температурные зависимости удельного сопротивления ρ и коэффициента Холла R_H в образцах с низким содержанием германия ($x \leq 0.07$) имеют «металлический» характер, что указывает на стабилизацию уровня Ферми резонансным уровнем хрома, находящимся в зоне проводимости [2]. По мере увеличения содержа-

ния германия концентрация свободных электронов при $T=4.2$ К монотонно уменьшается, при $x=0.10$ происходит переход в диэлектрическую фазу и на зависимостях $\rho(1/T)$ и $R_H(1/T)$ появляются низкотемпературные участки примесной ионизации.

Полученные результаты объясняются в рамках модели, предполагающей образование глубокого примесного уровня хрома, стабилизирующего уровень Ферми в энергетическом спектре носителей заряда, и изменение положения этого уровня относительно края зоны проводимости при изменении состава сплава и температуры. Экспериментальные зависимости коэффициента Холла при $T=4.2$ К от состава сплава использовались для определения характера движения уровня хрома относительно краев разрешенных зон при изменении состава матрицы, а температурные зависимости коэффициента Холла – для определения температурного коэффициента движения уровня хрома относительно середины запрещенной зоны с ростом температуры. Затем в рамках двухзонной модели Кейна рассчитывались теоретические зависимости концентрации электронов и энергии Ферми от состава сплава и температуры, а также строились диаграммы перестройки энергетического спектра носителей заряда в твердых растворах $Pb_{1-x}Ge_xTe:Cr$ при вариации состава матрицы и температуры.

Сопоставление результатов расчета с экспериментальными данными позволяет заключить, что в области гелиевых температур при увеличении ширины запрещенной зоны с ростом концентрации германия примесный уровень хрома остается практически неподвижным относительно середины запрещенной зоны E_i . Поэтому уровень хрома приближается к дну зоны проводимости, пересекает его и при $x=0.10$ оказывается в запрещенной зоне. При увеличении температуры резонансный уровень хрома движется относительно середины запрещенной зоны E_i со скоростью, зависящей от состава матрицы: $d(E_{Cr}-E_i)/dT \approx 2.3 \cdot x$ мэВ/К. Таким образом, с ростом температуры в теллуриде свинца уровень хрома почти не изменяет своего положения относительно середины запрещенной зоны, а в сплаве с $x=0.10$ – движется вверх относительно середины запрещенной зоны, оставаясь почти неподвижным относительно дна зоны проводимости.

1. Кайданов В.И., Равич Ю.И. Глубокие и резонансные состояния в полупроводниках типа $A^{IV}B^{VI}$. УФН, 145, 51-86 (1985).
2. Волков Б.А., Рябова Л.И., Хохлов Д.Р., УФН, 172, 875-906 (2002).
3. Story T. IV-VI semimagnetic semiconductors: Recent developments. Acta Phys. Polon. A, 94, 189-197 (1998).
4. Skipetrov E, Zvereva E., Skipetrova L., Kovalev B., Volkova O., Golubev A., Slyn'ko E. Impurity-related magnetism in the diluted magnetic semiconductors $Pb_{1-x}Sn_xTe:Yb$. Phys. Stat. Sol. (b), 241, 1100-1105 (2004).
5. Lada V.Yashina, Volkmar Leute, Vladimir I. Shtanov, Heinrich M. Schmidtke, Vera S. Neudachina. Comprehensive thermodynamic description of the quasiterinary system $PbTe-GeTe-SnTe$. Journal of Alloys and Compounds, 413, 133-143 (2006).
6. Слынко В.Е. Экспоненциальный характер распределения примесей в соединениях A^4B^6 . Вестник Львов. Ун-та, 34, 291-295 (2001).

СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ ЩЕЛИ И ЛЕГГЕТТОВСКАЯ МОДА В СИСТЕМЕ $Mg_{1-x}Al_xB_2$

** Дубень В.В., Жаворонков В.А., Попова Т.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Интерес исследователей к MgB_2 [1] вызван тем обстоятельством, что в нем были обнаружены, как минимум, две сверхпроводящие щели, возникающие на двух различных участках поверхности Ферми. Свойства таких многозонных сверхпроводников изучались во многих теоретических работах после появления пионерских работ [2, 3]. Одно из наиболее интересных исследований принадлежит Леггетту [4], который предсказал существование в двухщелевых сверхпроводниках специфических коллективных возбуждений, связанных с малыми флуктуациями относительной фазы параметров порядка двух сверхпроводящих конденсаторов. В классических сверхпроводниках вышеуказанные коллективные возбуждения (леггеттовские моды) экспериментально не обнаружены.

Поверхность Ферми диборида магния содержит две сложные трубчатые конструкции, порожденные двумя 3D π -зонами, и две цилиндрические поверхности, относящиеся к двум 2D σ -зонам. Часто для простоты четыре вышеуказанные зоны сводят к двум эффективным σ - и π -зонам. В двухзонном приближении в дибориде магния возникают две сверхпроводящие щели Δ_σ и Δ_π , которые закрываются при одной и той же критической температуре T_c .

Уже из первых работ [5] было ясно, что многозонность сверхпроводящих щелей должна исчезать в “грязном” пределе. Удивительным свойством многозонной сверхпроводимости в системе MgB_2 является то обстоятельство, что она не исчезает, как это показано в настоящей работе, при увеличении остаточного сопротивления на два порядка и более.

В настоящей работе были изучены поликристаллические образцы $Mg_{1-x}Al_xB_2$ с концентрациями $0,32 \leq x \leq 0,45$ и, соответственно, с критическими температурами $21,5 K \geq T_c \geq 6,5 K$. В качестве экспериментальных методов использованы микроконтактная (андреевская) и туннельная спектроскопии. Оба этих метода реализованы с помощью контактов на микротрещине (*break junction*).

Нами установлено, что температурные зависимости щелей $\Delta_\sigma(T)$ и $\Delta_\pi(T)$ у системы $Mg_{1-x}Al_xB_2$ отличаются качественным образом. Температурные зависимости $\Delta_\sigma(T)$ близки к БКШ- типу. Зависимости $\Delta_\pi(T)$ в большой степени напоминают соответствующие графики для стандартного эффекта близости между двумя сверхпроводниками с существенно отличающимися значениями T_c и малой связью между ними. Уменьшение Δ_σ ($T \rightarrow 0$) при добавлении Al происходит при очень малом изменении отношения $2\Delta_\sigma/kT_c$. Более того, это отношение существенно превосходит значение, характерное для БКШ- предела. В то же время, отношение $2\Delta_\pi/kT_c$ при $T_c \rightarrow 0$ стремится к 3,52. Последнее указывает на то, что “собственная” сверхпроводимость π - зон соответствует БКШ- пределу.

В настоящей работе определена зависимость частоты леггеттовской плазменной моды [6, 7] от величины большой Δ_σ и малой Δ_π щелей у образцов MgB_2 и $Mg_{1-x}Al_xB_2$.

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

В джозефсоновском режиме энергия леггеттовской плазменной моды ω_0 , возбуждаемой в MgB₂-контакте переменным джозефсоновским током при субщелевых смещениях, определялась из выражения: $V_{n,m} = n\omega_0/2em$, где $V_{n,m}$ - смещение, соответствующее одной из особенностей на dI/dV-характеристике, m – номер гармоники джозефсоновской частоты, n – номер гармоники леггеттовской частоты. В микроконтактном режиме (андреевский контакт SnS типа) энергия леггеттовской плазменной моды ω_0 , возбуждаемой в процессе многократных андреевских отражений, определялась из выражения: $V_{n,m} = (2\Delta_\sigma + m\omega_0)/en$, где $V_{n,m}$ - смещение, соответствующее одной из особенностей, составляющих субгармоническую щелевую структуру на dI/dV-характеристике, m – число излученных плазмонов, n – целое число ((n + 1)- число андреевских отражений в SnS-контакте).

1. J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka et. al., Nature **410**, 63 (2001).
2. H. Suhl, B.T. Mattias, L.R. Walker, Phys. Rev. Lett. **3**, 552 (1959).
3. В.А. Москаленко, ФММ **4**, 503 (1959).
4. A. J. Leggett, Prog. Theor. Phys. **36**, 901 (1966).
5. I.I. Mazin, O.K. Andersen, O. Jepsen et. al., Phys. Rev. Lett. **89**, 107002 (2002).
6. S.G. Sharapov, V.P. Gusynin and H. Becler, arXiv: cond-mat/0205131 v1.
7. Ya.G. Ponomarev et. al. // Solid State Commun. 129, 85-89 (2004).

ВИХРИ АБРИКОСОВА И РЕЗИСТИВНЫЕ СВОЙСТВА СВЕРХПРОВОДНИКОВ ВТОРОГО РОДА

Тихомиров И.В.

Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского

В последнее время при изучении фазового перехода в сверхпроводящем состоянии, часто возникает проблема точного учета всех флуктуационных эффектов. Наиболее известной теорией, описывающей поведение сверхпроводника вблизи T_c в магнитном поле, является теория плавления решетки вихрей Абрикосова. Кроме того, в тонких пленках даже в отсутствие внешнего поля могут появляться вихревые структуры, аналогичные вихрям Абрикосова. Существует еще одна возможность описания аномального поведения сверхпроводящих свойств в объемном сверхпроводнике, это введение кольцевых вихрей Абрикосова. Действительно, форма вихревой нити, как известно, в целом воспроизводит структуру силовых линий магнитного поля. Так однородному внешнему полю соответствует смешенное состояние в виде двумерной решетки прямолинейных вихрей. Более сложные вихревые структуры возможны, когда магнитное поле создается протекающим в сверхпроводнике током. Вихревая структура с магнитным полем, замкнутым в кольцо, получила название кольцевого вихря Абрикосова. Такие вихри могут образовываться в результате достаточно сильных токовых флуктуаций. Однако расчет показывает, что токи, достаточные для образования кольцевого вихря, значительно меньше критического тока. Из теории Гинзбурга-Ландау известно, что для того, чтобы параметр порядка существенно изменил свою величину, требуется, чтобы по сверхпроводнику протекал ток порядка критического. Поэтому для образования зародышей нормальной фазы, требуются флуктуации, значительно пре-

вышающие токи образования кольцевых вихрей. Это говорит о том, что кольцевые вихри начинают влиять на сверхпроводящие свойства при значительно меньших температурах, чем температуры, при которых сверхпроводимость пропадает чисто флюктуационным образом. Учет кольцевых вихрей приводит к тому, что в сверхпроводнике появляется сопротивление при температурах ниже критической. Это подтверждается аналогичным изгибом зависимостей $\rho(T)$ при $\rho \rightarrow 0$ на экспериментальных кривых [1-5]. До сих пор предполагалось, что такое поведение связано с наличием в сверхпроводнике решетки вихрей. Но даже при отсутствии внешнего поля, вблизи перехода удельное сопротивление ведет себя весьма не тривиальным образом и может отличаться от нуля при температурах ниже критической.

E-mail: Lab223@mail.ru

1. Charalambous M., Chaussy J. (1992) Evidence from resistivity measurements along the c axis for a transition within the vortex state for H||ab in single-crystal $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ // Physical Review B, №45(9), p. 5091.
2. Kwok W., Miller M. (1992) Vortex Lattice Melting in Untwinned and Twinned Single Crystals of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ // Physical Review Letters, №69(23), p. 3370.
3. Safar H., Rice J. (1992) Experimental Evidence for a First-Order Vortex-Lattice-Melting Transition in Untwinned, Single Crystal $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ // Physical Review Letters, №69(5), p. 824.
4. Kwok W., Fendrich J. (1994) Vortex Liquid Disorder and the First Order Melting Transition in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ // Physical Review Letters, №72(7), p. 1092.
5. Fendrich J., Welp U. (1996) Static and Dynamic Vortex Phases in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ // Physical Review Letters, №77(10), p. 2073.

УДК 621.315.592

ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРОВ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ НИТРИДА ИНДИЯ

**Комиссарова Т. А.

МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет, КФНТиСП

В работе исследованы структуры InN, выращенные на разных подложках и буферных слоях. Измерены температурные зависимости спектров фотолюминесценции в области длин волн (950-1800) нм в температурном интервале (6 - 300) К. Показано сильное влияние используемых подложек и буферных слоев на оптические свойства структур.

Нитриды третьей группы являются перспективными материалами для их применения в оптоэлектронных устройствах видимого диапазона. В настоящее время наименее изученным соединением этой группы является нитрид индия. Неизвестным является даже значение ширины запрещенной зоны. Проблемы исследования InN связаны в

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

первую очередь с трудностью выращивания образцов. В связи с низкой температурой диссоциации нитрид индия не может быть выращен в объемном виде, а для получения пленок InN необходимы материалы подложек и буферных слоев, близкие по своим параметрам к нитриду индия. В настоящее время такие соединения не найдены. В качестве подложек обычно используется сапфир, реже кремний, в качестве буферных слоев – слои GaN, InN. В настоящее время многими группами ведется работа по исследованию влияния подложек и буферных слоев на структурные свойства пленок нитрида индия. Целью настоящей работы являлось исследование влияния подложек и буферных слоев на спектры фотолюминесценции структур: подложка – буферный слой- пленка нитрида индия.

Для этого были исследованы пленки и наностержни нитрида индия, выращенные методами Metall Organic Vapour Phase Epitaxy (MOVPE) и Hydrogen - Metall Organic Vapour Phase Epitaxy (H-MOVPE) в University of Florida группой, руководимой O.Kryliouk и T.Anderson. В качестве подложек использовались сапфир (0001) и кремний (111), в качестве буферных слоев – пленки GaN и/или InN. Пленки нитрида индия были выращены при температуре 530⁰С, наностержни – 600⁰С. Кроме того, была исследована чистая подложка Si(111) и подложка с буферным слоем Si(111)-GaN. В ФИАНе им. П.Н. Лебедева были измерены температурные зависимости спектров фотолюминесценции в температурном интервале (6 - 300)К области длин волн (950-1800) нм с возбуждением He-Cd лазером на длине волны 440 нм.

Получено, что спектры всех исследованных структур представляют собой широкую линию со сложной структурой в энергетической области (700-1200) мэВ.

При комнатной температуре спектр чистой подложки Si(111) содержит линию 1100 мэВ. Спектры фотолюминесценции всех структур, выращенных на этой подложке тоже содержат линию ~ 1100 мэВ. При этом интенсивность этой линии уменьшается при нанесении на кремний пленки нитрида галлия и не изменяется при нанесении пленки нитрида индия. Интенсивность линии 110 мэВ в спектрах фотолюминесценции наностержней InN в 10 раз больше интенсивности, полученной для чистого кремния.

Кроме того, температурные зависимости линии люминесценции 1100 мэВ, измеренные на кремнии и структуре nanorods InN-Si(111), существенным образом различаются. Таким образом, можно предположить, что линия ~1100 мэВ в спектрах фотолюминесценции исследованных структур является суперпозицией линий от кремния и от нитрида индия.

Интенсивность линий в спектрах фотолюминесценции структур, выращенных на сапфире, много меньше интенсивности линий в спектрах пленок, выращенных на кремнии.

Спектры всех пленок, независимо от используемых подложек и буферных слоев, содержат линию ~1000 мэВ.

Таким образом, получено, что используемые подложки, по-видимому, оказывают существенное влияние на спектры фотолюминесценции исследованных структур.

ОДНОФОТОННЫЙ ДЕТЕКТОР (SSPD-SUPERCONDUCTING SINGLE PHOTON DETECTOR) НА ОСНОВЕ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ УЛЬТРАТОНКОЙ ПЛЕНКИ NbN.

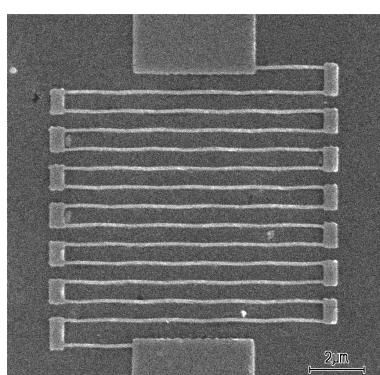
*Тархов М.А.

Московский Педагогический Государственный Университет

В данной работе представлены принцип работы, технология изготовления, и основные характеристики принципиально нового сверхпроводникового однофотонного детектора (SSPD) на основе ультратонкой пленки NbN.

Механизм детектирования одиночных фотонов сверхпроводящей пленкой, находящейся при температуре существенно более низкой, чем температура ее перехода в сверхпроводящее состояние и несущей транспортный ток, близкий к критическому току, основан на эффекте образования горячего пятна (нормальной области) в том месте сверхпроводника, куда попал фотон [1].

Работа сверхпроводникового однофотонного детектора всецело определяется как характеристиками сверхпроводника, включающими ширину энергетической щели Δ , коэффициент диффузии, времена электрон-электронного и электрон-фононного взаимодействий, так и геометрической структурой самого устройства. Нитрид ниобия (NbN), выбранный в качестве материала детектора, характеризуется интенсивным процессом образования и пикосекундным временем релаксации неравновесных квазичастиц.



Рабочая площадь SSPD

Для более эффективной работы в однофотонном режиме NbN детекторы изготавливаются в виде меандров толщиной от 35 Å до 100 Å и шириной 0,17 мкм, занимающих площадь 4×4 мкм² или 10×10 мкм² на плоско-параллельных сапфировых подложках (см. рисунок). Критическая температура и ширина перехода в сверхпроводящее состояние составляют соответственно $T_c = 10 \div 11$ К и $\Delta T_c \sim 0,3$ К, плотность критического тока $j_c = 6 \div 7 \cdot 10^6$ А/см² при температуре 4,2 К [2].

Формирование структуры меандра детектора основан на прямой электронной литографии с последующим реактивным ионным травлением.

e-mail: tmafuz@mail.ru

[1] Alex D. Semenov, Gregory N. Goltzman “Quantum detection by current carrying superconducting film”. Physica C 351 (2001) 349-356.

[2] A. Verevkin, O. Okunev, G.N. Goltzman. “Ultrafast superconducting single-photon detectors for near-infrared wavelength quantum communications ”. Journal of Modern Optics, vol.51, no. 9-10, 1447-1458.

* Доклад отмечен грамотой конференции, как лучший на подсекции

ДВУМЕРНЫЕ МАГНИТНЫЕ ЭКСИТОНЫ В ПРОДОЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Штефан А.Г.

Молдавский Государственный Университет

Рассмотрены свойства двумерных магнитных экситонов, когда наравне с сильным перпендикулярным магнитным полем H имеется дополнительное однородное электрическое поле E , направленное в плоскости слоя.

Используются волновые функции электронов и дырок в данных условиях, полученные в калибровке Ландау [1]. Волновые функции характеризуются числом n для квантования Ландау в направлении электрического поля и волновым вектором p в перпендикулярном направлении, лежащем в плоскости. Благодаря дрейфу носителей заряда в плоскости в направлении, перпендикулярном электрическому полю, вырождение по волновому вектору p квантового состояния снимается. Гамильтониан в представлении вторичного квантования в приближении нижайших уровней Ландау отличается от случая без электрического поля только выражением для матричных элементов кулоновского взаимодействия электрон-дырка. Оно состоит в том, что суммарный волновой вектор электрона и дырки $p + q = k$ и расстояние между их точками квантования в структуре экситона $\rho = kl^2$ получает добавку $- \frac{m_{ex}cV_d}{eH}$, где l есть магнитная длина, V_d есть дрейфовая скорость носителей тока в присутствии электрического тока, $V_d = e\frac{E}{H}$, и m_{ex} есть сумма масс электрона и дырки $m_{ex} = m_e + m_h$. Этот факт приводит к смещению минимума в законе дисперсии магнитного экситона из точки $k = 0$, где он находится в отсутствии электрического поля в точку $k = \frac{V_d(m_{ex} - M)}{\hbar}$, зависящую от величины электрического поля. В этом выражении M есть магнитная масса экситона превосходящая трансляционную массу пары m_{ex} . Это выражение отличается от [2] тем, что вместо ($-M$) имеется разность ($m_{ex} - M$).

В работе обсуждается Бозе-Эйнштейновская конденсация магнитных экситонов на состояние с данным волновым вектором k .

stfn_angela@yahoo.com

G.F. Giuliani, G. Vignali. Quantum theory of electron liquid. Cambridge University Press (2005), Chapter 10.

A. Immamoglu. Phys.Rev.B 54, R 14285 (1996)

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ТУШЕНИЯ ФОСФОРЕСЦЕНЦИИ ДОНОРОВ ЭНЕРГИИ МОЛЕКУЛАМИ АКЦЕПТОРОВ

Авдеев А.В.

Ставропольский государственный университет

Несмотря на то, что межмолекулярный триплет-триплетный (Т-Т) перенос энергии электронного возбуждения широко исследуется в течение 50-ти лет, до конца не решенным остается вопрос, почему в присутствии акцептора относительное падение интенсивности фосфоресценции донора больше, относительного уменьшения его времени затухания. Хотя из уравнения баланса следует обратная зависимость.

В данной работе показано, что такое несоответствие может быть связано с принятым по умолчанию предположением, что изменение интенсивности фосфоресценции и уменьшение времени затухания фосфоресценции донора обусловлено одним и тем же процессом – передачей энергии триплетного возбуждения от донора к акцептору. Нами выявлены и исследованы, для используемых на практике донорно-акцепторных пар и концентраций растворов, другие механизмы тушения фосфоресценции доноров, которые приводят к падению интенсивности без изменения времени затухания. Такими процессами являются:

- реабсорбция излучения доноров на молекулах акцепторов в триплетном (Т) состоянии;
- перенос энергии по синглетным (S) уровням для случая, когда соответствующий уровень акцептора триплетного возбуждения располагается ниже, чем у донора.

Для случая, когда время накопления молекул донора в Т-состоянии τ_h^D намного меньше соответствующего времени накопления для молекул акцептора τ_h^A , получено выражение, описывающее изменение интенсивности фосфоресценции донора, обусловленное реабсорбцией на молекулах акцептора в Т-состоянии в процессе их накопления:

$$I^{pe\bar{e}}(t) = \frac{I_0 \left[1 - \exp \left(-k_{cm} \left[1 - \exp \left(-t/\tau_h^A \right) \right] \right) \right]}{k_{cm} \left[1 - \exp \left(-t/\tau_h^A \right) \right]}, \quad (1)$$

где I_0 – начальная интенсивность фосфоресценции донора, в присутствии молекул акцептора; $I^{pe\bar{e}}$ – регистрируемая интенсивность фосфоресценции донора; k_{cm} – коэффициент реабсорбции, для стационарного режима, определяемый равенством: $k_{cm} = \epsilon n_{cm} l_0$, здесь ϵ – молярный коэффициент экстинкции; n_{cm} – стационарная концентрация молекул акцепторов в триплетном состоянии, l_0 – эффективная толщина образца.

Экспериментальная проверка формулы (1) проведена на растворах донорно-акцепторных пар бензофенон-нафталин и бензофенон-дифенил в толуоле при 77 К.

Показано, что при определенном соотношении концентраций компонентов донорно-акцепторной смеси, не все молекулы донора участвуют в Т-Т переносе энергии. Это так же необходимо учитывать при решении данной проблемы. При учете вклада всех вышеуказанных процессов, для пары карбазол-бензофенон в толуоле при 77 К, получено равенство между относительным изменением интенсивности фосфоресцен-

ции карбазола (донор энергии триплетного возбуждения) и относительным изменением её времени затухания: $\frac{I_0}{I} = \frac{\tau_0}{\tau}$.

E-mail: amedeo82@yandex.ru

PUMP–PROBE-МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Надькин Л.Ю., Флорина О.Ф., Ляхомская К.Д.

Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко,

В экспериментальном исследовании оптических свойств полупроводников в экситонной области спектра при больших уровнях возбуждения особую значимость приобрел метод pump–probe. Он основан на использовании двух пучков лазерного излучения: мощного пучка накачки и слабого, зондирующего пучка. Слабый пучок зондирует изменения оптических свойств кристалла, обусловленных действием мощного пучка накачки.

Нами изучена восприимчивость кристалла типа CuCl в условиях, когда на него падает мощная монохроматическая волна (накачка) когерентного лазерного излучения с частотой, равной разности частот биэкситонного и экситонного состояний, а также слабая волна (пробный импульс) с частотой, равной частоте экситонного перехода. Фотоны первого импульса смешивают экситонное и биэкситонное состояния, существенно изменения энергетический спектр полупроводника, а фотоны второго импульса зондируют эти изменения в области экситонного перехода. Получены выражения для действительной и мнимой компонент восприимчивости среды при учёте экситон-фотонного взаимодействия, оптической экситон-биэкситонной конверсии и двухфотонного возбуждения биэкситонов из основного состояния кристалла полями слабого и мощного импульсов. Дисперсионная и абсорбционная компоненты восприимчивости являются нелинейными функциями амплитуды поля накачки и зависят от частот обоих импульсов.

Нами детально исследовано поведение абсорбционной компоненты восприимчивости (полосы поглощения слабого импульса в экситонной области спектра) в зависимости от расстроек резонанса и амплитуды поля накачки. В отсутствии процесса двухфотонного возбуждения биэкситонов при низких уровнях возбуждения полоса поглощения имеет лоренцовскую форму с максимумом при расстройке резонанса, равной нулю. С увеличением интенсивности поля накачки возникают две симметричных относительно центрального максимума полосы поглощения. Новые пики поглощения все дальше расходятся с ростом поля накачки, причем их амплитуды монотонно убывают. Возникновение симметричных максимумов обусловлено перенормировкой энергетического спектра полупроводника под действием мощного импульса накачки. Экситонный уровень расщепляется на два квазиуровня, которые все больше отходят друг от друга. Учет двухфотонного возбуждения биэкситонов, не меняя энергетический спектр полупроводника, вносит определённые изменения в поведении абсорбционной и дисперсионной компонент восприимчивости: действительная компонента восприимчивости отлична от нуля в условиях точного резонанса.

E-mail: tdsu4@idknet.com

ПЛАЗМОНЫ В ДВУМЕРНОЙ СИСТЕМЕ ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК В СИЛЬНОМ ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Подлесный И.В.

Институт Прикладной Физики, Академия Наук Республики Молдова,

Рассмотрены плазменные колебания в двумерной системе электронов и дырок в сильном перпендикулярном магнитном поле. Предполагается, что электроны и дырки находятся на нижайших уровнях Ландау с фактором заполнения v^2 меньшим единицы и влияние возбужденных уровней Ландау не рассматривается. Выведены уравнения движения для функций Грина, описывающих противофазные и синфазные колебания электронов и дырок, порождающих оптические и акустические плазмоны соответственно. Цепочки уравнений для функций Грина расцепляются таким образом, что трехоператорные функции Грина выражаются через однооператорные, умноженные на средние значения от произведения остальных двух операторов по основному состоянию системы [1]. В качестве основного состояния выбрано состояние электронно-дырочной жидкости, при котором средние числа заполнения электронов и дырок равны v^2 и одновременные состояния N -кратно вырождены, где $N=S/2\pi l^2$. Здесь S есть площадь двумерного слоя, а l есть магнитная длина.

Оказалось, что в нулевом приближении законы дисперсии двух ветвей плазмонов совпадают, а во втором порядке теории возмущений смещения и затухания акустических плазмонов более значительны, чем в случае оптических плазмонов.

podlesniy@rambler.ru

1. Moskalenko S.A., Liberman M.A., Botan V.V., Dumanov E.V., and Podlesny Ig.V. (2005). Collective elementary excitations of Bose-Einstein condensed two-dimensional magnetoexcitons strongly interacting with electron-hole plasma. // Moldavian Journal of the Physical Sciences, №2.

КОНДЕНСАТ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ БЕРИЛЛИЯ, МАГНИЯ, КАЛЬЦИЯ

Попов А.В.

Алтайский государственный технический университет им. И.И. Ползунова,

Работа посвящена актуальной на сегодняшний день проблеме описания конденсата возбужденных состояний (КВС), или Ридберговской материи, по принятой в настоящее время терминологии. Данная проблема относится к сильно-кулоновски связанный низкотемпературной плазме, при распаде которой может образоваться КВС. К сожалению, идея конденсации возбуждений, несмотря на свою простоту, пока что недостаточно эксплуатируется как теоретиками, так и экспериментаторами, и за последние годы рассматривалась весьма ограничено. В первую очередь, на наш взгляд, это связано с отсутствием подходящего метода описания возбуждений. Мы попытались восполнить данный пробел и предложили метод описания возбужденных состояний с учетом ширины энергетического уровня [1]. Предложенный нами метод позволяет описывать как возбуждения, так и основное состояние. Тестовые расчеты, выполненные

для простейших атомных систем, сопоставление результатов расчета с литературными данными показали надежность предложенного метода.

Суть метода состоит в следующем. При стандартном решении спектральной задачи предполагается, что волновая функция многоэлектронного атома регулярна и не прерывна по угловым переменным. Это требование приводит к решениям с целочисленными значениями орбитального и магнитного квантовых чисел $l=0,1,2,\dots$ и $m=0,\pm 1,\pm 2,\dots,\pm l$. Произвольное поведение волновой функции по азимутальной переменной снимает ограничение на целочисленные значения параметра l . Будем считать его, в общем случае, комплексным $L=l+x+iy$, где l , как и прежде, пусть пробегает целочисленные значения. Тогда область изменения добавки $x+iy$ может быть определена как $|x|<0.5$ и $|y|<0.5$. Отказ от выше указанных ограничений позволяет включить в рассмотрение и движение электронов с орбитальным затуханием. В этом случае, задача отыскания спектра возбужденных состояний атома может быть сведена к проблеме собственных значений стационарного уравнения. Заметим, что при $y\neq 0$ она является существенно неэрмитовой с комплексными значениями энергий. Перебирая все возможные значения $|x|<0.5$ и $|y|<0.5$ в процессе поиска самосогласованных решений можно проследить по минимуму полной энергии возбужденного атома за его спектральными характеристиками.

В рамках единого подхода на примере атома бериллия при возбуждениях большой мощности удалось описать явления стабилизации атома, расщепления и перемешивания состояний [2]. Показана принципиальная возможность существования долгоживущих состояний в магнии [3], кальции. Показано, что в оптическом диапазоне энергий возбуждения возможно образование эксиплексов в бериллии, магнии, кальции. В магнии, в отличие от бериллия возможно образование КВС при любых, даже сколь угодно малых интенсивностях возбуждений. Причем, чем меньше интенсивность, тем больше время жизни этих возбуждений в магнии. В целом же, из трех рассмотренных систем Be , Mg , Ca последняя, на наш взгляд, является наиболее перспективной в смысле поиска конденсата долгоживущих возбужденных состояний.

E-mail: andrey_popov@barnaul.ru

- Попов А.В. (2002) Решение спектральной задачи для электронов в атоме, учитывающей ширину энергетических уровней // Оптика и спектроскопия, т. 93, №1, с.5-7.
- Попов А.В. (2005) Поиск Ридберговской материи: бериллий //Физика плазмы, т.31, №3, с.283-289.
- Попов А.В. (2005) Конденсат возбужденных состояний в магнии // Журнал экспериментальной и теоретической физики, т.128, № 2, с.227-232.

ОПТИМИЗАЦИЯ ТЕХНОЛОГИИ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ОСНОВЕ МОНОЛИТНЫХ ВАРИЗОННЫХ ALGAAS-GAAS-ГЕТЕРОСТРУКТУР

Абдиев У.Б.

Физико-технический инс-т «Физика-Солнце» АН Р Уз

Современное развитие фотоэнергетики характеризуется интенсивным применением солнечных элементов (СЭ) на основе соединений A^3B^5 . Проблема широкого при-

менения A^3B^5 -СЭ в неземных условиях заключается в высокой стоимости этих СЭ, поэтому в настоящее время ведутся поиски путей снижения стоимости технологии их производства. Это весьма актуальная проблема и решение ее идет в основном двумя путями: 1. Применение кремниевых подложек для A^3B^5 -СЭ и 2 – разработка новых физико-технологических способов и конструкций A^3B^5 -СЭ. Сочетание этих двух направлений, т.е. создание высокоэффективных A^3B^5 -СЭ на Si- подложках позволит решить имеющуюся проблему.

Настоящая работа посвящена усовершенствованию технологических методов получения СЭ и изучения природы дефектов в фоточувствительных AlGaAs- и GaAs- слоях, составляющих основу A^3B^5 -СЭ.

В первой серии экспериментов исследовались прямые вольтамперные и вольемкостные характеристики и спектральное распределение фототока в интервале температур $T=77K \div 300 K$ для фоточувствительных p-Al_xGa_{1-x}As –p- GaAs-n-GaAs –структур. Во второй серии был изучен также температурный ход зависимости амплитуды сигнала A(T) указанных структур в интервале $\Delta T=10K \div 100K$ при облучении их электромагнитным излучением с длиной волны $\lambda=680 nm$.

Результаты первой серии экспериментов позволили установить, что AlGaAs – структуры можно разделить на две группы характеризуемые резкими и размытыми p-n- переходами, имеющими соответственно высоты потенциальных барьеров $\phi_1=1,48 \div 1,49 eV$ и $\phi_2 \leq 1 eV$. Вольтамперные характеристики группы 1 представлялись кривыми без протяженных сублинейных участков, имевшихся на ВАХ образцов из второй группы. Протяженность сублинейных участков плавно уменьшалась с ростом $T=77K$ до $T=300 K$ и сохранялось при $T=300 K$ незначительной. Анализ температурных зависимостей тока и электрической емкости I(T), C(T) показал, что в AlGaAs/GaAs-структурах второй группы имеются локальные скопления примесных атомов с энергией активации $E_a \sim 0,16 \div 0,68 eV$ и концентрацией $N=3,4 \cdot 10^{12} cm^{-3}$, сечение захвата колеблется в интервале $\sigma=10^{16} cm^2 \div 10^{19} cm^2$. Анализ показывает, что скопления расположены в приповерхностном слое AlGaAs-входного окна и обусловлены в основном атомами цинка (Zn).

Кроме того, были проведены исследования поведения спектральной зависимости коэффициента собирания Q от толщины варизонного Al_xGa_{1-x}As-слоя при различных температурах. Обнаружено, что с ростом толщины d варизонного слоя для структур с $x=0,3$ величина Q уменьшается от значения $Q \sim 0,8$ (для $d=70 nm$) до значения $Q=0,4 \div 0,6$ от.ед. (для $d=400 nm$) в интервале длин волн $\lambda=0,88 \mu m \div 0,47 \mu m$. Наблюдаемый эффект связан с увеличением концентрации атомных скоплений по мере роста величины d.

На основе полученных результатов предложена рекомендация по оптимизации параметров СЭ на основе AlGaAs/GaAs-структур и изыскания способов нейтрализации природы дефектов в приповерхностных слоях. Работа выполнена при поддержке Государственной Научно-технической программы Академии Наук Республики Узбекистан в рамках проекта 18/03 ГНТП – 18.

УДК 621.315.592.2:546.681'19

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ ALGAINAS НА СВОЙСТВА ПЕРЕХОДА МЕТАЛЛ-ПОЛУПРОВОДНИК

Зоирова Л.Х.

Физико-технический институт АН РУз,

В настоящей работе приведены результаты исследования влияния параметров эпитаксиальных гетерослоев AlGaInAs на свойства гетероперехода и перехода металл-полупроводник в двух, трехбарьерных фотодиодных структурах с внутренним усилением, полученных на основе фотодиода Каримова [1].

В полученных структурах эпитаксиальные гетерослои содержали изовалентные примеси индия 5 мг, 36 и 41 мг, а также алюминия по 2 мг во всех случаях, то есть $p(Al_y Ga_{1-y})_{1-x} In_x As-nGaAs$. Потенциальные барьеры к слоям AlGaInAs получали напылением Au. Как показали исследования с увеличением дозы индия от 36 до 41 мг высота барьера увеличивается от 0.42 эВ до 0.69 эВ. При этом увеличение содержания индия приводит к изменению спектральной характеристики, рис. 1. Если при малом содержании индия спектральный диапазон получается более широким от 0.8 до 1.6 мкм, криавя 1, однако при увеличении содержания индия до 36 мг фоточувствительность в примесной области уменьшается, кривая 2, а затем при 41 мг фоточувствительность увеличивается в примесной области спектра (кривая 3) по сравнению с кривой 1, что обусловлено изменением коэффициента поглощения светового излучения.

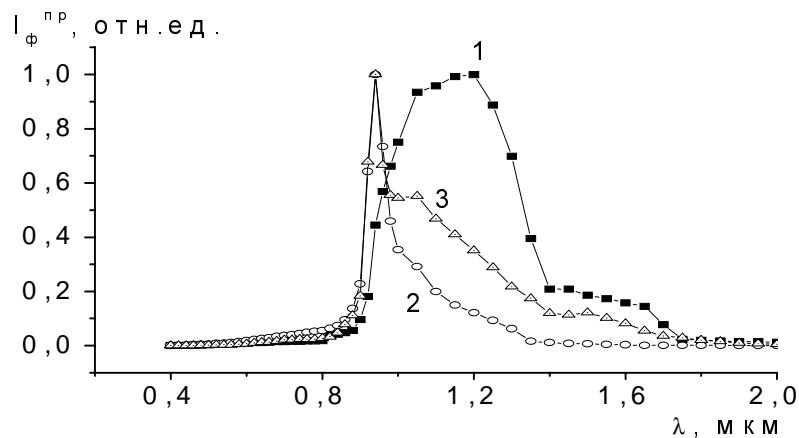


Рис.1. Спектральная характеристика $p(Al_y Ga_{1-y})_{1-x} In_x As-nGaAs$ гетероструктуры при различных количествах индия и с различными контактами

Каримов А.В. Трехбарьерный фотодиод Каримова. Авторское свидетельство №167399 от 8 мая 1991 г.

Научный руководитель: дф.-м.н. Кариомов А.В.
E-mail: karimov@uzsci.net

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТИПА ЭЛЕКТРОННОЙ ПРОВОДИМОСТИ В ТВЁРДОМ ЭЛЕКТРОЛИТЕ НА ОСНОВЕ НА-В-ГЛИНОЗЁМА

Белов Р.В.

Амурский научный центр Дальневосточного отд. РАН, г. Благовещенск

В настоящее время интенсивно изучаются твёрдые электролиты, применяющиеся в водородной энергетике. Особое внимание уделяется выяснению типа электронной проводимости, которая при некоторых условиях начинает оказывать существенное влияние на перенос ионов [1, 2, 3]. Существует несколько способов определения типа электронной проводимости, в т. ч. с помощью температурного коэффициента энергии активации проводимости. Измерения коэффициента термо-ЭДС в зависимости от температуры дают, по-видимому, наиболее прямой способ определения температурного коэффициента энергии активации проводимости [4].

Полагая, что в ограниченном интервале температур (для материала *p*-типа)

$$\epsilon = E_C - E_F = E(0) - \gamma T,$$

где ϵ – ширина запрещённой зоны, $E(0)$ – энергия активации проводимости, γ – температурный коэффициент энергии активации проводимости, получаем для коэффициента термо-ЭДС выражение

$$S = -k \cdot (E(0)/kT - \gamma/k + 1)/e = -E(0)/eT - (k + \gamma)/e,$$

где k – постоянная Больцмана, e – заряд электрона.

В настоящем докладе представлены результаты исследований, проведённых с целью определения температурного коэффициента энергии активации и типа электронной проводимости для натрий-бета-глинозёма с примесью иттрия Y (4% масс.).

Исследовался образец данного вещества в виде прессованной таблетки, помещённой в высокотемпературную печь. Измерения проводились с помощью стандартных термопар хромель-алюмель.

Результаты измерений были обработаны с помощью компьютерной программы, созданной для автоматизации обработки данных. Входными данными являлись показания приборов и стандартная градуировочная таблица термопары. В перспективе планируется полностью автоматизировать и сам процесс проведения измерений.

Представленные данные позволяют с уверенностью сказать о наличии преимущественной проводимости *p*-типа в исследованном β -глинозёме и тем самым подтвердить результаты [5], полученные другим методом.

Настоящая статья подготовлена по результатам исследований, проведённых в рамках гранта ДВО РАН (грант №06-05-96041).

Автор выражает признательность доценту, к. ф.-м. н. Маловицкому Ю. Н. за помощь в подготовке тезисов.

E-mail: alsis@ascnet.ru, r-roma@rambler.ru

1. Белов Р. В. (2005) Определение температурного коэффициента « γ » энергии активации проводимости для натрий-бета-глинозёма // Тезисы докладов молодёжной конференции, Дальневосточный Военный Институт, Благовещенск.

2. Левицкий Ю. Т., Маловицкий Ю.Н и Пушкин А.А. (2003) Электронная проводимость в системе $\text{Na}_2\text{O} \cdot n \cdot \text{Al}_2\text{O}_3 \cdot \text{Y}_2\text{O}_3$ //Неорганические материалы, т. 39, №9, с. 1127-1129.
3. Маловицкий Ю. Н., Пушкин А. А. и Белов Р. В. (2005) Измерение термо-ЭДС в Na-(β - β'')-глинозёме // Тезисы докл. межд. конф. «Физ.-хим. основы нов. технологий XXI в.», Т. 1, ч. 2, М.
4. Мотт Н., Дэвис Э. (1982) Электронные процессы в некристаллических веществах. М.: Мир.
5. Näfe, H., Gollhofer, S. and Aldinger, F. (2002) Determination of the p-Electron Conduction Parameter of Na-beta-Alumina by Potentiometric Measurements // J. Electrochem. Soc., 149 (9) E311-E316.

ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Председатель подсекции
д.ф.-м.н. Тимошенко Виктор Юрьевич

СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ КРЕМНИЕВЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ, ОБЛУЧЕННЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Ластовкина М.А., Заботнов С.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Исследование облученных лазерными импульсами поверхностей кремния важно как с фундаментальной точки зрения, так и в плане возможных применений [1]. Целью нашей работы было выявление закономерностей формирования микро- и наноструктур при воздействии на кремниевые образцы фемтосекундным лазерным излучением.[2]

Для решения данной задачи была получена серия образцов при различных плотностях энергии лазерных импульсов и фиксированном времени экспозиции, а также при различных временах экспозиции и фиксированной плотности энергии. В качестве облучаемых мишеньей использовались стандартные оптически полированные пластины монокристаллического кремния с удельным сопротивлением 12 Ом·см и ориентацией поверхности (100). Источником структурирующего излучения являлась фемтосекундная лазерная система на основе задающего генератора на кристалле хром-форстерита с регенеративным усилителем [3]. Лазерные импульсы с длиной волны 1250 нм, длительностью 80фс и частотой 10 Гц были линейно поляризованы. Излучение фокусировалось линзой при нормальном падении на поверхность образца. Облучение проводилось на воздухе, при комнатной температуре. Исследование поверхности образцов, подвергнутых фемтосекундному лазерному облучению, осуществлялось методом полуконтактной атомно-силовой микроскопии (ACM).

Было установлено, что в результате взаимодействия фемтосекундного лазерного излучения с поверхностью кремния формируются структуры четырех типов: решетка (ripples) с характерным периодом порядка 0.8-1.3 мкм, ортогональная ей решетка (ripples) с характерным периодом порядка 2.5-3.5мкм, переходная между решетками (ripples) структура с характерными размерами в несколько мкм, а также кластерная структура с характерными латеральными размерами кластеров 100-200нм и высотой 5-15 нм.

Было выявлено, что при увеличении времени экспозиции (количества импульсов) меняется характер получаемого изображения. Первоначально мы видим структуры только трех типов решетку (ripples) с характерным периодом порядка 0.8-1.3мкм, кластерную структуру, а так же переходную область, затем с увеличением времени экспозиции появляется ортогональная решетка (ripples) с характерным периодом порядка 2.5-3.5мкм. В результате изменения плотности энергии (в случае, когда ее значение превышает порог абляции), при постоянном времени экспозиции характер изображения качественно не меняется.

Авторы благодарны А.А. Ежову за плодотворные обсуждения и получение АСМ изображений и В.Ю. Тимошенко за постоянное внимание и руководство работой.

E-mail: lastovkina@gmail.com

1. J. Bonse, S. Baudach, J. Krüger, et al., Applied Physics A, vol. 74, pp. 19-25 (2002).
2. С.В.Заботнов, Л.А. Головань, И.А. Остапенко и др., Письма в ЖЭТФ т.83, вып.1-2, с. 76-79 (2006)
3. С.В. Заботнов, И.А. Остапенко, Л.А. Головань и др., Квантовая электроника 35, с. 943-946 (2005).

УДК 537.222.22

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТРАНСПОРТ В СТРУКТУРАХ С КРЕМНИЕВЫМИ НАНОКРИСТАЛЛАМИ.

Латышева А.П., Гаврилюк А.С.

ИГУ им. Ломоносова, физический факультет

Структуры с кремниевыми нанокристаллами представляют интерес с точки зрения создания на их основе электронных и оптоэлектронных приборов, в частности, светодиодающих диодов, одноэлектронных транзисторов и устройств памяти [1,2]. Большинство имеющихся в настоящее время работ посвящено исследованию оптических свойств таких структур. Механизмы переноса носителей заряда изучены в меньшей степени. В то же время для создания приборов с оптимальными параметрами на основе структур с кремниевыми нанокристаллами необходимо детально изучить особенности переноса носителей заряда в данных структурах. В представленной работе в широком температурном интервале исследованы вольтамперные характеристики и проводимость структур Al/SiO₂/c-Si с нанокристаллами кремния в слое SiO₂.

Образцы, исследованные в работе, получались на подложке c-Si n-типа методом высокотемпературной кристаллизации слоев a-Si/SiO₂ [3]. Полученные образцы содержали один слой нанокристаллов кремния, находящихся в оксидной матрице. Диаметр полученных кремниевых нанокристаллов составлял примерно 5 нм, а толщина оксидного слоя была порядка 10 нм. Для проведения исследования электрического транспорта в данных структурах, на поверхность образцов напылялись алюминиевые контакты. Нижний электрод формировался нанесением InGa пасты на обратную сторону Si подложки. Измерения электрических характеристик проводились в интервале температур $T=80\div350$ К и частот $f=10$ Гц $\div10$ МГц.

Проведенные исследования показали, что величина тока, измеряемая на постоянном токе, при подаче на n-Si отрицательного напряжения значительно превышает ток при обратной полярности. Это может указывать на наличие потенциального барьера между подложкой n-Si и слоем SiO₂. На вольтамперной характеристике (ВАХ) можно выделить три характерных участка зависимости силы тока от напряжения. Первый участок (при малых напряжениях $U<0.1$ В) близок к линейной зависимости тока от напряжения в соответствии с законом Ома. Второй участок, при напряжениях $0.1<U<0.6$ В, соответствует нелинейной зависимости $I(U)$. Наконец, третий участок на-

блюдается при напряжениях $U > 0.6$ В и описывается зависимостью $I \sim U^n$ с показателем степени $n \approx 2$.

Хорошо известно, что квадратичная зависимость силы тока от напряжения является типичной для токов, ограниченных пространственным зарядом [4]. Однако проведенные из анализа ВАХ оценки подвижности показали, что в предположении прыжкового переноса носителей заряда через слой SiO_2 длина прыжка носителей заряда становится равной половине величины толщины слоя оксида. Последнее ставит под сомнение возможность объяснения ВАХ прыжковым переносом и токами, ограниченными пространственным зарядом. В связи с этим более вероятным является перенос носителей заряда путем термоактивированного туннелирования через электронные состояния нанокристаллов кремния.

Вольтамперные зависимости, полученные на переменном сигнале низкой частоты, имели те же характерные черты, что и на постоянном сигнале. С увеличением частоты сигнала зависимость силы тока от напряжения приближалась к линейной и становилась симметричной относительно полярности приложенного напряжения. Это может объясняться увеличением вклада емкостной составляющей тока с повышением частоты сигнала.

Исследования частотных зависимостей проводимости показали, что при низких температурах ($T \sim 80$ К) зависимость проводимости от частоты близка к степенной с показателем степени примерно равным 0.8. Известно [5], что такая зависимость характерна для прыжкового механизма проводимости. Следует отметить, что прыжковый перенос носителей заряда может происходить не только через локализованные энергетические состояния нанокристаллов кремния, но и через электронные состояния дефектов, имеющихся в оксидной матрице. В области комнатных температур при низких частотах $f < 100$ Гц, проводимость практически не зависит от частоты. Можно предположить, что в этом случае возможно термоактивированное туннелирование носителей из кремниевой подложки в Al контакт через весь оксидный слой

Таким образом, полученные результаты указывают на то, что перенос носителей заряда в исследованных структурах осуществляется посредством прыжков носителей заряда через локализованные состояния кремниевых нанокристаллов и(или) по локализованным состояниям дефектов в SiO_2 . При комнатных температурах не исключена также возможность термоактивированного туннелирования носителей через весь слой SiO_2 .

- [1] F. Koch, V. Petrova-Koch. J. Non-Cryst. Solids, 198-200, 840 (1996).
- [2] H. Hanafi, S Tiwari, I Khan. IEEE Trans Electron Devices, 43(9), 1553 (1996).
- [3] L. Tsybeskov, K.D. Hirschman, S.P. Duttagupta, M. Zacharias, P.M. Fauchetd, J.P. McCaffrey and D.J. Lockwood. Appl. Phys. Lett., 72, 43 (1998).
- [4] А. Роуз. *Основы теории фотопроводимости*. (М., Мир, 1966).
- [5] Н.Мотт, Э.Девис. *Электронные процессы в некристаллических веществах*. (М., Мир, 1982).

УДК 539.293

ИССЛЕДОВАНИЕ АДСОРБИОННЫХ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ
СВОЙСТВ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ПЛЕНОК ФТАЛОЦИАНИНА
ВАНАДИЛА И БИФТАЛОЦИАНИНА ОЛОВА

Пронин Н.Н.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

Пленки Ленгмюра-Блоджетт являются удобным модельным объектом для изучения структур, обладающих пониженной размерностью. В настоящее время синтезированы пленки, обладающие сегнетоэлектрическими, магнитными и другими свойствами. Поэтому пленки Ленгмюра-Блоджетт представляют большой интерес для создания структур молекулярной электроники. Особое внимание привлекает кардинальное изменение свойств пленок при фазовых переходах, в том числе и переходах, которые наблюдаются лишь в сверхтонких пленках и исчезают при увеличении числа нанесенных слоев. Природа многих фазовых переходов, в том числе и "поверхностных", в настоящее время до конца не выяснена. Поэтому для решения этой задачи необходимо исследование фазовых переходов в различных соединениях, обладающих похожей структурой. Ценную информацию может дать изучение механизма проводимости в ленгмюровских пленках. В настоящей работе исследовались адсорбционные свойства ленгмюровских пленок фталоцианина ванадила ($PcVO$) и бифталоцианина олова (Pc_2Sn), а также их проводимости на переменном сигнале различной частоты.

Адсорбционные измерения проводились методом "пьезорезонансных кварцевых весов". Проводимость измерялась на переменном сигнале в области частот $f = 5\text{ Гц} \div 13\text{ МГц}$ с помощью импеданс-анализатора HP4192A. Толщины пленок составляли 5, 10 и 15 монослоев. Для адсорбционных измерений в качестве подложек использовались кварцевые резонаторы частотой 5 МГц, для измерения проводимости – стеклянные подложки с четыремя серебряными электродами, попарно расположеными под углом 90° по отношению друг к другу таким образом, чтобы пленка располагалась между двумя парами электродов.

Было обнаружено, что при повышении температуры количество адсорбированных молекул воды и пиридина на поверхности $PcVO$ возрастало вплоть до температуры $40^\circ C$, а затем уменьшалось. Так же, как и в более ранних работах рост адсорбционной способности мы связывали с протеканием структурного фазового перехода. Полученный эффект наблюдался лишь в сверхтонких пленках $PcVO$ и резко уменьшался с увеличением количества слоев пленки. Появление "поверхностных" фазовых переходов связано с тем, что структурную перестройку легче осуществлять в системе, содержащей малое число слоев, а также с дефектностью границ раздела пленка – подложка и внешней границы пленки. Частотные зависимости проводимости пленок $PcVO$ и Pc_2Sn имели участки, которые можно экстраполировать степенной функцией $\sigma \sim \omega^n$, где $n = 1,5 \div 1,7$. Такая зависимость может наблюдаться в случае безфононного прыжкового механизма проводимости в переходной области температур (между областью высоких $n = 2$ и низких $n = 1$ температур). Адсорбция как донорных (CH_3O) так и акцепторных (NO_2) молекул приводили к возрастанию проводимости пленок. Предполагается, что в вакууме, а также при адсорбции акцепторных молекул на пленках фталоцианинов, обладающих проводимостью p – типа реализуется безфононный прыжковый механизм проводимости. При адсорбции донорных молекул метанола, повидимому, в результате

диссоциации CH_3O , появляется новый, более эффективный, механизм ионной проводимости.

УДК 538.955 (075.8)

ВЛИЯНИЕ АДСОРБЦИИ МОЛЕКУЛ ЙОДА НА КОНЦЕНТРАЦИЮ СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПЛЕНКАХ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ

^{**}Ткаченко А.Е., Воронцов А.С., Осминкина Л.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Нанокристаллы пористого кремния (PSi) обладают большой удельной поверхностью, достигающей $\sim 10^3 \text{ м}^2/\text{г}$ [1]. Это приводит к высокой адсорбционной активности данного материала, вследствие чего окружающая среда оказывает заметное влияние на его оптические и электрические свойства. Методом инфракрасной спектроскопии были исследованы изменения концентрации свободных носителей заряда в образцах пористого кремния, на которых адсорбированы молекулы йода (I_2), являющиеся сильными акцепторами электронов.

Образцы были приготовлены методом электрохимического травления пластин монокристаллического кремния c-Si:B с удельным сопротивлением 3 – 6 мОм·см (образец I) и c-Si:As с удельным сопротивлением 2 – 5 мОм·см (образец II) в растворе плавиковой кислоты ($\text{HF}(48\%):\text{C}_2\text{H}_5\text{OH} = 1:1$). Травление производилось в течение 20 минут при плотности тока 50 мА/см². После окончания процесса порообразования слои пористого кремния отделялись от подложки путем кратковременного десятикратного увеличения плотности тока. Толщины полученных образцов составляли 50 мкм для образца I и 42 мкм для образца II.

На рис.1 изображены спектры коэффициента поглощения $\alpha(v)$ образца I в вакууме (1), в атмосфере молекулярного йода (I_2), при давлении $P_{\text{I}_2} = 100 \text{ мТорр}$ (2), и в вакууме после адсорбции йода (3). Аналогичные спектры изображены на рис.2 для образца II.

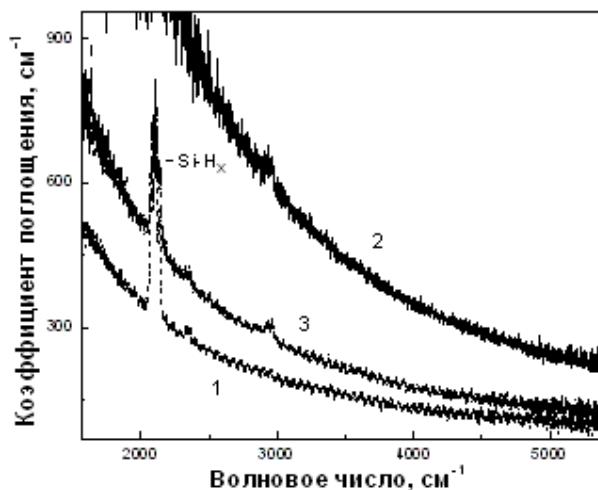


Рис. 1. Спектр поглощения образца I в вакууме (1), в атмосфере йода I_2 (2) и в вакууме после адсорбции йода (3).

^{**} Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

В представленных спектрах присутствуют полосы поглощения на деформационных колебаниях Si-H (с волновыми числами $\sim 650 \text{ см}^{-1}$), на ножничных колебаниях Si-H₂ ($\sim 910 \text{ см}^{-1}$) и валентных колебаниях Si-H_x ($x = 1, 2, 3$) ($2080 - 2150 \text{ см}^{-1}$) [3]. Помимо локальных поверхностных колебаний в спектрах PSi наблюдается поглощение, связанное с наличием свободных носителей заряда (монотонная составляющая спектров на рис. 1, 2). Концентрация свободных носителей заряда может быть рассчитана из анализа высокочастотной области спектра ($2500 - 6000 \text{ см}^{-1}$), используя следующее соотношение [4]:

$$N_{pSi} = N_{cSi} \frac{a_{pSi} n_{pSi}}{a_{cSi} n_{cSi} (1-p)},$$

где a_{pSi} , n_{pSi} и p – коэффициент поглощения, показатель преломления и пористость образца PSi, а N_{cSi} , a_{cSi} , n_{cSi} – концентрация носителей заряда, коэффициент поглощения и показатель преломления в подложке c-Si.

В присутствии йода наблюдался рост поглощения ИК-излучения свободными носителями заряда в образцах I и II (кривые (2) на рис. 1, 2). Для образца I начальная концентрация свободных носителей заряда (дырок) составляла $N_p(\text{вакуум}) = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, в атмосфере йода – $N_p(I_2) = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$; для образца II начальная концентрация свободных носителей $N_e(\text{вакуум}) = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, при адсорбции йода – $N_p(I_2) = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, при адсорбции йода как в образце *p*-типа (I), так и в образце *n*-типа (II) происходит увеличение концентрации свободных носителей заряда (дырок). Это позволя-

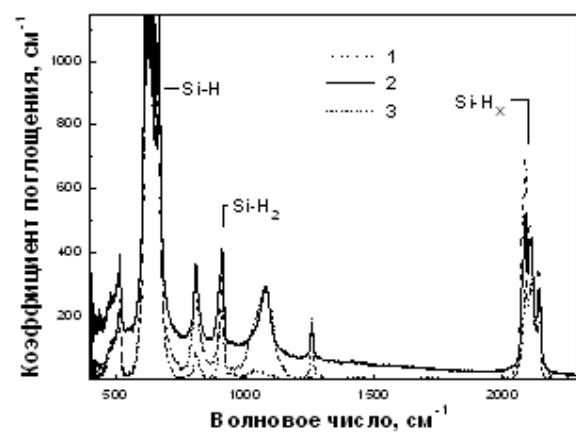


Рис. 2. Спектр поглощения образца II в вакууме (1), в атмосфере йода I₂ (2) и в вакууме после адсорбции йода (3).

ет предположить, что в атмосфере молекул йода, являющегося акцептором электронов и образующего мелкие акцепторные уровни, в образце II, наряду с компенсацией донорных примесей происходит обогащение неосновными носителями заряда (дырками). Отметим, что в цикле напуск–откачка наблюдалось практически полное восстановление сигнала.

Полученные результаты указывают на возможность изменять тип проводимости и управлять концентрацией равновесных носителей заряда в пластинах PSi, что может иметь практический интерес для изготовления различных электронных устройств на основе кремния.

- [1] O. Bisi, S. Ossicini, and L. Pavesi, Surf. Sci. Rep. **38**, 1 (2000).
- [2] V. Yu. Timoshenko, Th. Dittrich, V. Lysenko, M.G. Lisachenko, F. Koch, Phys. Rev. B **64**, 085314 (2001).
- [3] W. Theib, Surf. Sci. Rep., **29**, 91 (1997).
- [4] Е.А. Константинова, Л.А. Осминкина, К.С. Шаров, Е.В. Курепина, П.К. Кашкаров, В.Ю. Тимошенко. ЖЭТФ **126** (10), 857 (2004).

УДК 538.971

ВЛИЯНИЕ АДСОРБЦИИ МОЛЕКУЛ НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ

Якименко С.В., Королев Ф.А.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

Развитие микроэлектроники в последние десятилетия повлекло за собой интенсивные исследования в области физики поверхности твёрдого тела. Наиболее перспективным в практическом отношении представляется изучение поверхности полупроводниковых материалов и, в первую очередь, кремния, как основного материала современной электронной техники.

Настоящая работа посвящена исследованию влияния газовых сред на изменение электрофизических параметров системы металл - пористый кремний - кристаллический кремний с целью выявления новых возможностей использования таких систем для молекулярного анализа. Огромная удельная поверхность и высокая химическая активность пористого кремния (ПК) делают весьма перспективным использование для решения этих задач структур на основе ПК.

В качестве объектов исследования использовались диоды Шоттки, изготовленные на монокристаллической кремниевой подложке р-типа, на поверхности которой путём анодной обработки в плавиковой кислоте формировался слой ПК. Химическая активность ПК варьировалась с помощью металлов – катализаторов (Со или Ni), которые электрохимически наносились в контролируемом количестве на поверхность ПК из спиртовых растворов CoCl_2 или NiCl_2 , соответственно. После этого на поверхность термически напылялись металлические контакты, особая конфигурация которых позволяла производить измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) как при попечном так и продольном (латеральном) протекании тока для различных ориентаций поверхности. Структура контактов обеспечивала их проницаемость для адсорбируемых молекул.

После помещения образцов в вакуумируемую ячейку проводилось исследование влияния адсорбции молекул на электрофизические характеристики таких структур при разных температурах с целью выяснения возможности использования их для создания полупроводниковых датчиков газового анализа.

В ходе работы была замечена существенная чувствительность исследуемых структур к адсорбционным воздействиям, о чем свидетельствовали, в частности, значительные вариации вольт-амперных характеристик при изменении окружающей среды. Из экспериментальных ВАХ рассчитаны высоты потенциальных барьеров Шоттки исследуемых структур и их изменения при адсорбционных воздействиях. Обнаружены как обратимые, так и необратимые изменения электрофизических характеристик исследованных структур при адсорбционно – десорбционных циклах при разных температурах. Из вида продольных (латеральных) ВАХ исследуемых структур сделан вывод о протекании тока не только по поверхности, но и по подложке Si через два диода Шоттки, включенных навстречу друг другу.

Помимо исследований проводимости структур металл – пористый кремний – кремний на постоянном токе проводились также измерения импеданса структур в диапазоне частот 20Гц – 1МГц. В результате предложена эквивалентная схема, описы-

вающая импеданс исследованных систем в широком диапазоне частот. Выявлены элементы эквивалентной схемы, ответственные за высокую чувствительность исследованных структур к окружающей среде.

УДК 538.958

ДИНАМИКА НАСЕЛЕННОСТИ СОСТОЯНИЙ ИОНОВ ЭРБИЯ В НИЗКОРАЗМЕРНЫХ КРЕМНИЕВЫХ СТРУКТУРАХ ПРИ ИНТЕНСИВНОМ ОПТИЧЕСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

**Дьяков С.А., Жигунов Д.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Низкоразмерные кремниевые структуры являются весьма перспективными для создания на их основе светоизлучающих устройств, совместимых с элементами стандартной кремниевой технологии [1]. Использование ионов Er^{3+} в качестве активаторов люминесценции вызвано их способностью испускать свет на длине волны 1.5 мкм (излучательные переходы ${}^4\text{I}_{13/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$ во внутренней 4f оболочке), что соответствует области прозрачности оптоволоконных линий связи. Механизм возбуждения эрбиевой люминесценции основан на способности кремниевых нанокристаллов поглощать энергию оптического или электрического возбуждения и передавать ее близкорасположенным ионам Er^{3+} [2]. Эффективность данного процесса на несколько порядков выше, чем при прямом возбуждении ионов эрбия за счет большого сечения поглощения света нанокристаллами и возможности использования нерезонансного источника лазерной накачки [3].

В данной работе особое внимание были исследованы процессы возбуждения и девозбуждения ионов Er^{3+} при интенсивной оптической накачке. Объектами для исследования являлись структуры кремниевых нанокристаллов в матрице диоксида кремния, легированной эрбием (nc-Si/SiO₂:Er). Изучалась возможность достижения инверсной населенности в системе возбужденных ионов Er^{3+} в данных структурах. Для этого были измерены кинетики фотolumинесценции (ФЛ) при различных уровнях оптической накачки. Фронты спада и нарастания полученных кинетик ФЛ аппроксимировались с помощью функции “растянутой” экспоненты. Используя полученные из аппроксимации средние времена нарастания и спада ФЛ, на основе феноменологической модели были оценены относительные концентрации возбужденных ионов Er^{3+} . Кроме того, на основании той же модели, было вычислено эффективное сечение возбуждения ионов Er^{3+} в исследуемых структурах $S_{\text{ж}\delta\delta}$. Используя найденное значение $S_{\text{ж}\delta\delta}$, была оценена абсолютная концентрация возбужденных ионов эрбия при максимальной накачке.

1. Polman A. // J. Appl. Phys. 1997. **82**, N 1. P. 1.
2. Chryssou_K. // J. Appl. Phys. 1997. **75**, N 14. P. 2011.
3. Makimura T. // J. Appl. Phys. 2003. **83**, N 26. P. 5422.

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

УДК 538.955 (075.8)

ИССЛЕДОВАНИЕ АДСОРБЦИИ O_2 НА ПОВЕРХНОСТИ НАНОКРИСТАЛЛОВ SI В ПРОЦЕССЕ ФОТОСЕНСИБИЛИЗАЦИИ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА

Гонгальский М.Б.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Молекулярный кислород играет важную роль в ряде биологических процессов, протекающих в организме человека. Подавляющее большинство кислорода находится в триплетном состоянии, которое является для него основным. Однако существуют также и возбужденные состояния - синглетные. По своим химическим свойствам они сильно отличаются. Например, окислительная способность синглетного кислорода примерно в 1000 раз сильнее, чем триплетного. Использование этого отличия очень перспективно для медицинских применений, таких как фотодинамическая терапия рака.

Самопроизвольное возбуждение молекулярного кислорода практически невозможно ввиду запрета такого перехода квантовомеханическими правилами отбора. Поэтому для генерации синглетного кислорода применяются фотосенсибилизаторы. В данной работе изучается процесс сенсибилизации нанокристаллами пористого кремния(ПК).

ПК получается из монокристаллического кремния путем химического травления в кислоте. Часть кремния реагирует с кислотой, образуя газ. Оставшееся вещество является пористым с размерами пор от единиц до десятков нм. Если диаметр кремниевых нанокристаллов составляет 1...5нм, в ПК наблюдается квантовый размерный эффект. Ширина запрещенной зоны увеличивается и становится близка к значению энергии, которая необходима для перехода молекулярного кислорода из триплетного состояния в синглетное.

При освещении ПК в нем начинают возникать экситоны - связанные состояния электронов и дырок. Затем они аннигилируют, высвобождая энергию, которая может расходоваться на люминесценцию и на сенсибилизацию синглетного кислорода. Возбуждение становится возможным благодаря тому, что нанокристалл образует с молекулой кислорода единую квантовомеханическую систему, где взаимодействие происходит путем прямого электронного обмена, и прежние правила запрета уже не имеют силы[1].

Если исходить из предположения, что экситон взаимодействует со всеми окружающими молекулами независимым образом, тогда интенсивность генерации будет пропорциональна числу адсорбированных молекул. Поэтому процесс фотосенсибилизации синглетного кислорода тесно связан с процессами адсорбции на ПК.

На рис.1 представлена зависимость величины гашения фотолюминесценции от давления кислорода [2]. Если учитывать только два механизма передачи энергии от аннигилирующих экситонов, можно связать долю поверхности θ , покрытую молекулами кислорода, с функцией гашения Q таким образом:

$$Q^{-1} = \frac{I_{ox}}{I_{vac}} = 1 - Aq,$$

где I_{ox} , I_{vac} – интенсивности фотолюминесценции в атмосфере кислорода и в вакууме, соответственно, A – константа, пропорциональная вероятности передачи энергии от эк-

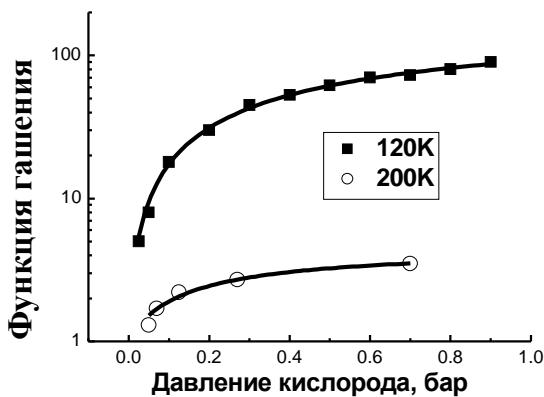


Рис.1 Функция гашения фотолюминесценции ПК. Квадратные маркеры при $T = 120\text{K}$, круглые – при $T = 200\text{K}$. Сплошные кривые – аппроксимация опытных данных в соответствии с моделью Ленгмюра.

Обе кривые, представленные на рис.1, являются аппроксимацией экспериментальных данных теоретической функцией гашения, основанной на модели мономолекулярной адсорбции. При подгонке варьировались константы K и A , для которых получились следующие значения: при $T = 200\text{K}$, $K = 15.5 \text{ бар}^{-1}$, $A = 0.78$, при $T = 120\text{K}$, $K = 181 \text{ бар}^{-1}$, $A = 0.995$, при $T = 300\text{K}$, $K = 1.7 \text{ бар}^{-1}$, $A = 0.48$. На первый взгляд, изменение параметра A при изменении температуры физически неоправданно, т.к. взаимодействие экситонов с молекулами кислорода – квантовомеханический процесс, который не зависит от температуры. Однако попытки зафиксировать параметр A к успеху не привели: при незначительном изменении значений A , указанных выше, несовпадение теоретической кривой гашения с экспериментальными точками настолько велико, что можно говорить о неверности предположения независимости вероятности передачи энергии от температуры.

Одной из возможных гипотез, объясняющих эту зависимость, является следующая: время жизни молекулы в адсорбированном состоянии может быть меньше или порядка характерного времени взаимодействия, необходимого для генерации синглетного кислорода. Тогда часть молекул не успевает получить энергию от экситона, и величина гашения уменьшается.

Таким образом, модель Ленгмюра хорошо описывает процессы адсорбции молекул кислорода, протекающие в процессе сенсибилизации синглетного кислорода на нанокристаллами кремния. Вероятность передачи энергии от экситонов к молекулам кислорода зависит от температуры, что может оказаться важным для создания количественной теории генерации синглетного кислорода, которая может найти широкое применение в медицине.

ситона к адсорбированной молекуле кислорода. Для описания процессов адсорбции была выбрана модель Ленгмюра. Целесообразность выбора этой модели объясняется тем, что взаимодействие экситонов с триплетным кислородом наиболее сильно, если расстояние между ними мало, т.е. молекула находится в первом монослое. Остальные же монослои, если имеет место полимолекулярная адсорбция, не вносят значительного вклада в гашение люминесценции. Согласно модели Ленгмюра, зависимость доли покрытой поверхности P от давления имеет следующий вид:

$$q = \frac{KP}{1 + KP},$$

где K – константа равновесия [3].

- [1] D. L. Dexter, J. Chem. Phys. 21, 836 (1953).
- [2] E. Gross, D. Kovalev, N. Kunzner, J. Diener, F. Koch, V. Yu. Timoshenko, M. Fujii. Phys. Rev. B 68, 115405 (2003)
- [3] Я. де Бур. Динамический характер адсорбции. М., Наука, 1962.

УДК 538.955 (075.8)

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОСЕНСИБИЛИЗАЦИИ СИНГЛЕТНОГО
КИСЛОРОДА НА ПОВЕРХНОСТИ НАНОКРИСТАЛЛОВ КРЕМНИЯ
МЕТОДОМ ИМПУЛЬСНОГО ЭПР.

Дёмин В.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Кислород в основном триплетном состоянии (спин молекулы $S=1$) является необходимым реагентом для протекания огромного количества химических реакций, в том числе для осуществления многих биологических процессов. В середине XX века было экспериментально открыто возбужденное синглетное состояние ($S=0$) молекулярного кислорода (${}^1\text{O}_2$). В этом состоянии он является сильнейшим окислителем, способным разрушать химические связи органических соединений, например аминокислот белков. Это свойство синглетного кислорода обуславливает его широкое применение в медицине в фототерапевтических эффектах при лечении желтухи новорожденных, кожных болезней, а также в фотодинамической терапии рака.

Прямое поглощение фотона молекулой кислорода в основном состоянии запрещено правилами отбора, поэтому требуется сенсибилизатор для обеспечения опосредованной передачи энергии молекуле триплетного кислорода и его перехода в синглетное состояние. В работе [1] группой исследователей показано, что таким сенсибилизатором может являться, помимо молекул красителей, микропористый кремний (микро- пор-Si) с его развитой сетью кремниевых нанокристаллов (nc-Si). В них процесс передачи энергии триплетному кислороду происходит за счет безызлучательной аннигиляции экситонных пар, что выражается в частичном гашении спектров экситонной фотолюминесценции. Недавно мы произвели независимое подтверждение эффекта генерации ${}^1\text{O}_2$ на поверхности nc-Si методом электронного парамагнитного резонанса [2]. Для этих целей использовался ЭПР-спектрометр, работающий в cw-режиме (от англ. constant wave - режим непрерывного облучения СВЧ-волной). При этом эффект выражался в уменьшении интенсивности сигнала ЭПР от парамагнитных (спин $s=1/2$) оборванных связей на границе Si/SiO₂ (DBs) в микро- пор-Si, находившегося в атмосфере кислорода, при освещении. Это падение связано с уменьшением концентрации триплетных молекул кислорода вблизи поверхности nc-Si, за счет их частичного перехода в синглетное (непарамагнитное) состояние согласно описанному выше механизму. Эффект генерации ${}^1\text{O}_2$ сопровождается изменением кинетики релаксации DBs, поглощающих энергию СВЧ. Поэтому основной задачей данной работы явилось прямое измерение времен релаксации парамагнитных центров в микро- и мезо- пор-Si методом импульсного ЭПР, которое позволит нам не только судить о реальных значениях исследуемых времен, но и изучить сами механизмы релаксации.

Образцы микро- и мезо- пор-Si были приготовлены стандартным методом электрохимического травления в водном растворе плавиковой кислоты HF (48%) с добавлением этилового спирта C₂H₅OH в соотношении 1:1. Удельное сопротивление подложки монокристаллического кремния для приготовления микропористого (мезопористого) кремния составляло 12 Ом·см (15 мОм·см), ток травления — 30 mA/cm² (50 mA/cm²), время травления — 1 час (30 мин.). Пленки por-Si отслаивались в режиме электрополированья путем кратковременного увеличения тока до 500 mA/cm². Впоследствии образцы были измельчены до порошкообразного состояния и засыпаны в кварце-

вые ампулы. Выбор в качестве главного объекта исследования микро-
рог-Si обусловлен наличием в нем экситонов при комнатной температуре вследствие квантоворазмерного эффекта.

Измерения проводились на ЭПР-спектрометре BRUKER ELEXSYS 580 (рабочая частота 9,5 ГГц). Освещение образцов производилось непосредственно в резонаторе спектрометра с помощью галогеновой лампы SCHOTT KL2500 LCD (мощность 160 Вт).

Кинетика релаксации, характеризуемая временем жизни Т парамагнитных центров DBs в возбужденном состоянии, определяется временами спин-решеточной (T_1) и спин-спиновой (T_2) релаксации [3]: $1/T = 1/(2T_1) + 1/T_2$. В атмосфере кислорода время Т, в основном, определяется интенсивно протекающим с характерным временем T_2

спин-спиновым процессом обмена энергии DBs с триплетными молекулами кислорода. В случае освещения образца микро-рог-Si мощным источником света часть триплетного кислорода переходит в диамагнитное синглетное состояние, не дающее вклада в спин-спиновую релаксацию, в результате чего время T_2 возрастает, в полном соответствии с рис.1. Таким образом, впервые произведена регистрация образования $^1\text{O}_2$ на поверхности nc-Si методом импульсного ЭПР.

В вакууме диполь-дипольный механизм должен быть практически полностью подавлен из-за откачки кислорода с поверхности nc-Si. В то же время видим (рис.1), что время T_2 , хотя и увеличилось, по-прежнему составляет единицы микросекунд. Возможно, это обусловлено тем, что значительная доля кислорода в результате сольватации его водой прочно удерживается на поверхности гидрофильного частично окисленного por-Si.

Наряду с увеличением времен T_2 , наблюдается также удлинение времен спин-решеточной релаксации T_1 при вакуумировании: в кислороде в темновых условиях и при освещении $T_1 = 12$ мкс, а в вакууме $T_1 = 15$ мкс.

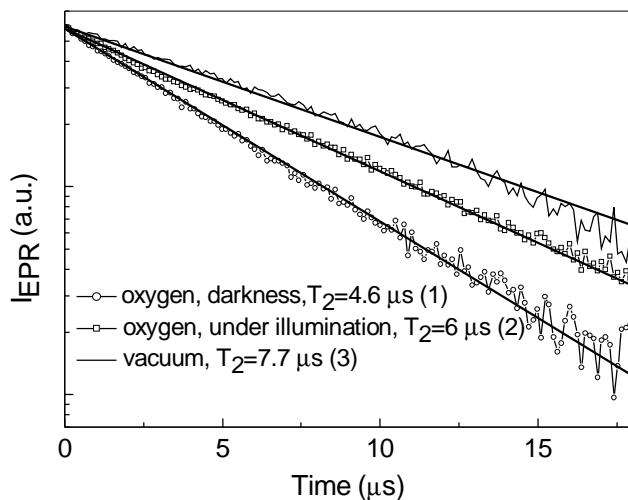


Рис.1 Кинетики сигнала ЭПР микропористого кремния, измеренные в режиме «спинового эха»: в кислороде в темноте (1), в кислороде при освещении (2) и затем в вакууме 10^{-4} Тор (3).

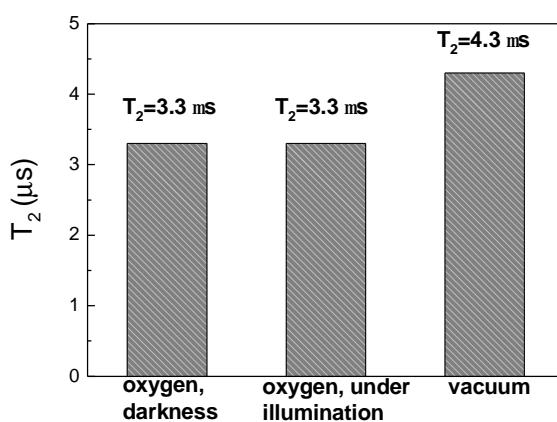


Рис.2 Времена спин-спиновой релаксации для DBs в мезопористом кремнии

кууме $T_1 = 23$ мкс. Данный результат свидетельствует о том, что поверхностное покрытие nc-Si сильно влияет на интенсивность электрон-фононного взаимодействия. Эти эффекты требуют дальнейших исследований.

В образцах мезорог-Si характерный размер нанокристаллов более 5 нм, вследствие чего в них отсутствует квантовый размерный эффект, и экситоны термически диссоциируют из-за малых энергий связи. Следовательно, генерация $^1\text{O}_2$ в слоях мезорог-Si не имеет места. Об этом свидетельствует полное совпадение времен спин-спиновой релаксации DBs для данных образцов, находящихся в атмосфере кислорода как в темновых условиях, так и при освещении.

Кинетические кривые релаксации парамагнитных центров DBs в микро- рог-Si были обратимы лишь частично. Это обусловлено высокой химической активностью молекул $^1\text{O}_2$, которые вступают в реакцию окисления с поверхностью нанокристаллов кремния.

[1] D. Kovalev, E. Gross, N. Künzner et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. **89**. P. 137401-1.

[2] Тезисы «Ломоносов 2005».

[3] А. Керрингтон, Э. Мак-Лечлан. *Магнитный резонанс и его применение в химии*. «Мир», М., 1970, с. 241.

УДК 621.378.4

ЭФФЕКТЫ САМОПОДОБИЯ В ОПТИЧЕСКОМ ОТКЛИКЕ МНОГОСЛОЙНЫХ КРЕМНИЕВЫХ МИКРОСТРУКТУР

Грунин А.А., Жданов А.Г., Погребняк А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В последнее время в физике и смежных с ней областях наблюдается активное развитие идей связанных с хаосом и фракталами. Такие явления имеют универсальную природу и проявляются в разных областях физики и даже за её пределами. Квазипериодические структуры представляют большой интерес и для современной оптики. [1,2] Это связано, с тем, что подобные структуры занимают промежуточное положение между полностью упорядоченными структурами (фотонными кристаллами) и полностью неупорядоченными (случайно-неоднородными средами). В связи с этим, в оптике квазикристаллов, как структур с более сложным законом порядка, можно ожидать интересные эффекты. [2] Данная работа посвящена одномерным самоподобным оптическим квазикристаллам на основе пористого кремния, называемые в дальнейшем фотонными фракталами (по аналогии с фотонными кристаллами).

В работе рассматривались самоподобные оптические квазикристаллы, построенные по типу лестницы Кантора. Такой выбор объясняется тем, что в их оптическом спектре наиболее ярко проявляются свойства самоподобия. Исследованные самоподобные структуры строятся следующим образом: один большой слой или блок делится на три равные части, причём центральная «выбрасывается», в дальнейшем оставшиеся блоки делятся аналогичным образом. Самоподобная структура порядка n получается повторением указанной процедуры n раз, пример фотонного фрактала третьего порядка

показан на верхней части рис. 1. Численный расчет линейного спектра отражения был проведен с помощью метода матриц распространения. [3] Показатели преломления слоёв, формирующих самоподобную микроструктуру составляли: $n_1 = 1.75$, $n_2 = 2.1$. Пример рассчитанного спектра отражения для $N=15$ слоёв ($n=3$) представлен на рис.1.

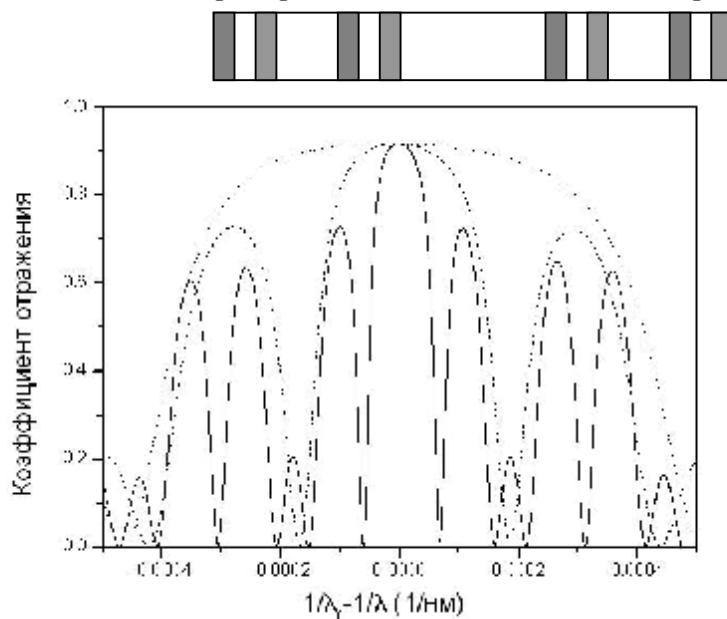


Рис.1

Спектр отражения (сплошная кривая) обладает свойством самоподобия. Действительно, центральный пик может быть растянут так, чтобы он стал огибающей для системы трёх соседних пиков (штрих-пунктирная кривая), в свою очередь, получившийся пик можно растянуть на всю квазизапрещённую фотонную зону (пунктирная кривая). Коэффициенты растяжения назовём коэффициентами подобия, K_1 и K_2 соответственно. Данная система обнаруживает самоподобие второго порядка. В общем случае, порядок самоподобия равен $n-1$.

Ниже в таблице приведены результаты численных расчетов для систем различного порядка.

n	N	K₁	K₂	K₃
2	7	2.56	-	-
3	15	2.46	2.54	-
4	31	2.52	2.7	2.8
5	63	2.45	2.74	2.65
6	127	2.5	2.61	2.1

При инверсии слоёв с разными показателями преломления, при сохранении необходимых оптических длин, коэффициенты подобия изменяются в пределах погрешности. Коэффициенты подобия растут с ростом отношения n_1/n_2 .

Численные результаты были экспериментально проверены на серии образцов, представляющих собой одномерные фотонные фракталы, изготовленные методом электрохимического травления кремния. Показатели преломления слоёв пористого кремния

определялись плотностью токов травления, а толщины слоёв - длительностью травления. Экспериментальные данные хорошо согласуются с численными результатами.

- [1] Luca Dal Negro, Claudio J.Oton, Zeno Gaburro, Lorenzo Pavesi, Patrick Johnson, Ad Lagendijk, Roberto Righini, Marcello Colocci, and Diederik S.Wiersma *Phys.Rev.Lett.* 90, стр. 055501-1 - 055501-1 (2003)
- [2] W.Gellermann, M.Kohomoto, B.Suthrland, *Phys.Rev.Lett.* 72, стр. 633-636 (1994)
- [3] D.S.Bethune, *J. Opt. Soc. Am.* 6, стр. 910-916 (1989)

ОПТИЧЕСКОЕ ПРОПУСКАНИЕ ДИСПЕРГИРОВАННЫХ ПОЛИМЕРОМ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ СОДЕРЖАЩИХ УГЛЕРОДНЫЕ НАНОТРУБКИ

**Садовой А.В.

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

Диспергированные полимером жидкие кристаллы (ДПЖК) представляют собой капли жидкого кристалла (ЖК) взвешенные в полимерной матрице. Перспективность исследования и дальнейшего использования ДПЖК обуславливается, во-первых, тем обстоятельством, что подобные системы сохраняют механические свойства полимерной матрицы, во-вторых, уникальными оптическими свойствами. Такие оптические свойства основаны на эффекте рассеяния света, величина которого может управляться внешнем электрическим и магнитным полями, температурой и направленной деформацией полимерной матрицы, меняющей ориентацию жидкого кристалла.

В последние годы широко распространяется модифицирование сплошных слоев ЖК фуллеренсодержащими добавками [1] и углеродными нанотрубками [2,3].

В частности, в работе [1] показано, что введение фуллеренсодержащих комплексов с переносом заряда существенно влияет на изменение временных параметров нематических ЖК-структур. Также показано, что комплекс органический донор-фуллерен выступает как активатор процесса самоорганизации ЖК-системы.

Авторами [2] показано что свойства самоорганизации сплошных слоев ЖК могут применяться для односторонней ориентации углеродных нанотрубок (УНТ) как одностенных, так и многостенных. Авторами [3] исследовались дифракционные свойства временных голографических решеток на основе однородно ориентированного ЖК с микропримесью углеродных нанотрубок.

В данной работе впервые экспериментально исследованы зависимости оптического пропускания в диспергированных в полимере жидких кристаллах с добавлением многостенных углеродных нанотрубок от внешнего управляющего напряжения. Наблюдался аномальный электро-оптический отклик в ДПЖК с многостенными УНТ. Обнаруженное явление объясняется частичной предварительной ориентацией ЖК-капель в полимерной матрице углеродными нанотрубками, ориентирующий эффект которых объясняется значительным дипольным моментом трубок.

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

Использование углеродных нанотрубок для модификации жидкокристаллических композитов, на наш взгляд является весьма перспективным [4].

E-mail: avsadovoy@info.sgu.ru

- [1] Каманина Н.Б., (2005), УФН, том 175, вып. 4, С.445-454
- [2] Dierking I., Scaliab G., Morales P., (2005), J. Appl. Phys., Vol. 97, 044309
- [3] Lee W., Hsiao K.-C., (2004), Appl. Phys. B, Vol. 78, 351–354
- [4] Пономарев А.Н., (2004) Технологии микромодификации композитов фуллероидными наноматериалами. Дополнение к русскому переводу: Пул Ч., Оуэнс Ф., Нанотехнологии - Москва: Техносфера, стр. 319-327

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СОСТОЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ КЛАСТЕРАХ

*Шалин А.С.

Ульяновский государственный университет

В данном докладе обсуждается новый теоретический подход, основанный на решении зависящего от времени уравнения Томаса-Ферми и квазиклассическом приближении, что позволяет определить энергетические состояния валентных электронов в металлических (в данном случае - золотых) кластерах, вычислить их волновые функции и дипольные моменты излучательных переходов между основным и разрешенными возбужденными состояниями с учетом максвелловских граничных условий. Предлагаемый метод свободен от недостатков классических теорий (как то: теория Лоренца-Ми, метод Т-матриц, KKR-метод), полностью игнорирующих квантовые свойства объектов размером много меньше длины волны оптического диапазона и использующих эмпирические данные по показателю преломления массивного вещества [1], учитывая, в то же самое время, не только граничные условия для волновых функций, как это делается в существенно квантовом подходе, применяемом для описания квантовых точек, нитей [2].

$$\Delta\phi = \frac{4\sqrt{8m_e^{3/2}e^{5/2}}}{3\pi\hbar^3}\phi^{3/2} - \frac{3n_A e}{a^3}, \quad (1)$$

Решение уравнения Пуассона (1) в случае малого монохроматического возмущения потенциала $\phi \rightarrow \phi_0 + \delta\phi$ для золотой наночастицы радиусом $a = 7,5$ нм дает 7 резонансов в видимой области (в отличие от, например, плазмонной теории, дающей всего одно значение резонансной частоты), соответствующих уровням энергии $\hbar\omega_i$, значения которых приведены в таблице 1. Вычисление соответствующих волновых функций в квазиклассическом приближении и исследование их свойств с учетом центробежной энергии позволяет определить соответствующие уровни с различным значением орбитального квантового числа, а также вычислить значения импульса и диполь-

* Доклад отмечен грамотой конференции, как лучший на подсекции

ные моменты переходов из основного состояния $\hbar\omega_0$ ($\lambda \sim 7700$ нм) с $l = 0$ во все $\hbar\omega_i$ с $l = 1$. Значения $|\mathbf{d}|$ также приведены в таблице 1.

Таблица №1. Излучательные переходы в золотых кластерах радиусом $a = 7,5$ нм.

λ , нм	423	453	487	528	577	638	715
$ \mathbf{d} , 10^{-17}$ ед. СГСЭ	1.13	1.53	2.95	2.8	0.62	4.32	3.17

Сравнение с экспериментом в области плазмонного резонанса ($\lambda \sim 550$ нм), определяющего основные свойства системы из золотых частиц, дает для шара радиусом 15 нм погрешность порядка 4% при определении дипольного момента и 7-10% при построении зависимости положения максимума рассеяния от размеров частицы. Экспериментальные данные взяты из работы [3].

E-mail: shalin_a@rambler.ru

- [1] M.I. Mishchenko, L.D. Travis, A.A. Lacis. (2002) Scattering, absorption and emission of light by small particles. Cambridge university press.
- [2] А. А. Овчинников, Ю. И. Дахновский, В. Д. Кревчик, и др. (2003) Принципы управляемой модуляции низкоразмерных структур. М.: Изд. УНЦДО.
- [3] Богатырев В.А., Дыкман Л.А., Хлебцов Б.Н. и др. (2004) // Оптика и спектроскопия, 96, №103, с. 128-139.

УДК 539.293

ИССЛЕДОВАНИЕ АДСОРБИОННЫХ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ПЛЕНОК ФТАЛОЦИАНИНА ВАНАДИЛА И БИФТАЛОЦИАНИНА ОЛОВА

Пронин Н.Н.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физически факультет

Пленки Ленгмюра-Блоджетт являются удобным модельным объектом для изучения структур, обладающих пониженной размерностью. В настоящее время синтезированы пленки, обладающие сегнетоэлектрическими, магнитными и другими свойствами. Поэтому пленки Ленгмюра-Блоджетт представляют большой интерес для создания структур молекулярной электроники. Особое внимание привлекает кардинальное изменение свойств пленок при фазовых переходах, в том числе и переходах, которые наблюдаются лишь в сверхтонких пленках и исчезают при увеличении числа нанесенных слоев. Природа многих фазовых переходов, в том числе и “поверхностных”, в настоящее время до конца не выяснена. Поэтому для решения этой задачи необходимо исследование фазовых переходов в различных соединениях, обладающих похожей структурой. Ценную информацию может дать изучение механизма проводимости в ленгмюровских пленках. В настоящей работе исследовались адсорбционные свойства

ленгмюровских пленок фталоцианина ванадила (PcVO) и бифталоцианина олова (Pc₂Sn), а также их проводимости на переменном сигнале различной частоты.

Адсорбционные измерения проводились методом “пьезорезонансных кварцевых весов”. Проводимость измерялась на переменном сигнале в области частот $f = 5\text{ Гц} \div 13\text{ МГц}$ с помощью импеданс-анализатора HP4192A. Толщины пленок составляли 5, 10 и 15 монослоев. Для адсорбционных измерений в качестве подложек использовались кварцевые резонаторы частотой 5МГц, для измерения проводимости – стеклянные подложки с четыремя серебряными электродами, попарно расположеными под углом 90° по отношению друг к другу таким образом, чтобы пленка располагалась между двумя парами электродов.

Было обнаружено, что при повышении температуры количество адсорбированных молекул воды и пиридина на поверхности PcVO возрастало вплоть до температуры 40°C, а затем уменьшалось. Так же, как и в более ранних работах рост адсорбционной способности мы связывали с протеканием структурного фазового перехода. Полученный эффект наблюдался лишь в сверхтонких пленках PcVO и резко уменьшался с увеличением количества слоев пленки. Появление “поверхностных” фазовых переходов связано с тем, что структурную перестройку легче осуществлять в системе, содержащей малое число слоев, а также с дефектностью границ раздела пленка – подложка и внешней границы пленки. Частотные зависимости проводимости пленок PcVO и Pc₂Sn имели участки, которые можно экстраполировать степенной функцией $\sigma \sim \omega^n$, где $n = 1,5 \div 1,7$. Такая зависимость может наблюдаться в случае безфононного прыжкового механизма проводимости в переходной области температур (между областью высоких $n = 2$ и низких $n = 1$ температур). Адсорбция как донорных (CH_3O) так и акцепторных (NO_2) молекул приводили к возрастанию проводимости пленок. Предполагается, что в вакууме, а также при адсорбции акцепторных молекул на пленках фталоцианинов, обладающих проводимостью p – типа реализуется безфононный прыжковый механизм проводимости. При адсорбции донорных молекул метанола, повидимому, в результате диссоциации CH_3O , появляется новый, более эффективный, механизм ионной проводимости.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ПАРНЫХ ФУНКЦИЙ К АНАЛИЗУ СРЕДНЕГО ПОРЯДКА В НАНОПОРИСТЫХ ОКСИДАХ АЛЮМИНИЯ

Гафиятуллин М.М.

Карельский государственный педагогический университет

Пористые оксидные пленки, формируемые при электрохимическом оксидировании (анодировании) алюминия в растворах различных кислот изучаются более 50 лет, начиная с момента опубликования результатов первых электронно-микроскопических исследований, выявивших их уникальную ячеистую структуру с регулярно расположенными порами наноразмерного диаметра. Основным направлением исследований последних 10 лет является разработка методик формирования пористых анодных оксидов алюминия (ПАОА) с практически идеальным ячеисто-пористым строением и поиск механизма их образования. Это продиктовано появлением новых функциональных назначений ПАОА как основы для изготовления проницаемых наноразмерных мембран, шаблонов для направленного выращивания и копированияnanoструктур. Считается,

что формирование высокоупорядоченных ПАОА обусловлено процессом самоорганизация пористой структуры, однако её механизм до сих пор не установлен. Определенный вклад в решение данной проблемы может внести исследование среднего порядка в расположении элементов морфоструктуры (ячеек, пор), основанное на количественном анализе упорядоченности ячеисто-пористого массива по электронно-

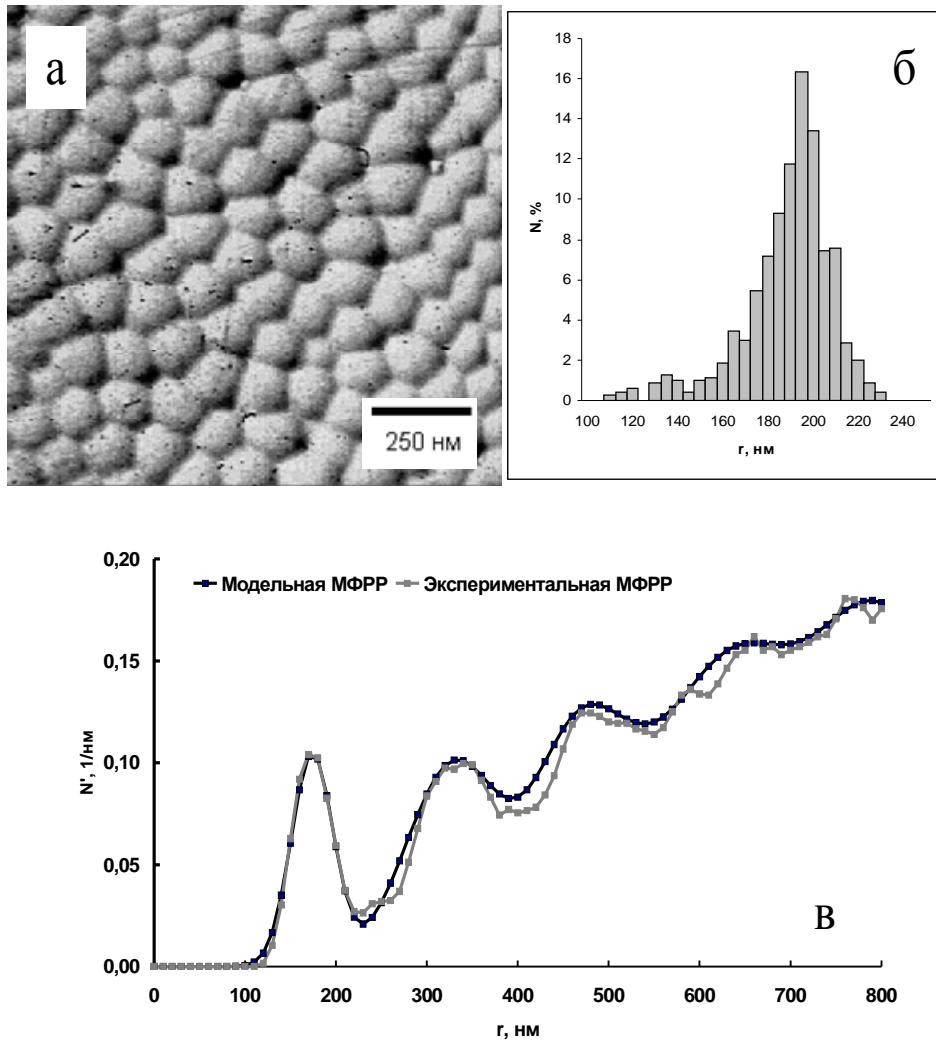


Рис. а) ПЭМ-изображение поверхности пористого слоя ПАОА, полученного в 3% $C_2H_2O_4$; б) соответствующее РР ячеек; в) экспериментальная и модельная МФРР.

микроскопическим изображениям.

Объектами исследований в настоящей работе являлись отделенные от подложки оксидные пленки толщиной 10-60 мкм, сформированные в 3% $C_2H_2O_4$ в различных режимах анодирования. Особенности поверхностного рельефа оксидов исследовались методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). С помощью разработанного комплекта программ количественного анализа ПЭМ-изображений поверхности нанопористых оксидов [1] находились размерные параметры ячеисто-пористой структуры, распределения объектов изображения по размерам (РР), морфологические функции радиального распределения (МФРР) ячеек/пор. МФРР рассчитывается как усред-

ненное по всем объектам изображения распределение числа соседей для каждого объекта в зависимости от расстояния до этого объекта и характеризует порядок в расположении объектов. В этом смысле МФФР является аналогом функции радиального распределения атомов (ФРРА), характеризующей ближний и средний порядок в расположении атомов в аморфных материалах. В соответствии с этим была высказана идея о возможности применения метода парных функций, ранее использованного для интерпретации ФРРА [2] к количественному анализу МФРР. Методом компьютерной обработки было установлено, что для них характерно достаточно широкое РР ячеек/пор, а анализ МФРР ячеек показал (см. рис.), что гексагональный порядок в их расположении сохраняется лишь на протяжении 8-10 координационных сфер. МФРР представлялась в виде совокупности «парных функций» P_i , характеризующих взаимное расположение ячеек/пор в оксидах на различных расстояниях:

$$F(r) = \sum_{i=1}^n N_i \cdot \frac{1}{\sqrt{2ps_i^2}} \cdot \exp\left(-\frac{(r-r_i)^2}{2s_i^2}\right)$$

где r_i и s_i - радиусы и размытия координационных сфер, а N_i – соответствующие координационные числа.

На первой стадии интерпретации МФРР, полученной из экспериментальных данных, проводилось ее сопоставление с МФРР, рассчитанной методом «размывания» идеальной модели типа «пчелиных сот», с тем же эффективным размером ячеек оксида (см. рис.). На второй стадии был осуществлен расчет параметров порядка (вплоть до 10 координационных сфер) методом наименьших квадратов [2] из экспериментальных МФРР, полученных из ПЭМ-изображений оксидов. Были проанализированы полученные данные для ПАОА, характеризующихся различной степенью упорядочения ячеисто-пористого массива. Показано, что применение метода парных функций к количественной интерпретации среднего порядка в нанопористых оксидах позволяет получить новую информацию, которая будет использована в дальнейшем для изучения процесса самоорганизации пористой структуры.

Настоящая статья частично подготовлена в рамках исследований по ГБТ №116-05 программы «Развитие научного потенциала высшей школы»

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

E-mail: gamar@kspu.karelia.ru

1. Яковлева Н.М., Яковлев А.Н., Денисов А.И. Влияние легирующих элементов на морфологию и пористость оксидных пленок на алюминии и его сплавах // Электронный журнал «Исследовано в России», <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2003/057.pdf>.
2. Yakovleva N.M., Yakovlev A.N., Chupakhina E.A. Structural analysis of alumina films produced by two-step electrochemical oxidation // Thin Solid Films. 2000. V. 366. P. 37-42.

ОЦЕНКА ХАРАКТЕРИСТИК НАНОЛЮМИНЕСЦЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЕАГИРУЮЩИХ ПОРОШКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

Шипачев А.Н., Колмакова Т.В.

Томский государственный университет

Перспективным направлением улучшения свойств существующих конструкционных материалов и получения новых материалов с уникальными характеристиками является развитие индустрии материалов наноскопической структуры. Динамическое компактирование ультрадисперсных реагирующих порошковых смесей позволяет повышать реакционную способность компонентов в широком диапазоне и обеспечивать условия формирования морфологических структур нанометрических размеров. Методами, позволяющими наблюдать динамику механохимических превращений в реальном масштабе времени, являются методы оптической пиromетрии. Измеряемая температура излучения поверхности характеризует интенсивность излучения поверхности исследуемых образцов и может служить источником информации о реализации различных стадий физико-химических превращений, модификаций структуры порошкового компакта и многих других параметрах, как на поверхности, так и в глубине материала. Сложный характер излучения поверхности образцов реагирующих порошковых материалов, определяемый тепловым и люминесцентным излучением, в процессе динамического нагружения и механохимических превращений делает актуальным исследование влияния структурных параметров на излучение поверхности образца реагирующей порошковой смеси с целью получения информации о характере ее реагирования, закономерностях излучения при формировании элементов структуры нанометрических размеров. Подобные исследования имеют практическую значимость для развития современных технологий получения материалов и бесконтактных методов исследования механохимических процессов в реагирующих порошковых материалах.

Для исследования закономерностей излучения поверхности образцов реагирующей порошковой смеси применена методика компьютерного моделирования механохимических процессов, способных вызвать излучение поверхности реагирующих порошковых материалов [1], позволяющая отделить тепловое излучение от люминесцентного. В результате проведения вычислительных экспериментов было выявлено, что формированиеnanoструктур приводит к увеличению интенсивности хемилюминесцентного излучения, что может быть связано с повышением скорости реагирования смеси в результате увеличения ее реакционной способности. Понижение температуры теплового излучения порошковой смеси при формировании элементов структуры нанометрических размеров, может быть связано с повышением теплоемкости наночастиц. Таким образом, образование элементов структуры с размерами порядка нанометров существенно влияет на механохимические процессы в реагирующих порошковых системах и на характер излучения поверхности образца. Характеристики люминесцентного излучения отражают факт формирования nanoструктур в реагирующей порошковой смеси.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект №05-08-01377а).

E-mail: Alexander18@mail2000.ru

1. Лейцин В.Н., Колмакова Т. В., Дмитриева М.А. Исследование влияния условий нагружения на свечение поверхности образца динамически нагруженной реагирующей порошковой смеси // Физическая мезомеханика, Т. 7, Спец. Выпуск, Ч. 2, 2004, С. 78-81.

УДК 621.315.592

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОВОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ НАНОСТРУКТУРИРОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ

Лученко А.И., Мельниченко Н.Н.,
Свеженцова Е.В.

Киевский национальный университет имени Т.Шевченко

Поскольку, в последнее время, получение и применение пленок наноструктурированного кремния находит все большее применение в микроэлектронике, газовых и биосенсорах, то создание новых полупроводниковых приборов на базе наноструктурированного кремния требует детального изучения его электронных и адсорбционных свойств, что является актуальным как в прикладном, так и в теоретическом аспектах. В данной работе использовался монокристаллический кремний р-типа (100) ориентации, легированный бором, с удельным сопротивлением

1 Ом·см². Слой химически модифицированного кремния формировался при химическом травлении в смеси кислот HF и HNO₃. Толщина слоя нанопористого кремния определялась с помощью Оже-электронной спектроскопии, изменялась от 3 нм до 60 нм и контролировалась параметрами технологического процесса при химической модификации поверхности монокристаллического кремния. Детальное изучение элементного состава наноструктурированной пленки проводилось с помощью Оже-электронной спектроскопии и вторичной ионной масс-спектроскопии. Для исследования топографии модифицированной поверхности монокристаллического кремния в работе использовался сканирующий тунNELьный микроскоп и сканирующий электронный микроскоп. Для определения возможной газовой чувствительности образцов с модифицированной поверхностью были сформированы гетероструктуры индий – химически модифицированный кремний – монокристаллический кремний – индий. Контакты получали методом магнетронного распыления металла с использованием металлической маски. Проведено исследование изменения параметров второй производной вольт-амперной характеристики указанных гетероструктур при изменении окружающей газовой среды. Газовая среда изменялась от лабораторной атмосферы и вакуума ($2 \cdot 10^{-5}$ Торр) до насыщенных паров этилового спирта при комнатной температуре. Было установлено наличие трех резонансных частот, при которых наблюдается максимум амплитуды второй производной. При изменении параметров газовой среды зафиксировано разное поведение данных частот и неравномерный частотный сдвиг максимумов второй производной. Полученные результаты объясняются особенностями морфологии поверхности после химической модификации. Последнее приводит к изменению поверхностного потенциала элементов поверхности и, в свою очередь, к изменению условий адсорбции молекул окружающей газовой среды.

Таким образом, проведенное в работе изучение влияния адсорбции молекул газовой среды на свойства материала с квантово-размерными эффектами и развитой поверхностью позволяет расширить круг исследуемых свойств полупроводниковых материалов, а, следовательно, и возможность их использования для создания газовых сенсоров.

e-mail: realcrystallab@univ.kiev.ua

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Председатель подсекции
проф., д.ф.-м.н. Жуковский Владимир Чеславович

НЕПЕРТУРБАТИВНОЕ ОПИСАНИЕ ИНДУЦИРОВАННОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ В ПЕРЕМЕННОМ ПОЛЕ

Заякин А.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, ИТЭФ

Эффективный лагранжиан Гейзенберга-Эйлера [1] описывает вероятность рождения e^+e^- пар в адиабатически меняющемся электромагнитном поле. Задача описания рождения пар в переменном (в пространстве или времени) поле представляет серьезный интерес [2] для астрофизики, лазерной физики и иных приложений. Точные выражения известны для синусоидально меняющихся полей, единичного импульса типа $1/c\hbar^2t$, а также для полей, произвольно зависящих от одной координаты светового конуса $x^\pm = x^0 \pm x^1$ [3]. Метод ВКБ позволяют вычислить эффективный лагранжиан для широкого класса произвольных полей [4] в ведущем экспоненциальном порядке. Близкий к нему инстантоный метод (world-line instanton method)[5] дает, помимо этого, и правильную предэкспоненту.

В ряде астрофизических приложений особый интерес представляет поле, зависящее от временной или пространственной координаты как $E = E_0 q(x^i)$. Аппроксимируя это выражение гладкой функцией, мы вычисляем эффективное действие методом Брезина-Ицкисона, а также квазиклассическим инстантоным методом. Сравнение результатов убеждает нас в применимости квазиклассического приближения.

Помимо данного результата, мы разрешаем проблему нахождения чисто евклидовой мировой линии, и указываем, как с помощью подобного подхода решить вопрос о получении инстантоным методом правильного спектра хокинговского излучения черных дыр. Квазиклассический вывод излучения Хокинга дает лишь предельный случай, т.е. Больцмановский спектр [6], что не соответствует стандартному выводу спектра с помощью преобразований Боголюбова. Мы показываем, что в рамках инстантоного истолкования данного подбарьерного процесса, по аналогии с предыдущей задачей, можно элементарным образом восстановить планковский спектр.

Результатом работы является расширение класса полей, для которых применим инстантоный метод вычисления эффективного действия. Другой важный результат – получение правильного спектра хокинговского излучения благодаря инстантоной интерпретации. Мы делаем общий вывод о действенности инстантоного метода как в КЭД, так и для описания хокинговского излучения в терминах подбарьерных процессов, что до сих пор не было отмечено в литературе.

Настоящая статья подготовлена по результатам исследований, частично поддержаных грантами Немецкой Ассоциации академических обменов (DAAD), РФФИ 04-01-00637 и проектом «Гейзенберг - Ландау».

Автор выражает признательность профессору X. Кляйнерту (Freie Universität zu Berlin) за предложенную тему, акад. Д.В. Ширкову, д.ф.-м.н. А.С. Горскому, А. Мони-

ну, П. Коротееву за обсуждение, а также сотрудникам Свободного Университета Берлина, где частично было выполнено настоящее исследование, за дружелюбное гостеприимство.

E-mail: zayakin@physik.fu-berlin.de

1. Schwinger, J. (1951) On Gauge Invariance and Vacuum Polarization // Phys. Rev. **82** p. 664-679.
2. Preparata,G., Ruffini, R., Xue, S.-S. (1998), The Dyadosphere of Black Holes and Gamma-Ray Bursts.// Astron.Astrophys. **338**, pp. L87-L90.
3. Dunne G. (2004) Heisenberg-Euler Effective Lagrangians: Basics and Extensions. //From Fields to Strings, vol. **1**, pp. 445-522 /Ed.: Shifman, M. et al.
4. Попов В.С. (2001) О швингеровском механизме рождения электрон-позитронных пар из вакуума полем оптических и рентгеновских лазеров.// Письма в ЖЭТФ, **34** стр. 151-156.
5. Dunne G. et. al. (2006) Worldline Instantons II: the Fluctuation Prefactor // hep-th/0602176
6. Parikh M.K., Wilczek F. (1999) Hawking Radiation as Tunneling//Phys.Rev.Lett.**85**, pp. 5042-5045

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ТЕОРИЯ URCA-ПРОЦЕССОВ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Шинкевич С.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В настоящее время общеизвестно, что сильные магнитные поля играют существенную роль в эволюции разнообразных астрофизических и космологических объектов, таких, например, как нейтронные звёзды и пульсары. Существование сильных магнитных полей вproto-нейтронных звездах и пульсарах было установлено в ряде астрономических и астрофизических наблюдениях. Оценка величины магнитного поля на поверхности радио-пульсаров по наблюдаемому синхротронному излучению даёт значение напряжённости порядка $B \sim 10^{12} - 10^{14}$ Гс.

Различными авторами был рассмотрен [1, 2] процесс обратного b -распада в магнитном поле $n_e + n \rightarrow p + e$, который наряду с другими URCA-процессами $n \rightarrow p + e + \bar{n}_e$, $e + p \rightarrow n_e + n$, $\bar{n}_e + p \leftrightarrow n + e^+$, протекающими в сильных магнитных полях в астрофизических объектах, играет важную роль в эволюции нейтронных звёзд и магнетаров. Обратный b -распад в сильном магнитном поле (с напряжённостью порядка швингеровского значения $B_0 = 4.41 \times 10^{13}$ Гс) в силу асимметрии процесса является одним из возможных механизмов возникновения импульса отдачи пульсара (pulsar kick), наблюдаемые скорости движения которых достигают значений вплоть до 1000 км/с.

Процесс обратного b -распада нейтрона $n_e + n \rightarrow p + e$ в магнитном поле рассматривался в работе [2], где полагалось, что матричный элемент не зависит от внешнего поля (в первом порядке теории возмущений), а изменяются волновые функции частиц и элемент фазового объёма в дифференциальном сечении процесса. Однако, в указанной

статье не было учтено влияние поля на движение протона (квантование энергии по уровням Ландау), а также эффект отдачи протона.

В настоящей работе (см. также [1]) производится релятивистское рассмотрение процесса обратного b -распада поляризованного нейтрона $n_e + n \rightarrow p + e$ в магнитном поле и получено точное выражение для сечения процесса с учётом движения (отдачи) протона в случае произвольной величины напряжённости магнитного поля. Отметим, что в работе [4] впервые было учтено движение протона для прямого процесса b -распада. Рассматривается влияние вклада аномальных магнитных моментов нуклонов и показано, что в случае сильных магнитных полей процесс может быть запрещён.

Развиваемый релятивистский подход в силу свойств кросс-симметрии также может быть применён для расчёта сечения в магнитном поле других URCA-процессов, имеющих в начальном и конечном состоянии по две частицы.

E-mail: shinkevich_s@mail.ru

Научный руководитель – проф. Студеникин Александр Иванович

E-mail: studenik@srd.sinp.msu.ru

1. Shinkevich S., Studenikin A. (2005) // Pramana – J. Phys., Vol. 65, No. 2, pp. 215-244.
2. Bhattacharya K. and Pal P. (2004) // Pramana – J. Phys., Vol. 62, p. 1041.
3. Коровина Л.И., Тернов И.М., Лысов Б.А. (1964) // Изв. ВУЗов. Физика, №6, стр. 86-92.
4. Студеникин А.И. (1989) // ЯФ., т. 49, вып. 6, стр. 1665-1671.
5. Дорофеев О.Ф., Родионов В.И., Тернов И.М. (1984) // Письма в ЖЭТФ, т. 40, вып. 5, стр. 159.
6. Duan H., Qian Y-Zh. (2004) // Phys. Rev. D69, p. 123004

АСИММЕТРИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ АНТИНЕЙТРИНО В ОДНОМ URCA-ПРОЦЕССЕ В УСЛОВИЯХ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

Савочкин А.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Исследования слабых процессов в присутствии магнитного поля в сверхплотной материи представляют большой интерес, главным образом, благодаря астрофизическим приложениям. В первую очередь, речь идет о нейтронных звездах – сверхплотных образованиях, плотность которых может превышать ядерную и обладающих гигантским (по сравнению с теми, которые реализуются в земных условиях) магнитным полем. В настоящее время общезвестно, что сильные магнитные поля играют существенную роль в эволюции разнообразных астрофизических и космологических объектов, таких, например, как нейтронные звёзды и пульсары. Существование сильных магнитных полей вproto-нейтронных звездах и пульсарах было установлено в ряде астрономических и астрофизических наблюдений.

Слабые процессы в условиях нейтронных звезд являются объектом пристального изучения, так как играют важнейшую роль в тепловой эволюции этих объектов. Влиянию магнитных полей и плотной астрофизической материи на процессы, посвящён ряд работ.

В настоящей работе на примере одной из реакций прямого урка-процесса остывания нейтронной звезды $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e$ с помощью численного моделирования рассчитана асимметрия нейтринного излучения в сверхплотном веществе с учетом сильного магнитного поля. Найден коэффициент асимметрии для условий, в которых в реакции участвуют частицы (протон и нейtron), занимающие широкий диапазон уровней Ландау (как это имеет место в веществе, составляющем нейтронную звезду). Показан резонансный характер влияния величины магнитного поля на пространственное распределение импульса антинейтрино, рождающегося в реакции.

Плотность, температура и состав вещества, рассматриваемого в данном исследовании, соответствуют современным представлениям о строении нейтронных звезд.

E-mail: savochkin_a_m@mail.ru

Научный руководитель – проф. Студеникин Александр Иванович

E-mail: studenik@srd.sinp.msu.ru

1. В.Л.Кауц, А.М.Савочкин, А.И.Студеникин, ЯФ. “Асимметрия антинейтринного излучения в сверхплотном веществе и сильном магнитном поле”, принято к печати
2. D.G.Yakovlev, A.D.Kaminker, O.Y.Gnedin and P.Haensel. Phys. Rep. 354,1, (2001).
3. Коровина Л.И., Тернов И.М., Лысов Б.А. (1964) // Изв. ВУЗов. Физика, №6, стр. 86-92.
4. Студеникин А.И. (1989) // ЯФ., т. 49, вып. 6, стр. 1665-1671.

КВАНТОВО-ИНФОРМАЦИОННЫЙ ПОДХОД К ОПРЕДЕЛЕНИЮ КРИТЕРИЯ КВАНТОВОЙ ПЕРЕПУТАННОСТИ

**Сыч Д.В.

Международный Лазерный Центр МГУ им М.В. Ломоносова

Одним из ключевых нерешённых вопросов теории квантовой информации [1] является определение критерия перепутанности двух произвольных квантовых систем. Проблема формулируется следующим образом: дана матрица плотности ρ_{AB} произвольной двухчастичной системы A+B и надо ответить, представима ли она в виде какой-нибудь линейной комбинации тензорного произведения парциальных матриц плотности ρ_A и ρ_B систем A и B, т.е. может ли быть $\rho_{AB} = \sum \lambda_i \rho_{Ai} * \rho_{Bi}$? Если ответ положителен, то матрица плотности ρ_{AB} называется сепарабельной; в противном случае – несепарабельной, или перепутанной. На данный момент эта проблема имеет решение для некоторых частных случаев, например, когда размерность гильбертова пространства одной системы равна 2, а второй – 2 или 3 (критерий сепарабельности Переса-Хородецкого [2,3]).

В данной работе рассматривается новый подход к определению критерия перепутанности, основанный на вычислении совместимой квантовой информации, заложенной в двухчастичной матрице плотности ρ_{AB} [4]. Для случая, когда размерность гильбертова пространства состояний каждой из систем A и B равна 2, показано, что на основании расчёта количества совместимой информации, отражающей корреляции в

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

результатах обобщённых квантовых измерений, можно выделить определённый класс перепутанных состояний. Вместе с тем показано, что произвольные перепутанные состояния могут иметь как большую, так и меньшую коррелированность, чем сепарабельные, т.е. полученный критерий является достаточным, но не необходимым.

E-mail: sych@comsim1.phys.msu.ru

1. Боумейстер Д., Экерт А., Цайлингер А. «Физика квантовой информации» // Постмаркет, 2002.
2. Peres A. // Phys. Rev. Lett. 77, 1413 (1996)
3. Horodecki M., Horodecki P., and Horodecki R. // Phys. Lett. A 223, 1 (1996)
4. Сыч Д.В. «Совместимая информация как инструмент анализа квантовых информационных каналов» // диссертационная работа, физический факультет МГУ, доступна по адресу <http://comsim1.phys.msu.su/~sych/papers/phd-sych-ru.pdf>

СВЯЗЬ МЕЖДУ КОЛИЧЕСТВОМ ДОСТУПНОЙ ИНФОРМАЦИИ, СОДЕРЖАЩЕЙСЯ В КВАНТОВОЙ СИСТЕМЕ, И КОЛИЧЕСТВОМ КЛАССИЧЕСКОЙ НЕБАЙЕСОВСКОЙ ВЗАИМНОЙ ИНФОРМАЦИИ

**Сыч Д.В.

Международный Лазерный Центр МГУ им М.В. Ломоносова

При расчете количества классической информации, содержащейся в произвольной N-уровневой квантовой системе и извлекаемой с помощью обобщенных неселектированных квантовых измерений, возникает величина т.н. *доступной* информации, в двумерном случае равной 0.279 бит, а в пределе бесконечно большой размерности квантовой системы стремящейся к величине 0.61 бит [1]. Широко распространено мнение, что величина доступной информации характеризует исключительно свойства квантовых систем и имеет чисто квантовое происхождение.

В данной работе показано, что эта величина имеет и классическое объяснение. Рассмотрим классическую случайную систему с N элементарными событиями, вероятности которых априори неизвестны. Для расчета количества информации, содержащейся в такой системе применять стандартный метод расчета классической взаимной информации Шеннона нельзя, т.к. не задано априорное распределение вероятностей элементарных событий, и, следовательно, по формуле Байеса нельзя получить и апостериорное. Тем не менее, считая, что все наборы вероятностей элементарных событий равновероятны, можно рассчитать усредненную энтропию такой системы. Оказывается, что она равна энтропии N-уровневой квантовой системы при отсутствии какой-либо априорной селекции [2].

Эквивалентность усредненной классической энтропии и априорной энтропии квантового состояния не случайна и фактически связана с борновской вероятностной интерпретацией волновой функции. Действительно, произвольное квантовое состояние, записанное в суперпозиции классического базиса, задает вероятности состояний (классических событий), составляющих его. В статистическом смысле квантовая система эк-

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

вивалентна классической: различные волновые функции аналогичны различным наборам вероятностей классических элементарных событий. Усреднению по набору волновых функций N -мерного гильбертова пространства соответствует усреднение по наборам вероятностей N элементарных классических событий. Проекции волновой функции в классическом базисе – это лишь одно из возможных представлений ансамбля элементарных классических событий.

E-mail: sych@comsim1.phys.msu.ru

1. Caves C.M. and Fuchs C.A. “Quantum information: How much information in a state vector?” // quant-ph/9601025.
2. Сыч Д.В. «Совместимая информация как инструмент анализа квантовых информационных каналов» // диссертационная работа, физический факультет МГУ, доступна по адресу <http://comsim1.phys.msu.su/~sych/papers/phd-sych-ru.pdf>

РАСПАДЫ ПСЕВДОСКАЛЯРНЫХ МЕЗОНОВ, НАРУШАЮЩИЕ ЛЕПТОННОЕ ЧИСЛО, В СУПЕРСИММЕТРИЧНОЙ ТЕОРИИ С НЕСОХРАНЕНИЕМ R-ЧЕТНОСТИ

**Сидорова М.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

E-mail: mvsid@rambler.ru

*Борисов Анатолий Викторович
профессор, доктор ф.-м. наук*

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва,
Россия*

E-mail: borisov@phys.msu.ru

В стандартной модели процессы, нарушающие лептонное число запрещены, благодаря закону сохранения барионного и лептонного чисел. Однако в теориях вне стандартной модели ожидается нарушение B и L чисел. Поэтому реакции, в которых рождается пара одинаково заряженных лептонов (дилептон) являются одним из возможных способов исследовать теории, расширяющие стандартную.

Одним из примеров таких реакций являются редкие распады мезонов с нарушением лептонного числа типа $M^+ \rightarrow M'^- \mathbf{I}^+ \mathbf{I}'^+$. В работах [1,2] были вычислены ограничения на относительные вероятности распадов в теории с тяжелым майорановским нейтрино. Показано, что современные ограничения на параметры лептонного смешивания и массы нейтрино привели к косвенным верхним границам вероятностей распадов, которые лежат значительно ниже прямых экспериментальных границ.

Таким образом, майорановский механизм приводит к практической ненаблюдаемости редких распадов в обозримом будущем. Однако другие механизмы процессов с несохранением лептонного числа могут дать значительное увеличение их вероятности.

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

В настоящей работе рассмотрены распады мезонов $K^+ \rightarrow p^- \mathbf{l}^+ \mathbf{l}'^+$ и $D^+ \rightarrow K^- \mathbf{l}^+ \mathbf{l}'^+$ ($\mathbf{l}, \mathbf{l}' = e, m$) с изменением лептонного числа $\Delta L = 2$ в рамках суперсимметричного расширения стандартной модели с несохранением R-четности, обусловленного трилинейными юкавскими взаимодействиями.

Эти оценки на несколько порядков выше тех, которые дает механизм распадов на основе обмена тяжелыми майорановскими нейтрино, но существующие прямые экспериментальные ограничения на относительные вероятности этих распадов все еще слишком слабы и не дают реальных ограничений на комбинации констант указанных взаимодействий типа $\mathbf{l}'\mathbf{l}'$.

E-mail: mvsid@rambler.ru

Научный руководитель – проф. Борисов Анатолий Викторович

E-mail: borisov@phys.msu.ru

1. Ali A., Borisov A. V., Zamorin N. B. // Eur .Phys. J. C. 2001 **21**. P. 123 (hep-ph/0104123)
2. Али А., Борисов А. В., Сидорова М. В. //ЯФ. 2006. **69**. С. xxx
3. Littenberg L. S., Shrock R. // Phys. Lett. B. 2000. **491**. P. 285 (hep-ph/0005285)

НОВАЯ СОБСТВЕННАЯ МОДА В ПАРАМАГНЕТИКЕ.

Андреев П.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Равновесные свойства паулиевских парамагнитных систем хорошо изучены. Для анализа пространственно-временных возмущений в системах N частиц необходимы квантовые уравнения в 3-х мерном физическом пространстве, уравнение Шреденгера определено в 3N-мерном конфигурационном пространстве. В работе [3], как из уравнения Шреденгера могут быть получены уравнения для «материальных» и электромагнитных полей (уравнения “квантовой гидродинамики”). Фундаментальными из них являются уравнения баланса плотности импульса, плотности энергии, плотности числа частиц и плотности магнитного момента.

В настоящей работе, мы ставим своей задачей получить дисперсионное уравнение для различных собственных мод электронов в металле, с учетом спин-спинового взаимодействия электронов и квантового потенциала Бома., на основе уравнений квантовой гидродинамики, в приближении самосогласованного поля. Предполагается, что металл находится во внешнем постоянном однородном магнитном поле. Равновесные магнитные свойства рассматриваемых физических систем характеризуются магнитной проницаемостью, которая рассчитывается в рамках модели парамагнетизма Паули, предполагая, что электроны образуют полностью вырожденный газ Ферми. Показано, что наличие спина у электрона приводит к поправкам в зависимость энергии плазмонов и фотонов от импульса, что, в частности, приводит к изменению частоты циклотронного резонанса[4]. При распространении волн перпендикулярно внешнему магнитному полю в силу наличия у электронов собственного магнитного момента возникает новая собственная мода системы. Электрическое поле в такой волне имеет эллиптическую поляризацию, и волна вырождается в колебания поля на циклотронной частоте, если собственные магнитные моменты частиц обращаются в нуль

- [1] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. М. ФИЗМАТЛИТ, 2002.
- [2] Ашкрофт Н., Мермин Н. Физика твердого тела. М. Мир, 1979.
- [3] Кузьменков Л. С., Максимов С. Г., Федосеев В. В. Микроскопическая квантовая гидродинамика систем фермионов 1. // ТМФ. 126, N1, с. 136 (2001).
- [4] Кузьменков Л. С., Максимов С. Г., Федосеев В. В. Дисперсия волн в парамагнитных системах. // Вестн. Моск. Ун-та. Физ. Астр. 2000. №5.

УДК 530.145

КОНДЕНСАТ РАЗМЕРНОСТИ ДВА В КОММУТАТИВНЫХ И НЕКОММУТАТИВНЫХ ТЕОРИЯХ

**Быков Д.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Среди всех вакуумных конденсатов особую роль играют те, которые являются параметрами порядка при фазовых переходах. К таким конденсатам относятся, в частности, конденсат поля Хиггса ($\langle j \rangle \neq 0$ - фаза нарушенной симметрии) и киральный параметр порядка ($\langle \bar{q}q \rangle \neq 0$ - фаза нарушенной киральной симметрии). В работах [1] приведены аргументы в пользу того, что для исследования фазового перехода конфайнмент-деконфайнмент в квантовой хромодинамике может оказаться полезным конденсат канонической (массовой) размерности два $\langle \text{tr}(A_m^2) \rangle$. Оператор $\text{tr}(A_m^2)$ не является калибровочно-инвариантным, однако отсюда не следует, что все его матричные элементы также неинвариантны.

В работах [2] было показано, что в некоммутативной теории поля конденсат $\langle \text{tr}(A_m^2) \rangle$ не меняется при калибровочных преобразованиях с калибровочной функцией $w(x)$, быстро стремящейся к единице на бесконечности. На основании определенных гипотез в [2] был сделан вывод о том, что конденсат $\langle \text{tr}(A_m^2) \rangle$ не зависит от параметра, фиксирующего калибровку, как в некоммутативной, так и в коммутативной теории. В данной работе будет показано, что из инвариантности теории относительно калибровочных преобразований с функциями w , быстро стремящимися к единице на бесконечности, не следует независимость конденсата от калибровки. Неинвариантность конденсата накладывает очевидные ограничения на возможность использования его в качестве параметра порядка: для этого требуется независимость множества значений константы связи, при которых параметр порядка обращается в нуль, относительно калибровочных преобразований. С этой точки зрения более удобным, по-видимому, является использование не самого конденсата, а его минимального значения по калибровкам $\min_w \langle \text{tr}(A_m^{w^2}) \rangle$, как это было предложено в [1].

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

Напомним ход доказательства [2] калибровочной инвариантности величины $\int d^4x \text{tr}(A_m^2 - \frac{2}{g}x^n q_{mn} A^m)$ в классической $U(N)$ -теории. Наиболее просто желаемого результата можно добиться, если начать с матричной модели, в которой динамической переменной является поле

$$B_m = A_m + \frac{1}{x} q_{mn}^{-1} x^n \quad (1)$$

Если поле A_m преобразуется как некоммутативное поле Янга-Миллса, то калибровочные преобразования для B принимают простой вид [3]: $B_m^w = w * B_m * w^{-1}$, где ' $*$ ' означает некоммутативное мояловское умножение. Не составляет труда построить инвариантную величину $\int d^4x \text{tr}(B_m^2)$, после чего сделать сдвиг (1).

Отметим, однако, некоторую тонкость в вышеупомянутом доказательстве: при его проведении мы воспользовались соотношением $\int d^4x \text{tr}(A * B - B * A) = 0$, которое верно лишь в том случае, если A и B быстро стремятся к единице при $\min_m |x_m| \rightarrow \infty$.

При доказательстве классической калибровочной инвариантности функцию $w(x)$, действительно, можно выбрать быстро стремящейся к единице, однако при доказательстве независимости от калибровки матричных элементов в квантовой теории это не всегда возможно.

В данной работе получены следующие результаты: во-первых, доказано, что в некоммутативной теории поля выполняются обобщенные тождества Уорда для функций Грина, в которые входит оператор $\int d^4x \text{tr}(A_m^2 - \frac{2}{g}x^n q_{mn} A^m)$. В коммутативной

теории поля тождества Уорда для функций Грина, в которые входит оператор $\lim_{\Omega \rightarrow \infty} (\frac{1}{\Omega} \int d^4x \text{tr}(A_m^2)) / \langle \text{tr}(A_m^2) \rangle$, выполняются, как если бы он был единичным оператором. Показано,

что в некоммутативной теории классическая калибровочная инвариантность и обобщенные тождества Уорда не гарантируют независимость от калибровки матричных элементов операторов, соответствующих функциям, инвариантным относительно классических калибровочных преобразований. Это связано с тем, что в некоммутативных теориях не существует локальных калибровочных инвариантов. Аналогичная ситуация имеет место, например, в суперсимметричных теориях.

Автор благодарен А.А.Славнову за постановку задачи.

Данная работа выполнена при поддержке фонда «Династия».

F.V. Gubarev, L. Stodolsky, V.I.Zakharov Phys.Rev.Lett. 86 (2001) 2220

F.V. Gubarev, V.I.Zakharov Phys.Lett.B 501 (2001) 28

A.A.Slavnov Phys.Lett.B 2005 v. 608 p.171

А.А.Славнов ТМФ 2005 т. 113 № 1 с. 3

M.Douglas, N.Nekrasov Rev.Mod.Phys. 73 (2001) 977

По результатам данной работы опубликована статья:

Д.В.Быков, А.А.Славнов ТМФ 145 (2005) 147

Также подготовлена к публикации в ТМФ статья:

Р.Н.Баранов, Д.В.Быков, А.А.Славнов «Конденсат $\langle \text{tr}(A_m^2) \rangle$ в коммутативных и некоммутативных теориях»

УДК 531.5

СТАБИЛИЗИРОВАННАЯ МОДЕЛЬ РЭНДАЛЛ-СУНДРУМА В ПЯТИМЕРНОЙ ТЕОРИИ БРАНСА-ДИККЕ

Михайлов А.С.¹, Михайлов Юрий Сергеевич¹, Смоляков М.Н.²

¹ МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет,

² НИИЯФ МГУ им. М.В. Ломоносова

В настоящее время в физической литературе широко обсуждается модель Рэндалл-Сундрума [1] с двумя бранами и ее феноменология [2]. Эта модель предлагает решение проблемы иерархии с помощью конформного фактора в четырехмерной метрике и предсказывает интересную новую физику при энергиях порядка ТэВ. Недостатком этой модели является присутствие безмассового скалярного поля, - поля радиона, которое описывает колебания бран относительно друг друга и имеет большую константу связи с материей. Существование безмассового поля с такой константой связи противоречит имеющимся экспериментальным данным. Для устранения этого недостатка радион должен приобрести массу, что эквивалентно стабилизации расстояния между бранами. Этого можно добиться, например, с помощью введения пятимерного скалярного поля с потенциалами во всем пространстве и на бранах, которое минимально взаимодействует с гравитацией [3]. Однако предложенное в этой работе решение для метрики оказывается существенно сложнее, чем исходное решение Рэндалл-Сундрума, что затрудняет исследование физических следствий этой модели. В работе [4], для сохранения вида метрики Рэндалл-Сундрума, было предложено рассматривать неминимальное взаимодействие скалярного поля с гравитацией и найдено соответствующее решение для гравитационного и скалярного полей, причем решение для скалярного поля и его потенциал имеют достаточно громоздкий вид. В настоящей работе мы предлагаем метод построения стабилизированных решений в пятимерной теории Бранса-Дикке, и с его помощью находим простые решения для метрики и скалярного поля, имеющие вид экспонент.

Пусть $E = M_4 \times S^1 / Z_2$ обозначает пятимерное пространство-время с координатами $\{x^m, y\}$, где $m = 0, 1, 2, 3$; а координата y , где $-L \leq y \leq L$, параметризует дополнительное измерение с отождествленными точками $-y \leftrightarrow y$. В соответствии с этим, метрика и скалярное поле обладают определенными свойствами симметрии.

Действие модели имеет вид:

$$S = \int d^4x \int_{-L}^L dy \sqrt{-g} \left[fR - \frac{w}{f} g^{MN} \partial_M f \partial_N f - V(f) \right] - \int_{y=0} \sqrt{-\tilde{g}} I_1(f) d^4x - \int_{y=L} \sqrt{-\tilde{g}} I_2(f) d^4x,$$

где g_{MN} есть пятимерная метрика, \tilde{g}_{mn} - индуцированная метрика на бранах, f - скалярное поле, а w - пятимерный параметр Бранса-Дикке. Будем искать фоновое решение в виде $ds^2 = e^{2s(y)} h_{mn} dx^m dx^n + dy^2$; $f = f(y)$. Соответствующие уравнения движения могут быть найдены в работе [5]. Мы будем рассматривать потенциалы специального вида, а именно $V(f) = -(3w+4) \left[(4w+5)fF^2 + 2f^2 F \frac{\partial F}{\partial f} - 3f^3 \left(\frac{\partial F}{\partial f} \right)^2 \right]$, где $F = F(f)$ - некоторая функция. В этом случае решение уравнений движения имеет вид

$f' = fF - 3f^2 \frac{\partial F}{\partial f}$; $s' = (w+1)F + f \frac{\partial F}{\partial f}$, где штрих обозначает дифференцирование по координате дополнительного измерения, если выполняются следующие граничные условия на бранах: $(3w+4)F|_{y=+0} = -\frac{I_1}{4f}$; $(3w+4)F|_{y=L-0} = \frac{I_2}{4f}$; $(3w+4)\frac{\partial F}{\partial f}|_{y=+0} = -\frac{\partial(I_1/f)}{4\partial f}$; $(3w+4)\frac{\partial F}{\partial f}|_{y=L-0} = \frac{\partial(I_2/f)}{4\partial f}$.

Рассмотрим случай, когда $F(f) = const$. Потенциалы скалярного поля, соответствующие такому выбору функции F , имеют вид: $V = \Lambda f$, $I_{1,2} = \pm 4f\sqrt{-\Lambda}\sqrt{\frac{3w+4}{4w+5}}$, а решение имеет вид $s = -k|y|$, $f = f_0 e^{-u|y|}$, $k = (w+1)u$, $u = \sqrt{\frac{-\Lambda}{(3w+4)(4w+5)}}$. Для стабилизации размера дополнительного измерения L нужно задать потенциалы на бране, фиксирующее значение скалярного поля на них: $\Delta I_{1,2} = g_{1,2}(f - v_{1,2})^2$. В этом случае $f_0 = v_1$ и $L = \frac{1}{u} \ln\left(\frac{v_1}{v_2}\right)$. В случае, если $w \geq 30$, величина uL может быть сделана меньше единицы, и в параметрах теории, обезразмеренных фундаментальным пятимерным энергетическим масштабом ТэВ, нет иерархических различий.

Для оценки четырехмерной массы Планка на бране в точке $y = L$, которую мы считаем нашей браной, подставим в исходное действие $g_{mm} = e^{2s} g^{(4)m m}(x)$ (этот метрика отвечает безмассовому четырехмерному гравитону), $g_{44} = 1$, $g_{m4} = 0$. Переходя к галилеевым координатам на этой бране и интегрируя по координате дополнительного измерения, получим:

$M_{Pl}^2 = \frac{v_1}{2k+u} (e^{2kL} - e^{-uL})$. В случае, если $kL = 30 \div 35$, мы воспроизводим значение четырехмерной массы Планка $M_{Pl} \approx 10^{19} \text{ ГэВ}$.

Найденное решение имеет простой вид и является стабилизированным аналогом решения Рэндалл-Сундрума. Поэтому представляется интересным исследовать линеаризованную гравитацию на фоне этого решения.

Авторы благодарны И.П. Волобуеву и Ю.В. Грацу за полезные обсуждения. Работа М.С. была поддержана грантом РФФИ 04-02-17448.

- [1] L. Randall, R. Sundrum, Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 3370.
- [2] В.А. Рубаков, УФН, 2001, т. 171, стр. 913.
- [3] O. DeWolfe, D.Z. Freedman, S.S. Gubser, A. Karch, Phys. Rev. D 62 (2000) 046008.
- [4] B. Grzadkowski, J.F. Gunion, Phys. Rev. D 68 (2003) 055002.
- [5] A.S. Mikhailov, Y.S. Mikhailov, M.N. Smolyakov, I.P. Volobuev, “Constructing stabilized brane world models in five-dimensional Brans-Dicke theory”, arXiv:hep-th/0602143.

УДК 530.145

РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ ДИРАКА В РАСШИРЕННОЙ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

Мурчикова Е.М.

МГУ им. М.В. Ломоносова

Лоренц-инвариантность физических законов с высокой точностью подтверждается во множестве экспериментов [1]. Однако за последнее время было выдвинуто предположение, что такая симметрия является лишь приближенной.

Нарушение лоренц-инвариантности имеет большое значение в таких фундаментальных теориях как теория струн, некоммутативная геометрия и др., и может эффективно описываться в рамках расширенной стандартной модели [2, 3]. Результаты, получаемые в рамках этой теории, могут служить прекрасной основой для экспериментальной проверки лоренц-инвариантности.

В настоящей работе рассматривается поведение фермионов, следующее из данной модели. Если ограничиваться наиболее важным и интересным случаем, когда нарушение лоренц-инвариантности обусловлено взаимодействием фермионов с фоновыми полями, то уравнение Дирака имеет вид:

$$(i\hat{\partial} - \frac{i}{2} m_0 F^m S_m - \frac{1}{2} \hat{f}(1+g^5) - m)\Psi = 0, \quad (1)$$

где f^m , F^m , m_0 - постоянные величины; $\hat{a} = a^m g_m$.

Важно отметить, что уравнение (1) имеет и другую физическую интерпретацию. Оно описывает поведение массивного дираковского нейтрино в плотной среде при наличии сильного электромагнитного поля [4-7]. При этом параметр m_0 - аномальный магнитный момент нейтрино, функция f^m представляет собой линейную комбинацию 4-векторов токов и поляризаций фермионов среды, F^m - тензор внешнего электромагнитного поля.

Когда второй инвариант тензора F^m равен нулю, т.е.

$$F^m H_{na} = -d_a^m(EH) = 0, \quad (2)$$

где $H^m = -\frac{1}{2} e^{mnrl} F_{rl}$ - тензор, дуальный тензору электромагнитного поля, а вектор f^m является собственным вектором тензора F^m с нулевым собственным значением, т. е.

$$F^m f_n = 0, \quad (3)$$

любое решение уравнения (1) имеет вид:

$$\Psi(x) = \sum_{z=\pm 1} \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\Im(P)}{\Im(q)}} e^{-i(Px)} \left[1 - z g^5 \frac{(j q) - \hat{j} \hat{q}}{\sqrt{(j q)^2 - j^2 m_n^2}} \right] (\hat{q} + m)(1 - g^5 \hat{S}_0) \Psi_0. \quad (4)$$

Здесь

$$j^m = f^m + 2m_0 H^m q_n / m_n, \quad (5)$$

где q^m - кинетический импульс частицы ($q^2 = m^2$),

$$P^m = q^m + \frac{f^m}{2} + z \frac{q^m j^2 - j^m (j q)}{2\sqrt{(j q)^2 - j^2 m_n^2}} \quad (6)$$

– ее канонический импульс, $\mathfrak{J}(P)/\mathfrak{J}(q)$ — якобиан перехода от переменных кинетического импульса к переменным канонического импульса (из-за громоздкости в явном виде здесь не приводится).

Если аксиальный вектор S^m выбрать в виде:

$$S_0^m = S_{tp}^m = \frac{\mathbf{q}^m(\mathbf{j} \cdot \mathbf{q})/m - \mathbf{j}^m m}{\sqrt{(\mathbf{j} \cdot \mathbf{q})^2 - \mathbf{j}^2 m^2}}, \quad (7)$$

то полная ортогональная система решений уравнения (1) записывается следующим образом:

$$\Psi(x) = e^{-i(P_x)} (\hat{q} + m)(1 - Zg^5 \hat{S}_{tp}) Y_0. \quad (8)$$

При этом параметр Z имеет смысл знака спиральности частицы.

Волновая функция (8) является собственной функцией оператора поляризации и оператора проекции кинетического импульса. Таким образом, частицы, находящиеся в полях, удовлетворяющих условиям (2) и (3), ведут себя как свободные, т.е. движутся с постоянной скоростью и сохраняют знак спиральности. Примером может служить поведение нейтрино в намагниченной среде.

Модифицированный закон дисперсии (6) приводит к тому, что для частиц в указанных полях открываются новые каналы реакции. В частном случае, когда $F^{mm} = 0$ и отлична от нуля только временная компонента вектора f^m , было показано, что как электрон [8], так и нейтрино [9], могут спонтанно излучать фотоны. Также возможен процесс рождения пар фермионов фотонами с вакуумным законом дисперсии [8,10].

В заключение, хочу выразить благодарность А.Е. Лобанову, моему научному руководителю, и В.Ч. Жуковскому за помощь и поддержку.

- [1] K. Hagiwara et al., Phys. Rev. D 66, 010001 (2002).
- [2] S.M. Carroll, G.B. Field and R. Jackiw, Phys. Rev. D 41, 1231 (1990).
- [3] D. Colladay and V.A. Kostelecky, Phys. Rev. D 58, 116002 (1998).
- [4] P.B. Pal and T.N. Pham, Phys. Rev. D 40, 259 (1989).
- [5] J.F. Nieves, Phys. Rev. D 40, 866 (1989).
- [6] D. Notzold and G. Raffelt, Nucl. Phys. B 307, 924 (1988).
- [7] J. Pantaleone, Phys. Lett. B 268, 227 (1991).
- [8] V.Ch. Zukovsky, A.E. Lobanov and E.M. Murchikova, Phys. Rev. D 73, 065016 (2006).
- [9] A.E. Lobanov, Phys. Lett. B 619, 136 (2005).
- [10] A.E. Lobanov, hep-ph/0602174.

ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ СТРУКТУРНЫХ ИОНОВ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ С АТОМАМИ

*Сидоров Д.Б.

Поморский гос. университет им М.В. Ломоносова, г. Архангельск,

Исследования непертурбативных неупругих процессов, сопровождающих столкновения тяжелых частично ободранных ионов высоких зарядов проводятся на ус-

* Доклад отмечен грамотой конференции, как лучший на подсекции

корителях тяжёлых ионов в Дармштадте (Германия) и в ЦЕРНе. Столкновения таких ионов с атомами следует рассматривать, как столкновение двух сложных систем, при котором происходит одновременное возбуждение электронных оболочек обеих сталкивающихся систем. Например, в работах [1,2] измерены сечения многократной ионизации (потеря до 15 электронов) быстрых ионов урана при столкновениях с атомами и была отмечена необходимость рассчитывать подобные процессы непертурбативными методами. Аналогичный вывод может быть сделан и для процессов ионизационных потерь энергии. В настоящей работе развита непертурбативная теория потерь энергии быстрыми тяжелыми структурными ионами при столкновениях с нейтральными сложными атомами, рассчитано эффективное торможение ионов урана U^{+10} и U^{+28} на атомах аргона и криптона в столкновениях экспериментально исследованных в работах [1,2]. За основу нашего рассмотрения мы взяли непертурбативный подход, развитый в работах [3,4] использующий релятивистские обобщения приближения внезапных возмущений и эйконала для расчета сечений неупругих процессов. При расчетах для описания электронной плотности мишени мы использовали модель Дирака-Хартри-Фока-Слейтера, а электронную плотность снаряда описывали в рамках модели Брандта-Китагавы [5]. Полное эффективное торможение с учетом одновременных многократных возбуждений электронных оболочек снаряда и мишени является суммой K_a и K_p – эффективного торможения за счет возбуждений электронных оболочек мишени и снаряда:

$$K = K_a + K_p = \frac{4pZ_a^2 N}{v^2} \left(\ln \left(\left(\frac{2}{h} \right)^B \frac{gvh}{a_1^{B1} a_2^{B2} a_3^{B3}} \right) - \frac{b^2}{2} \right) + \frac{4pZ^2 N_a}{v^2} \left(\ln \frac{2v^2}{I(1-b^2)} - b^2 \right) \quad (2)$$

где Z - заряд ядра снаряда, $N = (A - Z)$ - число электронов иона, N_a - число электронов атома мишени, $-$ релятивистский фактор, где Z_a - и v – заряд и скорость налетающего иона, $b = \sqrt{\frac{v}{c}}$, $g = 1/\sqrt{1-b^2}$, $h = 1.781$, $B = \sum_{i=1}^3 A_i^2 / Bi = A_i^2$, I - средняя атомная энергия. a_i и A_i - коэффициенты потенциала Дирака-Хартри-Фока-Слейтера взяты из работы [6]. Результаты расчетов позволяют сделать вывод о значительном (порядка 50%) вкладе многоэлектронных возбуждений и ионизации снаряда в эффективное торможение релятивистского структурного иона на сложном нейтральном атоме.

sidorov.dmitry@pomorsu.ru

- [1]. DuBois R. D., Santos A. C. F., Stohlker Th. et al. // Phys.Rev. A. Vol. 70. P. 032712 (2004).
- [2]. Olson R. E., Watson R. L., Horvat V., et al. // J. Phys. B. Vol. 37. P. 4539 (2004).
- [3]. Матвеев В.И. ЖЭТФ, Т. 121, № 2, с. 260. (2002).
- [4]. Матвеев В.И., Матрасулов Д.У., Рябченко С.В. Письма в ЖЭТФ, т. 82, № 7, с. 455-459. (2005).
- [5]. Brandt W., Kitagawa M.// Phys. Rev. Vol. B52. P.5631 (1982).
- [6]. F.Salvat, J.D.Martinez, R.Mayol, and J.Parellada // Phys Rev. A Vol 36(2). P.467-475 (1987).

АЛГОРИТМ НЕПЕРТУРБАТИВНОГО РАСЧЕТА ЭЛЕМЕНТОВ МАТРИЦЫ ПЛОТНОСТИ

Иванов А.А.

Белорусский Национальный технический университет, г. Минск

В настоящее время все большее значение приобретает разработка новых эффективных методов описания квантовых систем без малых параметров (непертурбативных методов). Ряд таких методов (Паде-аппроксимация, метод Хартри-Фока, метод аппроксимирующих гамильтонианов, аналитическая теория возмущений, метод самосогласованных аппроксимантов, интегрирование по траекториям, операторный метод и ряд других) весьма широко применяются при описании ряда физических систем.

Чрезвычайно важную роль при описании квантовых систем играет статистический оператор или матрица плотности. Описание с помощью матрицы плотности является наиболее общей формой квантовомеханического описания системы. Описание же с помощью волновой функции является лишь частным случаем (описывает только «чистые» состояния), в то время как использование матрицы плотности позволяет описать и «смешанные» состояния.

В современной литературе аппроксимация матрицы плотности проводится в основном в рамках фейнмановской формулировки квантовой механики с использованием интегрирования по траекториям. Такой метод, однако, не является универсальным, так как его применение для определения энергетического спектра и термодинамических характеристик системы связано с серьезными математическими трудностями даже для простейших гамильтонианов, требует введения специальных методов для некоторых квантовых систем, а для ряда систем (например, многоуровневых атомов) до сих пор не проведено.

Предложенный метод вычисления элементов матрицы плотности основан на совместном использовании операторного метода решения уравнения Шредингера (Феранчук, Комаров и др., 1995) и кумулянтного разложения. Для этого матрица плотности квантовой системы приводится к виду среднего по некоторому нормированному базису от экспоненциального оператора, а далее к этому оператору применяется кумулянтное разложение. Такой подход изначально имеет ряд преимуществ по сравнению с интегралами по траекториям. Во-первых, он применим к системам со счетным числом степеней свободы. Во-вторых, в отличие от интегрирования по траекториям, когда в качестве набора базисных функций всегда выступают волновые функции гармонического осциллятора, в предложенном подходе возможно использование любого набора нормированных векторов состояния в качестве базиса. В-третьих, данный метод пригоден к системам с особенностями гамильтониана (например, кулоновской системе и осциллятору Морзе) и спиновым системам, для которых интегрирование по траекториям сталкивается с серьезными математическими трудностями, требующими введения новых методов.

В рамках разработанного подхода предложена процедура расчета элементов матрицы плотности системы с известным (точным или приближенным) энергетическим спектром, проведены численные расчеты для квантового ангармонического осциллятора и осциллятора Морзе. Полученные численные результаты хорошо согласуются с работами других авторов.

alivanov@inbox.ru

1. Feranchuk I.D., Ivanov A.A. (2004) Operator method for nonperturbative calculation of the thermodynamic values in quantum statistics: diatomic molecular gas. // J. Phys. A: Math. Gen. – 2004. – Vol.37. – № 42. – P.9841-9860.
2. Feranchuk I.D., Ivanov A.A. Nonperturbative algorithm for density matrix calculation. // Nonlinear Phenomena in Complex Systems. – 2004. – Vol.7 – № 4. – P.377-384.

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО ПЕРЕМЕШИВАНИЯ НА ДИНАМИКУ АНСАМБЛЯ СТОХАСТИЧЕСКИХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ В СИСТЕМЕ (4+1) – LATTICE LOTKA-VOLTERRA.

Ефимов А.В., Шабунин А.В.

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

Синхронизация и образование пространственных структур по-прежнему остаются одними из основных вопросов исследований нелинейной динамики. Как правило, объектами таких исследований становятся ансамбли динамических осцилляторов, в присутствие шума или без него. Однако, такое описание некоторых систем, в основе эволюции которых лежат чисто стохастические процессы, бывает недостаточно точным. Примером здесь могут служить системы, моделирующие процессы гетерогенного катализа и, в частности, система (4+1) – Lattice Lotka-Volterra ((4+1) – LLV), описывающая пятиступенчатую циклическую автокатализическую реакцию на поверхности кристаллической решётки катализатора.

В предыдущих работах [1, 2] было показано, что динамическое описание данной системы с помощью метода среднего поля и непосредственное моделирование локальных взаимодействий на решётке с помощью разновидности метода Монте-Карло дают качественно различающиеся результаты. В первом случае система представляет собой консервативный осциллятор, совершающий в зависимости от начальных условий и параметров квазипериодические или хаотические колебания. Во втором случае система демонстрирует диссипативное поведение, а временные реализации представляют собой флуктуационные колебания концентраций реагентов около некоторого среднего значения, интенсивность которых спадает с ростом размеров моделируемой решётки. На поверхности решётки при этом формируются фрактальные структуры (кластеры, содержащие частицы одного типа) средний размер которых слабо осциллирует в процессе реакции.

В данной работе изучается влияние внешнего перемешивания на пространственную и временную динамику системы, моделируемой с помощью метода Монте-Карло. Показывается, что введение перемешивания приводит к бифуркационному рождению глобальных колебаний в системе, а рост его интенсивности влечёт за собой увеличение амплитуды и степени регулярности колебаний. После переходного процесса поверхность решётки можно условно поделить на локальные области (осцилляторы), в которых в каждый момент времени подавляющее количество ячеек решётки находятся в одинаковом состоянии. Размеры этих областей связаны со средним размером кластеров. При перемешивании осуществляется обмен частицами между локальными осцилляторами, что приводит к синхронности их колебаний и росту амплитуды глобальных

колебаний. В работе также выясняется роль процесса кластерообразования в динамике системы.

E-mail: efimov@chaos.ssu.runnet.ru

[1] A. Efimov, A. Shabunin, V. Astakhov, A. Provata, Изв. Вузов “ПНД”, т. 11, № 2, (2003), 72-80.

[2] A. V. Shabunin, A. Efimov, G. A. Tsekouras, A. Provata, Physica A, 347, (2005), 117-136.

ДИНАМИКА РАМАНОВСКОЙ АТОМНО-МОЛЕКУЛЯРНОЙ КОНВЕРСИИ В БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКОМ КОНДЕНСАТЕ

Ткаченко Д.В.

Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко,

В последние годы достигнут существенный прогресс в экспериментальном и теоретическом исследовании физических свойств бозе-эйнштейновского конденсата (БЭК) атомов. Особый интерес вызывает исследование динамики связанных атомно-молекулярных конденсатов в условиях, когда атомно-молекулярная конверсия сопровождается рамановским переходом с участием двух импульсов электромагнитного излучения. Такого рода процессы могут привести к принципиально новой химии, в которой существенную роль играет когерентность химических компонент [1]. Рамановская атомно-молекулярная конверсия может оказаться доминирующей нелинейностью и может привести к новым химическим реакциям при сверхнизких температурах. Также показано, что простая либо индуцированная рамановским переходом атомно-молекулярная конверсия сводится к периодическому процессу связывания двух атомов в молекулу и наоборот.

Нами исследована динамика атомно-молекулярного БЭК в рамках приближения среднего поля (mean field approximation) [2]. При этом рамановский процесс связывания двух атомов в молекулу рассматривался как единый процесс. Упругие межатомные, межмолекулярные и атомно-молекулярные взаимодействия не учитывались, так как они не являются принципиальными для выяснения особенностей индуцированной атомно-молекулярной конверсии. Предполагалось, что все атомы и молекулы находятся в одной и той же ловушке. Рассмотренный тип стимулированной рамановской атомно-молекулярной конверсии в конденсате является существенно нелинейным по амплитудам как материального, так и электромагнитного полей.

Показано, что плотности исходных атомов, молекул и фотонов существенно влияют на скорость протекания процесса, а процесс попарного связывания атомов в молекулы может быть периодическим, апериодическим и режимом покоя. Период осцилляций реакции существенно определяется начальными плотностями частиц и начальной разностью фаз. Получены точные и аппроксимирующие формулы, описывающие временную эволюцию плотности атомов, молекул и фотонов. Отмечена существенная роль разности фаз исходных компонент реакции. Макроскопическая когерентность бозе-конденсата атомов, молекул и фотонов обоих импульсов предопределяет квантовую интерференцию всех компонент реакции и, соответственно, значимость фазовых соотношений. Аналогичная конверсия в термализованной системе атомов не мо-

жет сопровождаться подобными коллективными осцилляциями из-за отсутствия фазовой когерентности в атомной системе.

E-mail: dvtkachenko@mail.ru

D.J. Heinzen, R. Wynar, P.D. Drummond, K.V. Kheruntsyan, Phys.Rev.Lett. **84**, 5029 (2000).
П.И. Хаджи, Д.В. Ткаченко. Письма в ЖЭТФ, **83**, 120 (2006)

ПОКАЗАТЕЛИ ЛЯПУНОВА В ЗАДАЧЕ ХЕНОНА-ХЕЙЛЕСА

Станкул Г.В.

Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко,

Одним из первых примеров компьютерного исследования сложных динамических систем стала работа французских астрофизиков [1], сыгравшая важную роль в понимании хаотического поведения этих систем. Гамильтониан задачи имеет вид

$$H = \frac{1}{2}(p_1^2 + p_2^2 + q_1^2 + q_2^2) + q_1^2 q_2 - \frac{1}{3}q_2^3, \quad (1)$$

где q_1, q_2 -координаты, p_1, p_2 -сопряженные им импульсы.

Бенеттини и др. [2] построили зависимость максимального характеристического показателя Ляпунова (МХПЛ) от энергии E системы (1). Анализируя эту зависимость, авторы пришли к выводу, что она описывается экспоненциальной функцией. Данный результат широко известен, однако, оказался спорным. В работе И.И. Шевченко и А.В. Мельникова [3] показано, что вопреки выводам Бенеттини и др., эта зависимость не является экспоненциальной, а близка к степенной.

В настоящей работе была получена МХПЛ с более высоким разрешением по энергии и значительно более протяженным интервалом времени (до $t=10^7$). Увеличение длительности временного интервала при соблюдении точности численного решения приводит к прецизионным асимптотическим значениям показателей Ляпунова.

Для вычисления МХПЛ применялся метод совместного интегрирования уравнений движения и уравнений в вариациях. На основе полученной зависимости показателей Ляпунова L от энергии E была проведена аппроксимация данных степенной $L = bE^\alpha$ и экспоненциальной $L = be^{aE}$ функциями. Для степенной аппроксимации были получены значения параметров $\alpha = 3.66$, $\beta = 1.9$, совпадающие с результатами, приведенными в работе [3], а для коэффициентов экспоненциальной функции получены значения $a = 29.4$, $b = 9.5e-4$, отличающиеся от результатов Бенеттини и др. ($a = 22$, $b = 3.4e-3$) [2].

В качестве критерия соответствия зависимости значений МХПЛ от энергии - экспоненциальной или степенной функции, можно выбрать величину, равную сумме квадратов отклонений экспериментальных точек от соответствующей кривой. В наших численных опытах, для степенной функции, данная величина имеет значение 0.0085, а для экспоненциальной 0.0080.

Помимо показателей Ляпунова были рассмотрены также такие характеристики хаотического движения, как относительная мера хаотической компоненты фазового пространства и динамическая энтропия. В работах [1, 2] зависимость этих величин от

энергии была построена на основе весьма ограниченных численных данных. Результаты вычислений подтверждают выводы Бенеттини и др.[2], об экспоненциальной аппроксимации зависимости динамической энтропии от энергии.

E-mail: nordcam@list.ru

M. Hénon and C. Heiles, Astron. J. 69, 73 (1964).

G. Benettin, L. Galgani, and J.-M. Strelcyn, Phys. Rev. A14, 2338 (1976).

И. И. Шевченко, А.В. Мельников, Письма в ЖЭТФ, 77, с. 772 (2003).

PHASE TRANSITION OF QUASI-SPIN SYSTEM IN TWO-QUANTUM INTERACTION PROCESSES

Eremeev V.

Institute of Applied Physics, Academy of Sciences of Moldova, Chisinau

In this report we are interested to study the cooperative phase-transition of the system of N radiators that interact with the cavity thermostat via the two-quantum exchange processes. For a large number of atoms in the cavity the phase transition through the two-photon interaction with the cavity modes can be possible. As the two-photon exchange integral between the radiators strongly depends on the temperature via the average number of quanta, so that the increasing of the order parameter with temperature in quasi-spin system is observed. This effect leads to the increase of the critical temperature as compared to the traditional phase transition of spin system.

Considering the master-equation for the atomic system discussed in [1] and taking into account the fact that the value of two-photon decay rate is smaller than the absolute value of exchange integral, we resume that the Hamiltonian part which describes the two-photon exchange interaction between the radiators predominates the losses part in the master equation. The effective Hamiltonian that describes this interaction can be expressed as

$$H^{eff} = wR_z - I R^+ R^-, \quad (1)$$

where the following notations are considered: $w = \hbar(w_{21} - 2\bar{n}^2 c)$, $I = \hbar c(1 + 2\bar{n})$ and R^\pm , R_z are the cooperative quasi-spin operators. Here w_{21} is the atom transition frequency; \bar{n} is the average number of emitted photons in the cavity; c describes the cooperative atom-atom interaction through the cavity EMF vacuum. We emphasize that in comparison with phase transition for Dicke model [2] in our case the exchange integral depends on temperature via the number of photons. As was shown in the past in many papers related to the subject of phase transition the free energy for the system described by Hamiltonian (1) coincides in the thermodynamic limit with the free energy calculated by model Hamiltonian proposed in manner of Bogolyubov method:

$$H_A = NvJ_z - NI(CJ^+ + C^*J^-) + NIcc^* \quad (2)$$

where $v = w - I$ and the number-operator $C \equiv \langle J^- \rangle$ plays the role of order parameter of the system of radiators; here new operators $J^\pm = R^\pm / \sqrt{N}$ and $J_z = R_z / N$ are defined. We plot the temperature dependence of order parameter computed from condition of minimum of free energy:

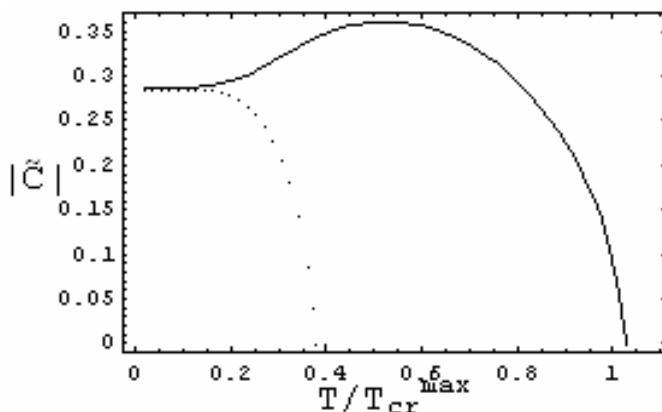


Fig.1 The temperature dependence of order parameter for $C / W_{21} = 0.55$. The dotted line corresponds to traditional phase transition of a quasi-spin system (like Dicke model) with constant exchange integral, λ and full line evidences the phase transition in the case of the proposed model with T_{cr}^{\max} .

In this paper we discussed the contribution of two-photon exchange mechanism between the quasi-spins to the behavior of phase transition of this system which exhibits a different fashion of phase transition in comparison with traditional second order phase transition of spin systems.

- [1] Н.А. Енаки, М. Маковей, ЖЭТФ 88 (1999), 633.
- [2] Н.Н.Боголюбов (мл.), Б.И.Садовников, Некоторые вопросы статистической механики, Москва, 1975; В.И. Емельянов, Ю.Л. Климонтович, Кв. Электр.3 (1976), 848.

УДК 539.12.01

СПОНТАННОЕ НАРУШЕНИЕ СИММЕТРИИ В ТЕОРИИ ПОЛЯ С ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ МАССОЙ

Ходжаева У.Р.

Самаркандинский государственный университет, Узбекистан

Масса элементарных частиц (ЭЧ) m есть оператор Казимира некомпактной группы Пуанкаре, и тех представлений данной группы, которые используются в квантовой теории поля (КТП), может принимать любые значения в интервале $0 \leq m < \infty$. Формально стандартная КТП остается логически безупречной схемой и в случаях, когда массы частиц может быть сравнимы с массами макрообъектов. Современная КТП не запрещает такую физически бессмысленную экстраполяцию. Возможно, это основной дефект теории? Согласно гипотезы академика М.А.Маркова [1], спектр масс ЭЧ должен обрываться на «планковской массе» $m < m_{Planck.} = \sqrt{\hbar c / G} \approx 10^{19} \text{ Å}\text{J}\text{Å}$, здесь \hbar , c - известные универсальные постоянные и G - гравитационная постоянная. Частицы предельной массы $m = m_{Planck.}$ названы «максимонами». Концепция «максимона» положена в основу Марковского сценария ранней Вселенной.

Новая версия КТП, в основу которой наряду с традиционными квантовыми и релятивистскими постулатами положена данная гипотеза, была разработана академиком В.Г.Кадышевским [2]. При этом условие Маркова записано в виде $m \leq M$, рассматривая предельную массу M просто как некую новую универсальную постоянную

теории, т.н. «фундаментальная масса» (ФМ). ЭЧ, у которых $m = M$, по прежнему называются максимонами. В аппарате КТП 4-импульсного де Ситтерова и анти-де Ситтерова пространств с постоянной кривизной эффективно использована геометрическая интерпретация эффекта спонтанного нарушения симметрии. В пределе $M \rightarrow \infty$ новая КТП совпадает с обычной теорией поля, в которой спектр частиц неограничен.

Мы на основе лагранжева формализма [2] исследовали простые примеры спонтанного нарушения различных симметрий для скалярной теории с ФМ [3]. В данном докладе мы представим результаты последних исследований по спонтанному нарушению различных симметрий для скалярной теории с ФМ и обобщения Хиггса на ФМ.

umida@samdu.uz

Научный руководитель: Заведующий кафедрой теоретической физики Национального университета Узбекистан, академик М.М.Мусаханов

1. Markov M.A. Supplement of the Progress of Theoretical Physics, Commemoration Issue for 30th Anniversary of Meson Theory by Dr. H.Yukawa, 1965, p.85; Markov M.A. Preprint INR, P-0207, 1981; P-0286, 1983; Markov M.A., Mukhanov V.F. Preprint INR, P-0331, 1984.
2. Kadyshevsky V.G. Preprint JINR, Dubna, P2-84-753, 1984; Kadyshevsky V.G., On the Question of Finiteness of the Elementary-Particle Mass Spectrum, Physics of Elementary Particles and Atomic Nuclei, V.29, (1998), part 3., p.227; Kadyshevsky V.G., Mateev M.D., Rodionov V.N., Sorin A.S. arXiv: hep-ph/0512332 v1 26 Dec 2005
3. Ibadova U.R. Bulletin of SamSU, №3, 60, (2002); Umida R.Ibadova arXiv:hep-th/0406008 v1 1 Jun 2004

ГЕНЕРАТОР КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ

Николаев С.М.

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

Одной из интересных проблем нелинейной динамики является исследование бифуркаций квазипериодических колебаний и переходов к хаосу в результате их разрушения. Анализу этой проблемы посвящено много работ, использующих широкий класс реальных и модельных динамических систем (Анищенко, 1986). При этом для получения режимов квазипериодических колебаний наиболее часто используются дискретные и дифференциальные системы с внешним периодическим возбуждением, т.е. неавтономные.

Представляется интересным разработать наиболее простую автономную дифференциальную систему, способную иметь в качестве решения устойчивые двухчастотные колебания и демонстрировать основные бифуркационные механизмы их разрушения, включая бифуркации удвоения. Несмотря на тот факт, что удвоение двумерного тора было открыто много лет назад (Анищенко, 1990), детали бифуркационного механизма удвоения двумерного тора до сих пор остаются неясными.

Двумерный тор теоретически можно реализовать в трехмерной автономной диссипативной системе, однако реализация бифуркации удвоения тора требует повышения размерности системы до $N = 4$.

В результате исследований была предложена система размерности $N = 4$, реализующая режим устойчивого двумерного тора, демонстрирующая бифуркации удвоения двумерного тора и переходы к хаосу при его разрушении (Анищенко, 2005):

$$\begin{aligned} \dot{x} &= mx + y - xj - dx^3 \\ \dot{y} &= -x \\ \dot{j} &= j \\ \dot{g} &= -gj + g\Phi(x) - gz \end{aligned} \tag{1}$$

Система (1) является нелинейной диссипативной динамической системой и характеризуется четырьмя управляющими параметрами: m – параметр возбуждения, d – параметр нелинейной диссипации, γ – параметр затухания и g – параметр инерционности фильтра. В основе данной системы лежит известная модель генератора Анищенко – Астахова (Анищенко, 1990). В численном эксперименте установлено, что система (1) может реализовать режим устойчивого двумерного тора, бифуркации удвоения и разрушения тора с переходом к хаосу. Кроме того, в системе (1) при малых значениях параметра g (в этом случае система (1) близка к генератору Анищенко – Астахова) наблюдаются бифуркации удвоения периода циклов и переход к хаосу.

На предложенной модели исследованы некоторые детали бифуркационного механизма удвоения двумерного эргодического тора. Как показали эксперименты, в точках бифуркаций удвоения эргодического тора в ноль обращаются сразу три старших показателя Ляпунова. Бифуркационный переход характеризуется следующим изменением сигнатуры спектра Ляпуновских характеристических показателей:

$$0,0,-,- \Rightarrow 0,0,0,- \Rightarrow 0,0,-,-$$

Эти данные убедительно свидетельствуют об отсутствии резонанса при бифуркации удвоения тора: резонансный цикл не возникает.

E-mail: sergeyn@chaos.ssu.runnet.ru

- Анищенко В.С. (1986) Разрушение квазипериодических колебаний и хаос в диссипативных системах // ЖТФ. Т. 56. №2. С. 225 – 237.
 Анищенко В.С. (1990) Сложные колебания в простых системах // «Наука».
 Анищенко В.С., Николаев С.М. (2005) Генератор квазипериодических колебаний. Бифуркация удвоения двумерного тора // Письма в ЖТФ, 31(19), 88 – 94.

ON LOGICAL ERRORS UNDERLYING THE SPECIAL THEORY OF RELATIVITY

Kalanov T.Z.

Home of Physical Problems, Tashkent, Uzbekistan

The kinematic basis of the special theory of relativity is analyzed critically [1-7]. It is shown that the basis includes the essential logical errors: (1) the contradiction between the experimental and calculated data of Michelson-Morley is due to that the fundamental comparison between them was done incorrectly; (2) the experimental and calculated data of Michelson-Morley are in complete agreement with each other if they belong to one and the same reference system related immobility with the Earth; (3) the principle of constancy of light veloc-

ity is valid in any arbitrary system of reference. The constancy of light velocity is explained by the fact that the light is not a material point of classical mechanics, and it is a multitude of quantum particles – photons. The motion of any quantum particle (in particular, photon) relative to a system of reference is the absolute motion. The absolute motion is invariant under choosing a system of reference (this means that the velocity addition theorem is not valid). From the above, it follows that the special theory of relativity is absolutely incorrect.

t.z.kalanov@rambler.ru

- [1] T.Z. Kalanov, "On logical errors lying in the base of special theory of relativity". Bulletin of the American Physical Society, Vol. 46, No. 2 (2001) p. 99.
- [2] T.Z. Kalanov, "On the essence of time". Bulletin of the American Physical Society, Vol. 47, No. 2 (2002) p. 164.
- [3] T.Z. Kalanov, "On a new basis of quantum theory". Bulletin of the American Physical Society, Vol. 47, No. 2 (2002) p. 164.
- [4] T.Z. Kalanov, "On the essence of space". Bulletin of the American Physical Society, Vol. 48, No. 2 (2003) p. 154.
- [5] T.Z. Kalanov, "The theory of relativity: An error of the transformation of coordinates". Bulletin of the American Physical Society, Vol. 48, No. 2 (2003) p. 155.
- [6] T.Z. Kalanov, "On logical errors underlying the special theory of relativity". Journal of Theoretics (USA). Vol. 6-1, 2004 (<http://www.journaloftheoretics.com>).
- [7] T.Z. Kalanov, "The correct theoretical analysis of the foundations of quantum mechanics". Journal of Ultra Scientists of Physical Sciences (India), Vol. 16, No. 2 (2004), pp. 191-198 (<http://www.ultrascientist.org>).

ФИЗИКА МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ

**Председатель подсекции
проф., д.ф.-м.н. Грановский Александр Борисович**

УДК 621.315.592

ТРАНСПОРТНЫЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА РВТЕ(MN,V) И РВТЕ(V)

**Добровольский А.А.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

В работе проведены исследования транспортных и магнитных свойств серий образцов $Pb_{1-x}Mn_xTe(V)$ и $PbTe(V)$ в диапазоне температур от гелиевой до комнатной. Серии образцов представляли собой слитки, полученные методом Бриджмена, разрезанные на шайбы вдоль оси роста. Известно, что при росте кристаллов по методу Бриджмена имеется градиент состава сплава и концентрации примеси вдоль оси роста. Таким образом, исследуемые серии представляли собой наборы образцов $Pb_{1-x}Mn_xTe(V)$ и $PbTe(V)$ различного состава с различным содержанием примесей. Марганец, являясь в теллуриде свинца электрически нейтральной примесью, не создает дополнительных уровней в энергетическом спектре, а лишь увеличивает ширину запрещенной зоны пропорционально концентрации, что облегчает обнаружение и исследование поведения примесных уровней других примесей (в данном случае ванадия).

Для исследованных образцов были получены зависимости сопротивления от температуры в темноте и в условиях инфракрасной подсветки. Ход температурной зависимости сопротивления всех образцов соответствует полуизолирующему состоянию, что может быть свидетельством стабилизации уровня Ферми в запрещенной зоне примесным уровнем ванадия. Энергия активации, вычисленная по формуле $r = r_0 \exp(E_A / kT)$ ведет себя немонотонно – падает к середине слитка, а потом растет.

Температурные зависимости магнитной восприимчивости образцов имеют вид закона Кюри-Вейсса, причем температуры Кюри для образцов $Pb_{1-x}Mn_xTe(V)$ - отрицательные (порядка $-1 \div -2$ К), что соответствует слабому антиферромагнитному взаимодействию между магнитными ионами, а для образцов $PbTe(V)$ - положительные, порядка 0.5 К, что соответствует слабому ферромагнитному взаимодействию.

При температурах ниже 20 К сопротивление образца при подсветке увеличивается почти на порядок в отсутствии магнитного поля.

Обсуждаются возможные механизмы обнаруженных эффектов.

** Доклад отнесен жюри, как один из лучших на подсекции.

ИЗМЕРЕНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ РАССЕЯНИЯ АМОРФНЫХ МИКРОПРОВОЛОК МЕТОДОМ СКАНИРУЮЩЕЙ СКВИД -МИКРОСКОПИИ

*Пальванов П.С.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Интерес к магнитомягким аморфным микропроволокам связан с их необычными физическими свойствами. В частности, в слабых магнитных полях в микропроволоках наблюдается эффект гигантского магнитоимпеданса, на основе которого могут быть созданы высокочувствительные датчики магнитного поля [1]. Значительное влияние на этот эффект оказывает доменная структура аморфной микропроволоки. Изучение этой структуры в слабых полях и состоянии остаточной намагниченности является важной самостоятельной задачей, экспериментально изученной недостаточно. Это связано со сложностью наблюдения микромагнитной структуры и значительным обратным магнитным влиянием большинства сенсоров на образец.

В данной работе для изучения доменной структуры микропроволок предложено использовать сканирующий СКВИД-микроскоп. С его помощью проведены предварительные исследования локальных магнитных полей рассеяния образцов аморфных микропроволок на основе кобальта.

Образцы размерами 4мм, 4.5мм, 6мм и 8мм были изготовлены из аморфной микропроволоки $Co_{74}B_{13}Si_{11}C_2$ покрытой тонкой оболочкой из стекла «пирекс». Внутренний диаметр ферромагнитной сердцевины (ядра) $d_m = 20.2$ мкм, а полный диаметр $D = 24$ мкм.

Измерения локальных магнитных полей рассеяния образцов аморфных микропроводов проводились с помощью сканирующего СКВИД микроскопа (ССМ-77) [2]. В качестве датчика в ССМ-77 использовался высокотемпературный СКВИД постоянного тока с эффективной площадью 800 мкм² и чувствительностью по магнитному полю 100 пТл/Гц^{1/2}. Все измерения проводились при температуре 77 К внутри пермаллоевого экрана, в котором остаточное магнитное поле не превышает величину 0,1 А/м. Для приложения вдоль оси микропроводов магнитного поля в диапазоне ± 1 кА/м использовались кольца Гельмгольца.

На Рис.1.а. приведено типичное магнитное изображение полей рассеяния образца, размагниченной микропроволоки длиной 4 мм, измеренное на высоте 100 мкм над образцом. Для размагничивания микропроволоки к ней прикладывалось знакопеременное поле с постепенно уменьшающейся амплитудой. Как видно из рисунка поля рассеяния неоднородны по длине микропроволоки. Их конфигурация соответствует многодоменной структуре, с магнитным моментом каждого $\sim 10^{-11}$ А*м².

На Рис.1.б. приведено магнитное изображение той же микропроволоки полученное после приложения и снятия параллельного магнитного поля 1 кА/м (состояние остаточной намагниченности микропроволоки). В данном состоянии характерное магнитное изображение микропроволоки содержало две пары положительных и отрицательных пиков, расположенных у ее концов. Последовательность расположения положительных и отрицательных магнитных пиков зависела от ориентации приложенного внешнего поля. Аналогичная двудоменная магнитная структура микропроволочки со-

* Доклад отмечен грамотой конференции, как лучший на подсекции

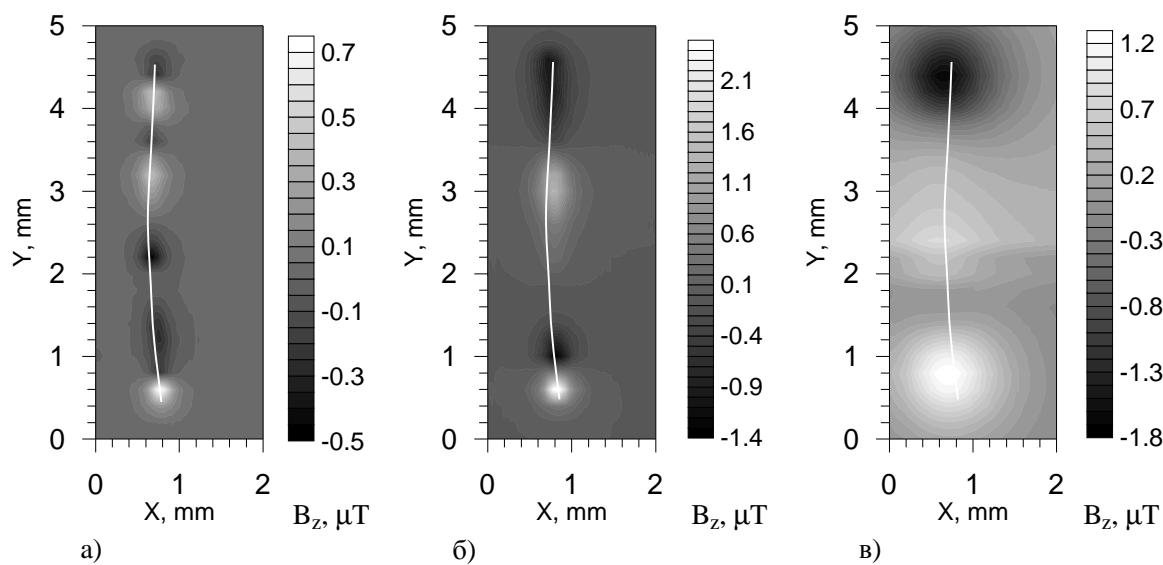


Рис.1. Магнитные изображения микропроволоки длиной 4 мм. а) размагниченное состояние, б) остаточная намагниченность, в) область насыщения

хранялась при приложении небольших магнитных полей. При увеличении поля росла величина пиков, а структура оставалась прежней.

При приложении магнитных полей 300 А/м микропроволока намагничивалась до насыщения. На Рис.1.в. представлено магнитное изображение микропроволоки в поле $H \sim 500$ А/м. Наличие двух пиков вблизи концов микропроволоки соответствует однодоменной структуре. Величина магнитного момента этого домена $10^{-7} \text{ A}^*\text{m}^2$.

Таким образом, метод сканирующей СКВИД магнитометрии позволяет измерить и визуализировать магнитные поля рассеяния аморфных микропроволок с пространственным разрешением 50 мкм и чувствительностью 0,2 нТ. Проведенные исследования микропроволок на основе кобальта показали, что в размагниченном состоянии для них характерна многодоменная структура. Величины магнитных моментов доменов составляют $10^{-10} - 10^{-11} \text{ Am}^2$. После приложения и снятия внешнего поля (состояние остаточной намагниченности микропроволоки) ее магнитная микроструктура принимает вид двух доменов, расположенных у торцов микропроволоки. При приложении небольших, менее 10 А/м, магнитных полей, общий вид магнитной структуры сохраняется, а амплитуда магнитных пиков увеличивается пропорционально прикладываемому магнитному полю. При дальнейшем увеличении магнитного поля микропроволока переходит в однодоменное состояние.

Автор выражает искреннюю благодарность своим научным руководителям д.ф.-м.н Усову Н.А. и к.ф.-м.н Гудошникову С.А. за внимание и всестороннюю поддержку при выполнении данной работы, к.ф.-м.н Жукову А.П. за предоставленные образцы аморфных микропроволок и профессору Снигиреву О.В. за предоставленный высокотемпературный СКВИД постоянного тока.

p_palv@mail.ru

- [1] Н.А. Бузников, А.С. Антонов, А.А. Рахманов, А.Б. Грановский, М.А. Карташов, Н.С. Перов, «Частотный спектр напряжения, снимаемого с аморфной проволоки при ее перемагничивании переменным магнитным полем», Письма в ЖТФ, т.30, вып.4, с.87-93, 2004г.

[2] Gudoshnikov S.A., Matveets L.V. «HTS Applications: Progress in SQUID Microscopy and High Resolution Non-Destructive Evaluation, » in monograph « High Temperature Superconductivity 2» edited by «Springer», Germany, pp 337-361, 2004.

УДК 539.126:621.039

ВЛИЯНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАГНИТНОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ НА МАГНИТНУЮ ТЕКСТУРУ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

Курельчук У.Н., Милосердин В.Ю., Мищенко А.Ю., Самосадный В.Т.

Московский инженерно физический институт

Одной из важнейших характеристик магнитных материалов, определяющей их поведение во внешних магнитных полях является исходная магнитная текстура ферромагнетика. В общем случае исходная магнитная задается симметричным тензором второго ранга , определяемым следующим образом:

$$n_{ab} = \langle (M_a M_b) / M^2 \rangle \quad (1)$$

где M_a, M_b - компоненты вектора намагниченности домена, а знак $\langle \rangle$ означает усреднение по всему объему образца. Из определения тензора магнитной текстуры следует, что $\text{Sp}(n_{ab}) = 1$.

Единственным известным экспериментальным методом, позволяющим определить компоненты тензора n_{ab} в массивных образцах ферромагнетиков, независимо от типа исследуемого материала, является метод *mSR* (метод вращения спина мюона). Так как $n_{ab} = n_{ba}$, то для определения всех компонентов тензора магнитной текстуры необходимо провести пять независимых измерений с различными ориентациями мишени относительно падающего пучка /1/. Следует отметить, что в подавляющем большинстве случаев недиагональные компоненты тензора n_{ab} в пределах точности *mSR* - экспериментов равны нулю, если в качестве осей тензора выбираются прямая, перпендикулярная плоскости образца (коллинеарная падающему пучку мюонов), и прямая, направленная по оси напряжений в плоскости образца.

Результаты экспериментов, приведенные в работе /2/ однако показали, что условие $\text{Sp}(n_{ab}) = 1$ не всегда соблюдается при определении компонентов тензора по начальной амплитуде колебаний поляризации мюонов в случае проведения измерений при шести различных независимых ориентациях системы пучок-образец. В связи с этим всталася проблема расчета возможных поправок к диагональным компонентам тензора магнитной текстуры в предположении о зависимости величины разброса магнитных полей в домене от ориентации намагниченности домена.

В этих предположениях возникает необходимость усреднения измеряемой в экспериментах величины поляризации $P(t)$ по распределению ориентаций магнитных

полей. Удобной для дальнейшего анализа величиной в таком случае является $(\partial P / \partial db)$, где db - величина разброса, известная из распределения Лоренца.

В этих предположениях суммарная поляризация пучка во времени представляется суммой прецессирующего и непрецессирующего компонентов в виде:

$$I = \partial P / \partial db = \partial / \partial db \int_b W(b) \{T_1(b) + T_2(b) \cos(bt)\} db \quad (2)$$

где $T_1(b) = (P_0 b) b / b^2$, а $T_2(b) = P_0 - T_1(b)$

В формуле (2) $W(b)$ - распределение величины магнитного поля b (величина b во всех формулах считается умноженной на гиромагнитное отношение мюона).

Разлагая величину db в ряд Тейлора с точностью до величин первого порядка малости в окрестностях среднего разброса db_0 и, вводя, обозначения G_1 и G_2 для первых моментов разложения по углам q и j , оставляя в итоговой формуле только слагаемые первого порядка по величине (db_0 / \bar{b}) , где \bar{b} - среднее значение величины модуля магнитного поля в ферромагнетике, получаем следующее выражение:

$$\begin{aligned} I &= |P_0| n_{33}^* \Phi + |P_0| (1 - n_{33}^*) \exp\{-db_0 t\} \{Y - \Lambda t\} \\ \Phi &= p/2 - 2(db_0 / \bar{b}) \{1 + G_1(1 - q_0) / db_0 + pG_2 / db_0\} \\ Y &= \cos(\bar{b}t) + \sin(\bar{b}t) (pG_2 - G_1(1 + q_0) - 2db_0) / \bar{b} \\ \Lambda &= (pG_2 - G_1(q_0 + 1)) \{\cos(\bar{b}t) + (2db_0 / \bar{b}) \sin(\bar{b}t)\} \end{aligned} \quad (3)$$

В формуле (3) $|P_0|$ - модуль начальной поляризации пучка мюонов, q_0 - среднее значение азимутального угла (j_0 выбираем равным нулю), n_{33}^* - компонент тензора магнитной текстуры, направленный по направлению поляризации пучка мюонов.

Анализ формулы (3) показывает, что в сделанных предположениях величина непрецессирующего компонента поляризации оказывается меньше, чем величина, вычисляемая без учета этого эффекта, а поправка к прецессирующему компоненту поляризации приводит к тому, что его величина медленно убывает со временем. Пренебрежение этим эффектом приводит к завышению значений компонентов тензора n_{22} и n_{11} и нарушению условия $\text{Sp}(n_{ab}) = 1$.

Таким образом, в настоящей работе предложен механизм, позволяющий учесть влияние распределения неоднородности магнитного поля на получаемые из эксперимента параметры исходной магнитной текстуры ферромагнетиков. Кроме того, предлагаемая модель позволяет учесть возможное изменение формулы временной зависимости поляризации мюонов при увеличении времени наблюдения этих колебаний.

Fiteo24@mail.ru

1. В.Н.Горелкин, В.Ю.Милосердин, А.Л.Микаэлян, В.П.Смилга, μ^+ -мезонный метод исследования неоднородно намагниченных образцов ферромагнитных металлов, ФТТ, 1978, т.20, №?, с.2108-2114.
2. С.Г.Барсов, А.Л.Геталов, В.А.Гордеев и др., Исследование магнитных свойств электротехнических сталей мюонным методом, Известия АН СССР, серия физическая, т. 46, №4, с.643-645.

МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В МАНГАНИТАХ $La_{1-x}Ag_yMnO_3$ ($Y \leq X$)

Гамзатов А.Г.¹, Мельников О.В.²

¹*Институт Физики ДагНЦ РАН,*

²*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

В последние годы в связи с возможностями практического применения пристальное внимание уделяется исследованию различных магнитных материалов, в которых магнитокалорический эффект (МКЭ) наблюдается вблизи комнатных температур.

В данной работе приводятся результаты исследования магнитокалорических свойств манганитов лантана, допированных серебром $La_{1-x}Ag_yMnO_3$ ($y \leq x$).

Магнитокалорические свойства серебросодержащих манганитов были исследованы авторами [1,2], которые показали, что МКЭ в манганитах, допированных серебром (Ag^+) значительно больше, чем в манганитах, допированных двухвалентным щелочноzemельным элементом (Ca^{2+} , Sr^{2+}), однако имеются значительные расхождения относительно величины эффекта и температуры, где он максимален.

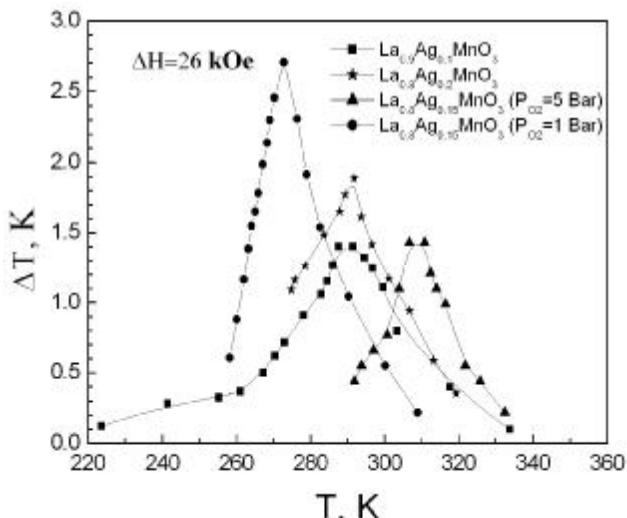
На рисунке приведены температурные зависимости МКЭ ΔT в поле 26 kOe для составов $La_{0.9}Ag_{0.1}MnO_3$, $La_{0.8}Ag_{0.2}MnO_3$, $La_{0.8}Ag_{0.15}MnO_3$ (условия спекания - $T=1373$ K, $P(O_2)=1$ bar) и $La_{0.8}Ag_{0.15}MnO_3$ ($T=1373$ K, $P(O_2)=5$ bar). Как видно из рисунка, величина МКЭ для исследованных составов достигает значительных величин, а температуры максимумов находятся вблизи комнатных

температуру. Максимальный эффект наблюдается для состава $La_{0.8}Ag_{0.15}MnO_3$ ($P(O_2)=1$ bar), достигая значений $\Delta T=2.8$ K в поле 26 kOe, $T_{max} \approx 270$ K. В то же время для образца такого же состава, но отожженного при более высоком парциальном давлении кислорода ($P(O_2)=5$ bar) получаются меньшие значения МКЭ ($\Delta T=1.5$ K), но при более высоких температурах ($T_{max} \approx 310$ K). Объясняется это тем, что использование более высокого парциального давления кислорода при спекании, хотя и приводит к укрупнению размеров зерен, делает керамику пористой с менее плотными межзеренными контактами.

Таким образом, исследован МКЭ в твердых растворах $La_{1-x}Ag_yMnO_3$. Оценена величина эффекта и установлена связь между технологией изготовления образцов и величиной магнитокалорического эффекта в них.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (№ 04-07-90011, 06-02-96612-р_юг_a).

E-mail: gamtatov_a@mail.dgu.ru



1.T. Tang, K.M. Gu, Q.Q. Cao et al. (2000) // JMMM, V. 222, P. 110-114.

2.Nguyen The Hien, Nguyen Phu Thuy (2002) // Physica B, V. 319, P. 168–173.

ВЛИЯНИЕ СОДЕРЖАНИЯ СЕРЕБРА НА ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАНГАНИТОВ $La_{0.8}Ag_xMnO_3$

Амиров А.А.¹, Гамзатов А.Г.², Мельников О.В.³

¹*Дагестанский Государственный Университет, ²Институт Физики
ДагНЦ РАН, ³МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

Среди перовкситных мanganитов с эффектом колоссального магнитосопротивления (КМС) в последнее время наибольшее внимание привлекают соединения, в которых редкоземельный металл замещен не двухвалентным, а одновалентным металлом, в частности, серебром. Основным преимуществом мanganитов, легированных однозарядными катионами по сравнению с мanganитами, легированными двухзарядными катионами является их высокая чувствительность к магнитному полю при комнатной температуре.

В данном сообщении приводятся результаты экспериментального исследования электропроводности, теплоемкости и магнитосопротивления керамических образцов $La_{0.8}Ag_{0.1}MnO_3$, $La_{0.8}Ag_{0.13}MnO_3$ $La_{0.8}Ag_{0.15}MnO_3$ и $La_{0.8}Ag_{0.2}MnO_3$.

Все керамические образцы были получены с использованием метода химической гомогенизации [2]. Катионный состав и химическую однородность контролировали при помощи рентгеноспектрального микронализа. Все полученные образцы обладали ромбоэдрической перовскитной структурой.

Результаты наших исследований приведены в виде таблицы. Исследования проводились в температурном диапазоне 77-350 К и магнитном поле 11 кЭ.

	$La_{0.8}Ag_{0.1}MnO_3$	$La_{0.8}Ag_{0.13}MnO_3$	$La_{0.8}Ag_{0.15}MnO_3$	$La_{0.8}Ag_{0.2}MnO_3$
T_M , К	300	286	284	304
$-(\Delta\rho/\rho_0)_{max}$, %	25	37,6	53,3	12,2
T_c (по C_p), К	287	-	265,4	-
$T_{max}(-\Delta\rho/\rho_0)$, К	294	281	267,2	298

Как правило, в мanganитах с характерным размером зерен в несколько микрон T_M и T_c примерно совпадают. В нашем случае такое совпадение не наблюдается, что видно из приведенных в таблице данных. Это можно объяснить следующим образом. Известно, что электросопротивление поликристаллических мanganитов с субмикронными размерами зерен определяется двумя механизмами рассеяния носителей заряда - межзеренным и внутризеренным рассеянием. Удельные вклады каждого механизма и T_M в такой системе зависят от соотношения размеров зерен и длины свободного пробега носителей заряда, в то время как температура магнитного фазового перехода T_c вполне конкретная величина, не зависящая от размеров зерен. Поэтому неудивительно, что T_c и T_M в нашем случае не совпадают. Следует отметить, что аналогичную картину наблюдали и авторы [1,2]. Согласно [2], $T_c < T_M$, в то время как у авторов [1] $T_c > T_M$. Для исследованных нами образцов реализуются обе ситуации (см. таблицу). В то же время сравнение результатов измерения магниторезистивного эффекта с данными по теплоемкости показывает, что T_c примерно совпадает с температурой максимума эффекта КМС.

E-mail: pascal@mail.dgu.ru

1. O.Yu. Gorbenko, O.V. Melnikov, A.R. Kaul et al. (2005) // Mat.Science & Eng. B, V.116. P.64.
2. L.Pi. Hervieu, A.Martin, B.Raveau (2003) // Solid State Comm. V.126. P.229.

МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Гладких Д.В.

Ставропольский государственный университет, Ставрополь, Россия

Была исследована магнитная восприимчивость магнитной жидкости (МЖ) с микрокапельной структурой при воздействии на нее переменного электрического поля. Исследованный образец был приготовлен из магнитной жидкости на основе керосина с магнетитовыми частицами (объемная концентрация магнетита составляла 8,1%) и олеиновой кислотой в качестве стабилизатора. После добавления в МЖ минерального масла, нагревания и перемешивания смеси была получена магнитная жидкость с хорошо развитой системой микрокапельных агрегатов с более высокой концентрацией магнитной фазы, чем омывающая их среда. Диаметр капель составлял 2-5 мкм, их объемное содержание достигало 20%. Для изучения влияния электрического поля на магнитную восприимчивость МЖ использовалась прямоугольная ячейка ($95 \times 28 \times 2,5$ мм) с плоско параллельными электродами на которые подавалось переменное напряжение регулируемой частоты. На внешней стороне ячейки намотана измерительная катушка, при этом измерительное магнитное поле направлено перпендикулярно электрическому. Эффективная магнитная восприимчивость определялась мостовым методом, ее численное значение рассчитывалось по формуле $c = (L - L_0)/L_0$ (L_0 и L – индуктивности пустого и заполненного образцом соленоида, соответственно). Измерение индуктивности проводилось на частоте 1 кГц измерителем имmittанса LCR-817 с погрешностью, не превышающей 0,05 %.

Оказалось, что зависимость магнитной восприимчивости от напряженности переменного электрического поля имеет различный характер в зависимости от частоты

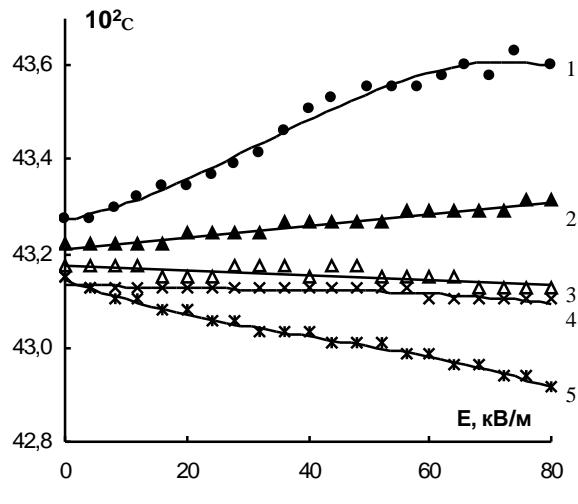


Рис. 1.

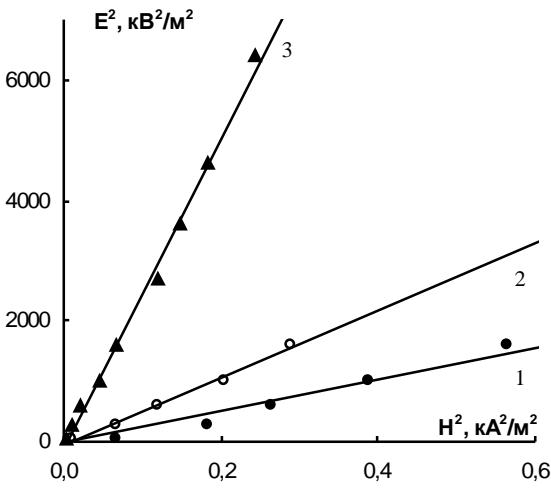


Рис. 2.

электрического поля (рис.1, 1- $f=100\text{Гц}$, 2- $f=1\text{kГц}$, 3- $f=5\text{kГц}$, 4- $f=10\text{kГц}$, 5- $f=20\text{kГц}$). При частотах ниже $\sim 3\text{kГц}$ капли сплющиваются вдоль электрического поля и восприимчивость увеличивается с ростом напряженности электрического поля (рис.1, кривые 1 и 2). При этом на частотах меньших 1 кГц (кривая 1) зависимость $\chi(E)$ имеет максимум, наличие которого обусловлено развитием электрогидродинамических процессов, нарушающих стационарную форму микрокапель. Когда частота электрического поля больше 3 кГц восприимчивость убывает (рис.1, кривые 3 – 5). Это связано с тем, что при больших значениях частоты поля свободные заряды на межфазных границах не успевают накапливаться, капли вытягиваются вдоль электрического поля и эффективная магнитная восприимчивость в поперечном E направлении уменьшается.

Сильные магнитные свойства микрокапель позволяют использовать дополнительное воздействие постоянного магнитного поля для изучения закономерностей их деформации в электрических полях. В случае низких частот электрического поля, когда капли сплющиваются, действие соправленного с электрическим магнитного поля может приводить к восстановлению их сферической формы. На рис.2 приведены компенсационные графики (1- $f=100\text{Гц}$, 2- $f=500\text{Гц}$, 3- $f=1000\text{Гц}$) в координатах H^2-E^2 , характеризующие процесс восстановления сферической формы капли, полученные на основе результатов исследования магнитной восприимчивости в скрещенных постоянном магнитном и переменном электрическом полях.

Таким образом, процессы деформации микрокапельных агрегатов в силовых полях приводят к изменению магнитных свойств МЖ с микрокапельной структурой.

–mail: Gladkih1981@mail.ru

ОСОБЕННОСТИ ДЕФОРМАЦИИ НЕМАГНИТНОЙ КАПЛИ, ПОМЕЩЕННОЙ В МАГНИТНУЮ ЖИДКОСТЬ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Константинова Н.Ю., Нечаева О.А.

Ставропольский государственный университет

Магнитные жидкости (ферроколлоиды) к настоящему времени получили известность благодаря уникальному сочетанию ими сильных магнитных свойств и текучести. В последнее время предпринимаются попытки создания новых композиционных жидких намагничивающих сред, способных эффективно взаимодействовать с электрическими и магнитными полями. К таким средам относятся магниточувствительные эмульсии, которые могут представлять собой как капли магнитной жидкости, взвешенные в жидкой среде, так и капли жидкой среды, взвешенные в магнитной жидкости. Настоящая работа посвящена исследованию особенностей деформации немагнитных капель, взвешенных в магнитной жидкости в постоянном магнитном поле.

Магнитная эмульсия была приготовлена путем диспергирования авиационного масла, в несмешивающейся с ним магнитной жидкости на основе керосина. В качестве исходных использовалась магнитная жидкость с концентраций магнетита 10 об. % и динамической вязкостью порядка 10^{-3} Па с. Размер капель составлял 5 - 30 мкм.

Экспериментальное изучение формы капель проводилось с помощью наблюдений в оптический микроскоп, который помещался между катушками Гельмгольца, создающими однородное поле в месте расположения кюветы с магнитной эмульсией.

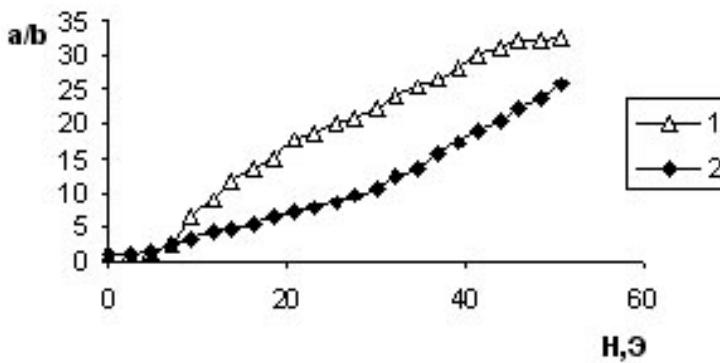


Рис.1

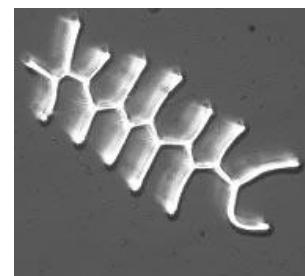


Рис.2

Оказалось, что действие магнитного поля приводит к деформации немагнитных капель, которые можно уподобить “магнитным дыркам” в однородно намагниченной среде. На рис.1 представлена зависимость полуосей деформируемой в эллипсоид вращения капли от напряженности магнитного поля (кривая 2). Здесь же представлена подобная зависимость для капли используемой магнитной жидкости, взвешенной в авиационном масле (кривая 1). Как можно видеть из рисунка, эти кривые имеют существенные различия, что согласуется с результатами ранее проведенного теоретического описания подобных эффектов.

В случае быстрой смены направления поля на 90^0 , полоска из немагнитной жидкости сначала расплющивается, а затем превращается в комплекс, в котором просматриваются полоски, направленные вдоль нового направления поля. Несколько иной характер деформации наблюдается в случае направления поля перпендикулярно тонкому (30-40 мкм) слою эмульсии. В этой ситуации капельные образования трансформируются в ветвистые фигуры с центральной симметрией (напоминающие снежинки), а на полосках появляются в шахматном порядке расположенные отростки (рис.2). Объяснение обнаруженной структурной организации в системе немагнитных капель, взвешенных в магнитной жидкости, проведено на основе энергетического подхода при условии ограниченного объема исследованного образца.

konstnj@mail.ru

ВЛИЯНИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ УРОВНЕЙ ЛАНДАУ НА ОБРАЗОВАНИЕ ДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОН–ДЫРОЧНОЙ ЖИДКОСТИ И НА БОЗЕ–ЭЙНШТЕЙНОВСКУЮ КОНДЕНСАЦИЮ ДВУМЕРНЫХ МАГНИТОЭКСИТОВ

**Думанов Е.В.

Институт прикладной физики, АН Республики Молдова

Работа посвящена изучению двумерных электрон–дырочных(e-h) систем в сильном перпендикулярном магнитном поле. Особый интерес представляет влияние на e-h

** Доклад отнесен жюри, как один из лучших на подсекции.

системы виртуальных квантовых переходов взаимодействующих частиц между уровнями Ландау. Такие переходы двух взаимодействующих частиц с нижайшего уровня Ландау на возбужденные уровни Ландау с квантовыми номерами n и m , и обратный их переход на нижайший уровень во втором порядке теории возмущения приводит к косвенному взаимодействию между частицами, в дополнение к Кулоновскому взаимодействию между ними. Влияние этого косвенного взаимодействия на энергию связи электрон–дырочной капли металлического типа и на химический потенциал Бозе–Эйнштейновской конденсации(БЭК) магнитоэкситонов изучено в приближении Хартри–Фока. Дополнительные электрон–электронное, дырка–дырочное и электрон–дырочное взаимодействия, будучи усредненными с прямым спариванием операторов, приводят к увеличению энергии связи экситона и понижает энергию приходящуюся на одну $e-h$ пару в составе электрон–дырочной жидкости(ЭДЖ). Средние значения, полученные при обменном спаривании операторов и в результате и- ν преобразования Боголюбова приводят к стабилизации БЭК экситонов с волновым вектором близким к нулю. Энергия, приходящаяся на одну $e-h$ пару в составе ЭДЖ расположена на энергетической шкале вблизи значения химического потенциала Бозе–конденсированных магнитоэкситонов.

evgenii.dumanov@phys.asm.md , dum_evg@mail.ru

МИКРОМАГНИТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИСТЕРЕЗИСА ОДНООСНОГО ВЫСОКОАНИЗОТРОПНОГО МАГНЕТИКА С ГЕТЕРОГЕННЫМ ВЫДЕЛЕНИЕМ ВТОРОЙ ФАЗЫ

Ерёмин А.М.

Бийский педагогический государственный университет им. В.М. Шукшина,

Коэрцитивная сила по намагниченности H_c постоянных магнитов с высокой удельной магнитной энергией на основе сплавов NdFeB является основным фактором, определяющим их использование в ряде областей техники. Резкое снижение H_c по сравнению с теоретическим пределом $H_c=2K/M_s$ (здесь K – константа магнитокристаллической анизотропии, M_s – намагниченность насыщения) связывают с наличием дефектных областей и выделений с пониженной константой магнитокристаллической анизотропии, в которых легко образуются зародыши перемагничивания.

В этой связи, целью настоящей работы является разработка методики численного моделирования процессов перемагничивания высокоанизотропных магнетиков с ко-герентно и некогерентно связанными магнитными дефектами различной формы и ширины, выступающими в роли центров зарождения доменов перемагничивания, а также последовательный теоретический анализ влияния магнитостатических полей на эти процессы [1].

Постановка задачи и методика численных расчётов.

Теоретическое исследование процессов перемагничивания магнетиков опирается на микромагнитный подход. Этот подход является достаточно универсальным и поэтому весьма распространённым при таких исследованиях. В целом он был сформулирован в работе [2], где в наиболее общем виде были выписаны основные уравнения,

получаемые при варьировании функционала свободной энергии, вместе с граничными условиями.

Рассматривались магнитные дефекты в форме пластиначатого выделения, цилиндра, эллипсоида вращения, сферы с произвольными магнитными параметрами. Оси легкого намагничивания матрицы и выделения были параллельные (когерентные выделения) или перпендикулярны (некогерентные выделения) друг относительно друга. Внешнее магнитное поле совпадало по направлению с осью лёгкого намагничивания матрицы. Граница между выделением и матрицей аппроксимировалась резким или непрерывным переходным слоем, на котором магнитные параметры изменялись скачком или непрерывно и линейно.

Результаты численных расчётов и их анализ. Некоторые результаты расчётов приведены и проанализированы в работах [3-4].

E-mail: eam77@yandex.ru

1. Манаков Н.А. Ерёмин А.М., Толстобров Ю.В. Численное моделирование процесса зародышеобразования обратных доменов в одноосных магнетиках // XIII Междунар. конф. по постоянным магнитам: Тез. докл. – Сузdal': М., 2000. – С. 62.
2. Браун У.Ф. Микромагнетизм. - М.: Наука, 1979. – 159 с.
3. Ерёмин А.М., Манаков Н.А., Толстобров Ю.В. Численное моделирование зародышеобразования обратных доменов в высокоанизотропных магнетиках // Изв. ВУЗов. Физика. - 2002. – Т.44, №8 (Приложение). - С. 26-29.
4. Еремин А.М., Манаков Н.А., Толстобров Ю.В. Численное моделирование зародышеобразования обратных доменов на дефектах в высокоанизотропных магнетиках // Магнитная анизотропия и гистерезисные свойства редкоземельных сплавов: Сб. материалов. Всерос. школы-семинара. - Тверь: Твер. гос ун-т, 2003. - С. 5-13.

МАГНИТНОЕ УПОРЯДОЧЕНИЕ В КУБИЧЕСКИХ РЕШЕТКАХ С РККИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Савунов М.А., Нефедев К.В.

Дальневосточный государственный университет, Владивосток

Активное изучение магнитных наносистем в настоящее время обусловлено широким их применением в устройствах, предназначенных для хранения и обработки информации, а также развитием современного и очень перспективного прикладного направления физики конденсированного состояния - спинtronики. Очевидно, что развитие и совершенствование технологии нуждается, в том числе и в теоретических основаниях. В частности, представляет фундаментальный и практический интерес исследование магнитных состояний кристаллических материалов с косвенным обменным взаимодействием Рудермана-Кителя-Кассуя-Иосиды (РККИ) между спинами и с различными симметриями решетки (гранецентрированной кубической - ГЦК, объемцентрированной кубической - ОЦК, простой кубической - ПК).

Ранее в работах (В.И. Белоконь, К.В. Нефедев, 2001) и (В.И. Белоконь, К.В. Нефедев, М.А Савунов, 2006) был представлен расчет функции распределения случайных полей обменного взаимодействия и показано, что эта функция имеет вид функции Гаусса, а

ее параметры (корреляторы) – математическое ожидание H_0 и среднеквадратичная дисперсия B зависят от закона взаимодействия и концентрации магнитных наночастиц в немагнитной кристаллической матрице. Величина $g = H_0 / B$ позволяет сделать вывод относительно типа упорядочения, которое устанавливается в системе наночастиц (спинов), где H_0 и B для кристаллических материалов имеют следующий вид

$$H_0 = p \sum_{k=1}^{\infty} n_k J_k(R_k) \quad \text{и} \quad B^2 \approx 2p \sum_{k=1}^{\infty} n_k J_k^2(R_k).$$

Здесь $p = N_0 / N$, N_0 - число магнитных атомов, N - число узлов в кристалле, k - номер атомного слоя. Расстояние R_k между выбранным магнитным атомом с координатами $\{x_0, y_0\}$ и магнитными атомами, находящимися в k -слое. Число магнитных атомов n_k в k -слое, например для ПК решетки, может быть вычислено как число корней уравнения $R_k = a\sqrt{(x_k - x_0)^2 + (y_k - y_0)^2 + (z_k - z_0)^2}$. На рис. 1а.-1с. представлена зависимость g от числа свободных электронов, приходящихся на элементарную кристаллическую ячейку n , для типа решеток ПК, ОЦК и ГЦК соответственно:

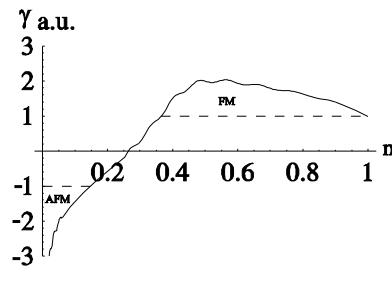


Рис. 1а.

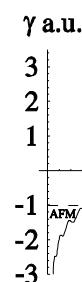


Рис. 1б.

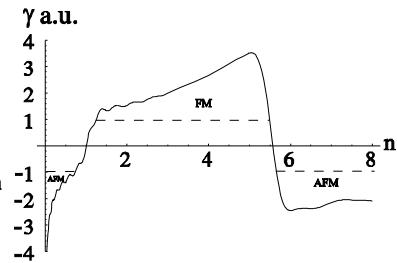


Рис. 1с.

E-mail: knefedev@phys.dvgu.ru

1. В.И. Белоконь, К.В. Нефедев, ЖЭТФ **120**, 156 (2001).
2. В.И. Белоконь, К.В. Нефедев, М.А. Савунов, ФТТ, принята в печать, 2006.

ИССЛЕДОВАНИЕ АНИЗОТРОПНОГО ХАРАКТЕРА РЕЛАКСАЦИИ ВЕКТОРА МАГНИТНОГО МОМЕНТА ОДНОДОМЕННЫХ ЧАСТИЦ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ КОЛЛОИДАХ

Борисенко О.В.

Ставропольский государственный университет

Работа посвящена теоретическому анализу причин агрегатизации магнитных коллоидов при отсутствии внешнего магнитного поля. Автору работы удалось показать, что механизм флюктуации магнитного момента однодоменной частицы во многом

определяется наличием дефектов кристаллической решётки, а уравнение, описывающее неелевское время релаксации магнитного момента [2],

$$t_p = t_0 \exp\left(\frac{K_a V}{kT}\right), \quad (1)$$

носит приближённый характер. Иными словами можно говорить о том, что процессы разрушения и последующего восстановления спонтанной упорядоченности вдоль оси лёгкого намагничивания однодоменной частицы должны сопровождаться своего рода анизотропной формой неелевской релаксации вектора магнитного момента однодоменной частицы, который при переходе из основного состояния в инверсное должен преодолевать потенциальные барьеры разной величины $E_{n1} = -K_a V$; $E_{n2} = -K_a (V - 2V_{yn})$, где V_{yn} - суммарный объём дефектных областей. Если представить время t_{pa} анизотропной релаксации намагниченности частицы в виде суммы $t_{pa} = t_{1p} + t_{2p}$, где t_{1p} и t_{2p} - время нахождения вектора магнитного момента частицы в одном из равновесных состояний, то в нашем случае будем иметь соотношение $t_{1p} \neq t_{2p}$.

Вероятности переходов¹ вектора намагниченности в то или иное равновесное состояние по Неелю задаются формулами [1]:

$$p_1 = f_0 \exp\left(-\frac{E_{n1} - E_1}{kT}\right), \quad p_2 = f_0 \exp\left(-\frac{E_{n2} - E_2}{kT}\right), \quad (2)$$

где E_1 и E_2 - энергия частицы в соответствующих равновесных состояниях; E_{n1} и E_{n2} - потенциальные барьеры, которые вектор намагниченности частицы должен преодолеть при переходе в соответствующее равновесное состояние; $f_0 \approx \frac{g}{2p} H_{\phi}$, $g \approx 17,593 \cdot 10^8 c^{-1} \mathcal{E}^{-1}$ - гиромагнитное отношение, H_{ϕ} - эффективное молекулярное поле.

Показано, что для анизотропной релаксации уравнения (2) принимают вид:

$$p_{1a} = f_0 \exp\left(-\frac{K_a V}{kT}\right), \quad p_{2a} = f_0 \exp\left(-\frac{K_a V}{kT}\right) \exp\left(-\frac{2K_a V_{yn}}{kT}\right),$$

откуда следует выражение

$$t_{pa} = t_0 \exp\frac{K_a V}{kT} \cdot \frac{2}{1 + \exp\left(-\frac{2K_a V_{yn}}{kT}\right)},$$

отличающееся от классического закона (1) поправочным коэффициентом, учитывающим влияние дефектов кристаллической решётки на механизм релаксации магнитного момента однодоменной частицы.

E-mail: bormail@list.ru

1. Вонсовский С. В. Магнетизм. – Москва: Наука, 1971.
2. Фертман В. Е. Магнитные жидкости. – Минск: Вышэйшая школа, 1988.

¹ Здесь речь идёт не о математических вероятностях, а о частотах рассматриваемых процессов.

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОКАЗАТЕЛЯ СТЕПЕНИ ПРИ ДЛИНЕ РАССЕЯННОГО СВЕТА

Борисенко О.В.

Ставропольский государственный университет

Методика измерений состояла в измерении интенсивности I_0 света, падающего на кювету с магнитной жидкостью, и интенсивности I света, рассеянного образцом в направлении, перпендикулярном направлению падающего луча. Измерения производились в диапазоне длин волн от 600 нм до 750 нм, где поглощение средой света минимально. В качестве рабочей формулы использовалось уравнение

$$I = 9p^2 \left[\frac{e_1^2 - e_2^2}{e_1^2 + 2e_2^2} \right] \frac{V^2 \sin^2 j}{R^2 I^n} I_0, \quad (1)$$

где n – показатель степени при длине волны I , подлежащий измерению. Вводя обозначение

$$A = 9p^2 \left[\frac{e_1^2 - e_2^2}{e_1^2 + 2e_2^2} \right] \frac{V^2 \sin^2 j}{R^2}, \quad (2)$$

перепишем уравнение (1) в более удобном виде:

$$I = I_0 \frac{A}{I^n}. \quad (3)$$

Тогда, записывая отношение I_2/I_1 интенсивностей рассеянного света на двух длинах волн I_1 и I_2 , получим:

$$\frac{I_{01}I_2}{I_{02}I_1} = \frac{A_2}{A_1} \left(\frac{I_1}{I_2} \right)^n$$

Логарифмируя это отношение, получим:

$$\ln \frac{I_{01}I_2}{I_{02}I_1} = n \ln \frac{I_1}{I_2} + \ln \frac{A_2}{A_1}. \quad (4)$$

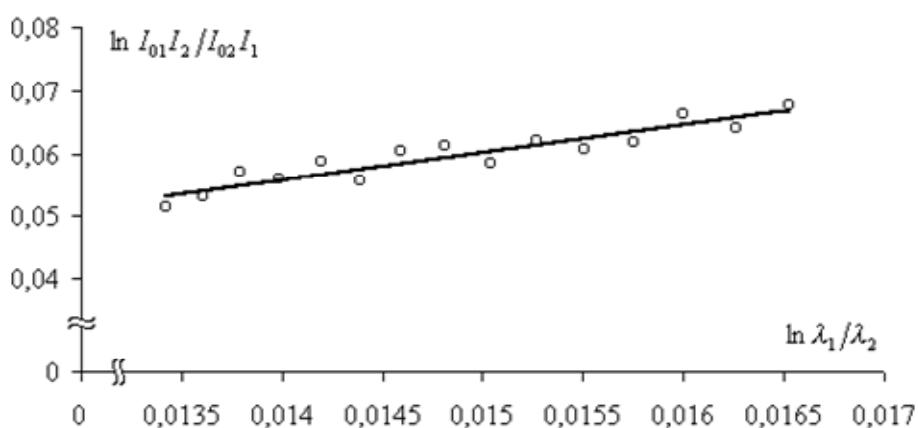


Рис. 1.

Величина показателя степени n определялась по тангенсу угла наклона зависимости (4). Результаты исследований для образца с объёмной концентрацией магнитной фазы 0,003 графически представлены на рисунке 1.

Анализ результатов показал, что в указанном диапазоне длин волн показатель степени для всех исследованных образцов в пределах погрешностей эксперимента не отличается от четырёх.

E-mail: bormail@list.ru

1. В.В. Падалка, О. В. Борисенко Рассеяние света разбавленными магнитными жидкостями. 10 - я юбилейная международная плёсская конференция по магнитным жидкостям. // Сборник научных трудов. - Сентябрь., 2002. - Плёс., Россия.
2. Борисенко О. В. Определение показателя степени при длине света, рассеянного магнитной жидкостью. Фундаментальные проблемы физики. Сборник тезисов. - Июнь, 2005. - Казань, Россия.

ВЛИЯНИЕ НЕМАГНИТНЫХ ВКЛЮЧЕНИЙ НА ХАРАКТЕР КОНЦЕНТРАЦИОННОЙ ЗАВИСИМОСТИ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

Борисенко О.В.

Ставропольский государственный университет

В работе исследована зависимость магнитной восприимчивости с магнитной жидкости от концентрации j магнитной фазы в диапазоне от десятых долей до 45 % магнетита (рис. 1). Впервые экспериментально обнаружен скачок первой производной dC/dj в области 30 % и характерные экстремумы в области 40 % твёрдой фазы.

Анализ полученных результатов осуществлялся по следующей схеме. Если D – объёмная концентрация магнетитовых частиц с учётом оболочки поверхности-активного вещества, то $D/j = (R+d)^3 / R^3 = 2,744$, где $R=5$ нм – радиус частицы, а $d=2$ нм – длина молекулы олеиновой кислоты. Из геометрических соображений $D_{max} = 0,74$ (так как любой шар удерживается 12 соседями), следовательно $j_{max} = D_{max} / 2,744 = 0,27$, что находится в хорошем согласии с результатами эксперимента и известной формулой $C_{max} = pd^3 / (3\sqrt{2}(d+2d)^3) = 0,27$. Таким образом, можно говорить, что наблюдаемый в эксперименте экстремум может быть связан с присутствием в образце немагнитных включений, заполняющих пространство

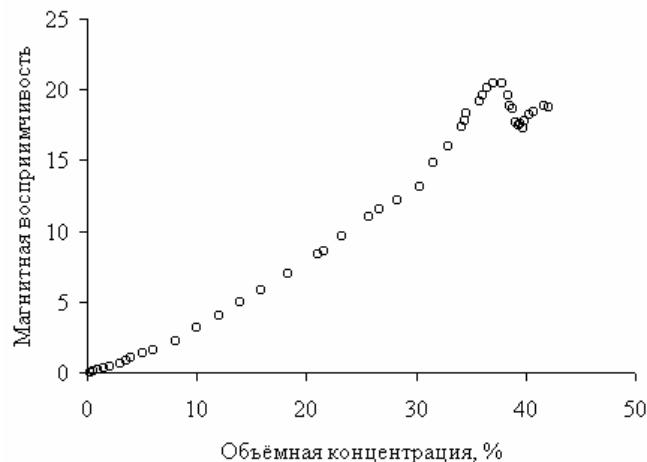


Рис. 1.

между частицами магнетита. Введём коэффициент включений: $k = j_{\text{вкл}} / j$ = 1,6, где $j_{\text{вкл}}$ и j - концентрация немагнитных включений и магнетита соответственно. Тогда дальнейшие расчёты дали следующие результаты:

$D_1 = 0,123$ – минимальная упаковка шаров (опора на 4 «соседа») $\Rightarrow j_{\text{min}} = 0,045$;

$D_2 = 0,34$ – уплотнённая упаковка шаров (4 «соседа», расположенные пирамидой, а не тетраэдром) $\Rightarrow j_{\text{уплотн}} = 0,124$;

$D_3 = 0,513$ – плотная упаковка шаров (опора на 6 «соседей») $\Rightarrow j_{\text{плотн}} = 0,19$.

Найдём теперь $j_{\text{вкл}} = kj : j_{\text{min вкл}} = 0,07$, $j_{\text{уплотн вкл}} = 0,193$, $j_{\text{плотн вкл}} = 0,3$. Легко заметить, что результаты расчётов хорошо согласуются с результатами эксперимента, представленными на рисунке.

Таким образом, увеличение концентрации магнетита, по всей видимости, приводит к дополнительным механическим связям, т. е. к уменьшению числа степеней свободы ферромагнитных частиц, что происходит скачкообразно при D_1 , D_2 и D_3 . Следовательно, уменьшается кинетическая энергия хаотичного движения магнетитовых частиц, т. е. облегчается процесс намагничивания образца, что ведёт к скачкообразному росту его восприимчивости. Некоторым промежуточным значениям концентрации (когда число «соседей» у частиц мелких немагнитных включений находится между 4 и 6, 6 и 12) соответствует механическая неустойчивость мелкой фракции, что вновь приводит к появлению кинетических степеней свободы и, следовательно, некоторому уменьшению восприимчивости. Затем при концентрациях мелкой фракции D_1 , D_2 и D_3 опять наступает механическая стабильность в поведении немагнитных включений, в результате чего процесс намагничивания протекает легче, а магнитная восприимчивость образца возрастает.

E-mail: bormail@list.ru

ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССОВ СТРУКТУРООБРАЗОВАНИЯ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАГНИТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ЭМУЛЬСИЙ

Закинян А.Р.

Ставропольский Государственный Университет

Магнитные жидкости – мелкодисперсные коллоиды ферро- и ферримагнетиков, проявляющие ряд интересных свойств при взаимодействии с магнитным полем. На их основе возможно создание более сложных дисперсных систем, одной из которых являются магниточувствительные эмульсии. В настоящей работе приводятся результаты исследования магнитной эмульсии, дисперсионной средой в которой является магнитная жидкость на основе керосина, а дисперсной фазой – глицерин. Можно ожидать зависимость свойств такой системы от действия внешних магнитных полей.

При воздействии на такую среду магнитного поля немагнитные капли, окруженные жидкостью намагничивающейся средой объединяются в цепочечные структуры, которые ориентируются вдоль вектора напряженности магнитного поля (рис. 1). В результате такого структурообразования должна возникнуть анизотропия свойств магнито-

чувствительной эмульсии, оказывающая влияние, в частности, на ее электропроводность и диэлектрическую проницаемость. Для установления этого влияния были исследованы зависимости удельной электрической проводимости (σ) и диэлектрической проницаемости (ϵ) от величины и направления внешнего магнитного поля. Исследования показали, что с увеличением объемной доли дисперсной фазы эмульсии наблюдается нелинейный рост величин ϵ и σ . Оказалось, что ϵ и σ эмульсии существенно зависят от величины и направления приложенного магнитного поля. С возрастанием напряженности внешнего магнитного поля, параллельного электрическому измерительному полю, значения величин σ и ϵ также увеличиваются в несколько раз, достигая насыщения при некотором значении напряженности магнитного поля. При взаимно перпендикулярном направлении полей изменения практически не наблюдаются. На рисунке 2 приведены зависимости относительных изменений диэлектрической проницаемости от концентрации дисперсной фазы, при различных значениях напряженности внешнего магнитного поля

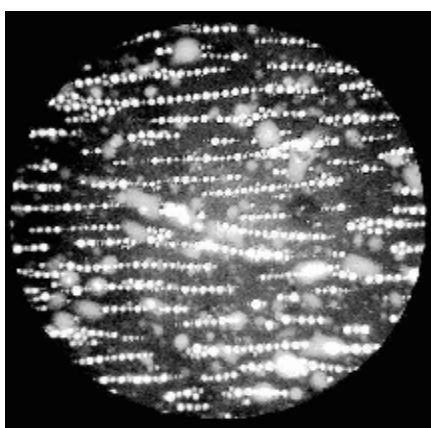


Рис. 1

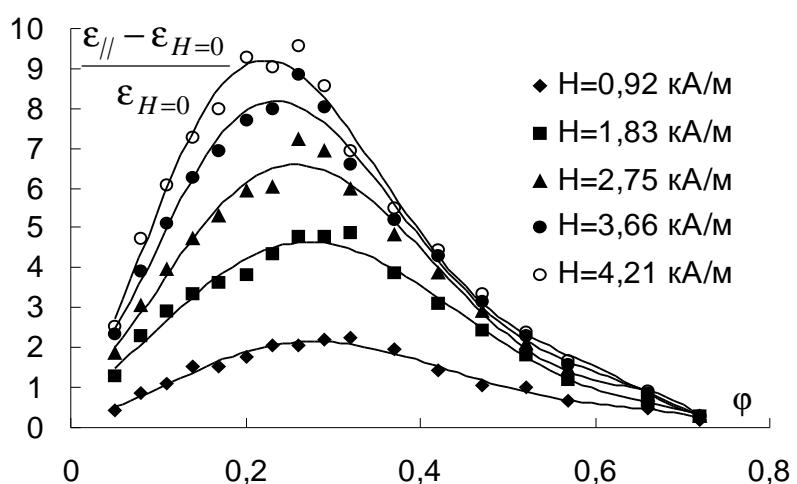


Рис. 2

Проведенные исследования свидетельствуют о возможности создания таких композиционных систем, электрическими свойствами которых можно достаточно эффективно управлять с помощью магнитного поля. При этом довольно значительные изменения можно получать, подавая сравнительно небольшие магнитные поля, что в сочетании с относительно не сложным способом получения таких систем указывает на возможность их широкого практического применения. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 04-02-16901а).

E-mail: zakinyan@mail.ru

Научный руководитель: проф., д. ф.-м. н. Диканский Ю. И.

Работа поддержана грантом РФФИ (проект № 04-02-16487), грантом президента РФ по поддержке ведущих научных школ (грант № НШ-2253.2003.2) и ФЦП “Интеграция” (№ И0228).

РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК СПИНОВОЙ ДИНАМИКИ ФЕРРОМАГНЕТИКА С УЧЕТОМ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЭНЕРГИИ

Магомедов Ш.А., Рабазанов А.К.,
Мусаев Г.М.

Дагестанский государственный университет, физический факультет,

Известно, что поверхностная энергия играет заметную роль при теоретическом исследовании различных магнитных структур, особенно низких размерностей.

В рассматриваемой нами модели гамильтониан системы записывается в виде:

$$\begin{aligned} \hat{H} = & \sum_{\substack{f_1, \lambda_1, f_2, \lambda_2, \sigma_1, \\ \sigma_2, f'_1, \lambda'_1, f'_2, \lambda'_2}} F(f_1, \lambda_1, f_2, \lambda_2, f'_1, \lambda'_1, f'_2, \lambda'_2) \hat{a}_{f_1 \lambda_1 \sigma_1}^+ \hat{a}_{f_2 \lambda_2 \sigma_2}^+ \hat{a}_{f'_2 \lambda'_2 \sigma_2}^+ \hat{a}_{f'_1 \lambda'_1 \sigma_1}^+ + \\ & + \sum_{\substack{f_1, \lambda_1, f_2, \lambda_2, \sigma_1, \\ \sigma_2, \varphi_1, l_1, \varphi_2, l_2}} F_{VS}(f_1, \lambda_1, f_2, \lambda_2, \varphi_1, l_1, \varphi_2, l_2) [\hat{a}_{f_1 \lambda_1 \sigma_1}^+ \hat{a}_{f_2 \lambda_2 \sigma_2}^+ \hat{b}_{\varphi_2 l_2 \sigma_2} \hat{b}_{\varphi_1 l_1 \sigma_1} + \quad (1) \\ & + \hat{b}_{\varphi_1 l_1 \sigma_1}^+ \hat{b}_{\varphi_2 l_2 \sigma_2}^+ \hat{a}_{f_2 \lambda_2 \sigma_2}^+ \hat{a}_{f_1 \lambda_1 \sigma_1}^+] + \sum_{j \sigma k} \epsilon_j(K) \hat{n}_{j\sigma}(K) + \hat{H}_{SO} \end{aligned}$$

Здесь вторая сумма есть операторы Гамильтона $S - V$ и $V - S$ взаимодействий, \hat{a}^+ , \hat{a} и \hat{b}^+ , \hat{b} - операторы рождения и уничтожения, относящиеся к объему и поверхности, соответственно, $\hat{n}_{j\sigma}(K)$ - оператор числа частиц в пространстве импульсов.

Используя процедуру диагонализации гамильтониана, можно получить динамические характеристики спиновой системы. В частности, нами получены выражения для $S_z(t) = \langle \Psi(0) | \hat{S}_z | \Psi(t) \rangle$ и тензора нелинейной магнитооптической восприимчивости $\chi_{xxx}^{(2)}(\omega, t)$ на второй гармонике, которые могут служить индикаторами динамики спиновой системы. Z -вая компонента оператора спина имеет вид $\hat{S}_z = \frac{1}{2}(\hat{n}_\uparrow - \hat{n}_\downarrow)$.

Зарядовая динамика в ферромагнетике протекает быстрее спиновой, что связано с существованием времени спиновой памяти [1]. Увеличение обменного и псевдоспин-фононного взаимодействий приводит к ускорению спиновой динамики. В частности, для ферромагнитных многослойных структур получено, что характерное время спиновой динамики значительно меньше времени спин-решеточной релаксации.

E-mail: 545vega@mail.ru

1. Казбеков К.К., Мусаев Г.М. Спиновой гамильтониан Гейзенберга для ферромагнетика с поверхностью // Труды XVII Международной школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники» Москва.-2000.-С.87-90.
2. W. Hubber and G.P. Zhang, Phys. Rev. B 58, R5920 (1998).

ИССЛЕДОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ КАПЕЛЬ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПРИ УСЛОВИИ ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ.

Копылова О.С.

Ставропольский государственный университет

Проведенные наблюдения показали, что две, одновременно начавшие двигаться в жидкой среде под действием силы тяжести капли магнитной жидкости в отсутствии магнитного поля, начинают притягиваться друг к другу вследствие их гидродинамического взаимодействия. В результате этого расстояние между параллельно падающими каплями с течением времени уменьшается. Наложение магнитного поля по направлению движения двух капель магнитной жидкости приводит к изменению траекторий их движения вследствие появления сил отталкивания за счет приобретения каплями магнитных моментов, направленных параллельно друг другу. В этом случае возможна компенсация сил притяжения гидродинамической природы и магнитных сил отталкивания. При осуществлении такой компенсации капли двигаются без изменения расстояния между ними. При увеличении напряженности магнитного поля магнитные силы начинают преобладать над гидродинамическими силами притяжения и, прежде параллельные траектории движения капель, начинают расходиться (рис. 1). В случае, воздействия магнитного поля, перпендикулярного направлению движения капель, они начинают сближаться, а при некотором значении напряженности магнитного поля могут слиться в одну каплю. Очевидно, что при таких условиях силы взаимодействия и гидродинамического и магнитного происхождения имеют характер притяжения и способствуют уменьшению расстояния между каплями вплоть до их слияния.

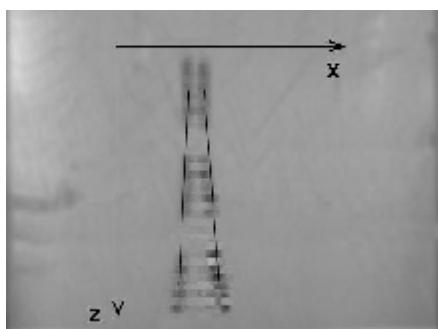


Рис.1

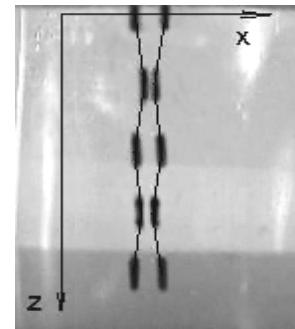


Рис.2

Воздействие на движущиеся капли переменного магнитного поля приводит к пульсации их формы и периодическому изменению коэффициента сопротивления движению. Величина магнитного момента капли также изменяется в соответствии с периодическим изменением намагничивающего поля. На рисунке 2 приведены траектории падения двух капель магнитной жидкости в переменном магнитном поле, направленном вдоль вертикали. Как видно из рисунка, траектории движения имеют извилистый вид. Аналогичный вид имеют траектории движения капель магнитной жидкости в случае направления магнитного поля перпендикулярно движению. Однако в этом случае магнитные силы взаимодействия капель приводят к их периодическому столкновению (в соответствии с частотой поля) с последующим отталкиванием, связанным, по-видимому, с наличием сил поверхностного натяжения. Теоретическое обоснование на-

бллюдаемых особенностей движения капель проведено на основе анализа уравнений движения с применением компьютерных технологий.

zolterxp@list.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ МОДЕЛИ ДВОЙНОГО ОБМЕНА МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

Магомедов М.А., Арсланов Т.Р.

Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия

Легированные редкоземельные мanganиты с общей химической формулой $\text{Re}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ (где Re обозначает редкоземельный элемент, A – двухвалентный элемент, в основном Ca, Ba или Sr) обладают целым рядом уникальных свойств, среди которых, в первую очередь, следует отметить колоссальное магнитосопротивление (КМС). Физические свойства этих материалов сильно зависят от концентрации элемента A, который может варьироваться в широких пределах: $0 \leq x \leq 1$. При этом система переходит через целый ряд фазовых переходов с различными типами упорядочения: магнитного, структурного и электронного.

Нами проведены численные исследования решеточной модели мanganитов. Для этого было проведено обобщение новейшего однокластерного алгоритма Вульфа. Расчеты проводились на образцах кубической формы с линейными размерами $L = 10 \div 40$, при этом количество спинов в системе составило $N = 1000 \div 64000$. На систему накладывались периодические граничные условия.

Так как учет квантового характера поведения системы значительно усложняет методику исследования (необходимо использование квантовых методов Монте-Карло), и требуются многомесячные вычисления на суперкомпьютерах, нами была проведена аппроксимация спинов к классическому случаю. Исходя из сказанного, нами предложена следующая модель, описывающая поведение мanganитов:

$$H = -\frac{1}{2} J \sum_{\langle i,j \rangle} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - \frac{1}{2} J_{DE} \sum_{\langle k,l \rangle} \sqrt{1 + \vec{S}_k \cdot \vec{S}_l}, \quad |\vec{S}_i| = 1, \quad (1)$$

где $\vec{S}_i = (S_i^x, S_i^y, S_i^z)$ – классический гейзенберговский спин в узле i . Первая сумма учитывает косвенное обменное взаимодействие ионов марганца через ионы кислорода ($J < 0$), вторая – двойной обмен ($J_{DE} > 0$).

Нами планируется провести комплексные исследования данной системы при различных значениях J и J_{DE} . На данный момент времени проведены исследования при следующих наборах:

($J = 1$ и $J_{DE} = 0$) – чистая модель Гейзенберга (учитывается только обменное взаимодействие);

($J = 0$ и $J_{DE} = 1$) – чистая модель двойного обмена (учитывается только двойной обмен);

($J = 1$ и $J_{DE} = 1$) – смешанная модель (учитываются оба типа взаимодействия).

Для всех исследованных моделей рассчитаны температурные зависимости основных термодинамических величин (энергия E , теплоемкость C , намагниченность m , подрешеточные намагниченности m_1 и m_2 , восприимчивость c , и т.д.). Для вычисления

температуры фазового перехода использовался высокоточный метод кумулянтов Биндера. При определении критических индексов системы использовалась теория конечно-размерного скейлинга.

E-mail: Magomedov_ma@iwt.ru

СТАТИЧЕСКИЕ КРИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОДЕЛИ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА MnF_2

Магомедов М.А., Арсланов Т.Р.

Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия

В последние годы значительное внимание уделяется исследованию моделей магнитных материалов методами Монте-Карло (МК) и молекулярной динамики (МД). Связано это не только со стремительным ростом вычислительных мощностей компьютеров, но и с разработкой различных высокоэффективных алгоритмов, таких как кластерные алгоритмы.

Нами проведены высокоточные исследования критических свойств модели антиферромагнетика MnF_2 . С учетом всех кристаллографических и магнитных особенностей гамильтониан модели MnF_2 может быть представлен в следующем виде:

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} J_1 (\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j) - \frac{1}{2} \sum_{\langle k,l \rangle} J_2 (\vec{S}_k \cdot \vec{S}_l) - D_A \sum_i (S_i^z)^2, \quad |\vec{S}_i| = 1, \quad (1)$$

где первый член учитывает обменное взаимодействие ионов Mn находящихся в центре и в углах элементарной ячейки ($J_1 < 0$), второй – взаимодействие между ближайшими соседями вдоль оси c ($J_2 > 0$ и $|J_2|/|J_1| = 0.170$), третий – одноосную анизотропию ($D_A/|J_1| = 1.6 \times 10^{-2}$).

Среди всех алгоритмов метода МК высокой эффективностью выделяется однокластерный алгоритм Вульфа. Нами было выполнено обобщение этого алгоритма для исследования систем, которые могут быть описаны гамильтонианом типа (1).

Расчеты проводились для образцов содержащих $N = 2 \times L \times L \times L$ спинов, где L – линейные размеры системы ($L = 10 \div 40$), при этом число спинов в системе составило $N = 2000 \div 128000$. На исследуемые системы накладывались периодические граничные условия.

Для определения температуры фазового перехода использовался высокоточный метод кумулянтов Биндера. Вычисленная по кумулянтам критическая температура для модели MnF_2 составила $T_N = 2.1085(5)$. При определении критических индексов системы использовалась теория конечно-размерного скейлинга.

Таким образом, для модели MnF_2 нами получен следующий набор критических индексов:

$$\begin{aligned} \alpha &= 0.119(2), & \beta &= 0.330(2), \\ \gamma &= 1.284(4), & \eta &= 0.045(5), & \nu &= 0.645(5). \end{aligned}$$

Эти значения находятся в хорошем согласии с данными лабораторных экспериментов:

$$\begin{aligned} \alpha &= 0.11(2), & \beta &= 0.335(5), \\ \gamma &= 1.27(2), & \eta &= 0.05(5), & \nu &= 0.63(2). \end{aligned}$$

Полученные нами численные данные свидетельствуют об определенном характере влияния одноосной анизотропии на критическое поведение этой системы. Критические индексы, рассчитанные методом Монте-Карло, близки по значениям с индексами, полученными на основе лабораторных исследований макрообразцов MnF_2 . Следовательно, предложенная нами модель адекватно описывает свойства реального антиферромагнетика MnF_2 , а использованный метод обладает высокой точностью.

Работа поддержана грантом РФФИ (проект № 04-02-16487) и грантом президента РФ по поддержке ведущих научных школ (грант № НШ-2253.2003.2).

E-mail: Magomedov_ma@iwt.ru

О ДВОЙНОМ ЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИИ В ТОНКОМ СЛОЕ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ ПРИ НАЛИЧИИ СДВИГОВОГО ТЕЧЕНИЯ

^{**}Куникин С.А.

Ставропольский государственный университет

Ранее было обнаружено возникновение в магнитных жидкостях (МЖ) двойного лучепреломления как в магнитном, так и в электрическом полях, вопрос о механизме которого остается дискуссионным. В настоящей работе приведены результаты исследования двойного лучепреломления, возникающего в магнитных коллоидных системах в сдвиговом течении, а также при совместном действии сдвигового течения и магнитного поля.

Для проведения эксперимента была сконструирована установка, аналогичная использованной в [1]. В качестве объекта исследования использовались пять образцов магнитных жидкостей; №1 - однородная (устойчивая к агрегированию) МЖ на основе керосина с магнетитовыми дисперсными частицами, №2 - МЖ с магнетитовыми дисперсными частицами на основе керосина, содержащая микрокапельные агрегаты, №3 - МЖ на основе керосина с магнетитовыми частицами, содержащая систему микрокапель несмешивающегося с ней масла (эмulsion), №4 - МЖ на основе трансформаторного масла с магнетитовыми частицами, №5 - МЖ на основе вакуумного масла с магнетитовыми частицами.

Проведенные исследования показали, что для всех образцов, за исключением образца №1, действие сдвигового течения проводит к существенному просветлению поля зрения за анализатором, кроме двух полос, образующий темный прямоугольный крест. При этом, одна составляющая креста параллельна разрешенной плоскости анализатора, а другая, соответственно, ей перпендикулярна.

При ориентации поля вдоль плоскости слоя происходило изменение наблюдаемой картины, характер которого зависит от направления напряженности по отношению к плоскости поляризации света. Наиболее интересное явление наблюдалось в случае, когда направление магнитного поля составляло угол в 45° с направлением темных полос, составляющих крест. В этом случае, при увеличении напряженности магнитного поля наблюдается превращение прямоугольного креста в косоугольный, при этом угол

^{**} Доклад отмечен жюри, как один из лучших на подсекции.

между составляющими креста изменяется в зависимости от величины напряженности поля.

Как показали исследования, для образцов №4 и №5 кривые зависимостей этого угла от напряженности поля имеют большую крутизну, чем для образцов №2 и №3. Можно предположить, что наблюдаемый оптический эффект в образцах №4 и №5 обусловлен ориентацией в потоке дисперсных частиц, имеющих анизотропную форму, или образованных из них цепочечных агрегатов, содержащих небольшое число частиц. Подобный эффект в двух других образцах связан с наличием в них микрокапельных агрегатов (образец №2) или микрокапель масла (образец №3). При возникновении сдвигового течения первоначально происходит деформация и дробление капель. Причиной наблюдаемого двупреломления в этом случае являются вытянутые в потоке микрокапли достаточно малых размеров. Образование темного креста связано с симметрией структурной анизотропии – цепочечные агрегаты и деформированные капли ориентируются длинными осями перпендикулярно радиусу вращения диска. Действие магнитного поля на образцы №4 и №5 приводит к повороту цепочечных агрегатов, чем и вызвано изменение взаимного расположения темных полос. Такое же воздействие поля на образцы №2 и №3 может не только переориентировать деформированные потоком агрегаты, но и изменить величину и характер их деформации.

Таким образом, принимая во внимание то, что для “однородного” образца №1 двойного лучепреломления не наблюдается, можно сделать вывод, что эффект двойного лучепреломления в магнитных коллоидах не связан с предполагаемой в некоторых работах анизотропией формы дисперсных частиц. Вероятно, он обусловлен наличием в магнитной жидкости цепочечных или микрокапельных агрегатов.

Kunikin_S_A@mail.ru

1. Диканский Ю.И., Ларионов Ю.А., Суздалев В.И., Полихрониди Н.Г. Двойное лучепреломление в структурированной магнитной жидкости в сдвиговом течении. // Коллоидный журнал.- 1998.- Т.60.- №6.-С.753-756.

ФИЗИКА ПОЛИМЕРОВ

Председатель подсекции
проф., д.ф.-м.н. Филиппова Ольга Евгеньевна

СЕНСОР НА ОСНОВЕ ПРОВОДЯЩИХ ПОЛИМЕРНЫХ ВОЛОКОН.

Османов Т.Э., Яминский И.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Электропроводящие свойства полимерных волокон практически не изучены. Актуальным свойством волокна является наличие большой площади поверхности по отношению к объему. Благодаря этому, при сорбции низкомолекулярных соединений, значительно изменяется объемное электрическое сопротивление волокна. Именно это свойство волокон и используется при разработке сенсора.

Создан прецизионный прибор для измерения электропроводимости различных волокон. Основой прибора служит разработка компании Advanced Technologies Center - микроскоп ФемтоСкан. Примечательными свойствами прибора являются возможности проведения экспериментов при различных температурах и в различных средах. Капсула, в которой находится исследуемый образец, герметична и оборудована терморезистором. Прибор позволяет изменять значения температуры образца и концентрации сорбата непосредственно во время эксперимента.

Снятие вольтамперной характеристики позволяет сделать много важных выводов о механизме электропроводимости и сорбционной способности вещества волокна. Как одно из возможных применений прибора, можно рассматривать проверку теории квантовой проводимости тонких нитей. При уменьшении диаметра волокна начинают сказываться квантовые эффекты в согласовании с теорией Ландауэра-Буттикара, и вольтамперная характеристика приобретает ступенчатый вид. Помимо обычных полимерных волокон, интерес представляют волокна с включениями различных металлических нанокластеров. Размер и форма нанокластеров влияют на электрическое сопротивление волокна. Так же нанокластеры, находящиеся на поверхности, могут служить центрами конденсации сорбата.

В настоящее время изучено электрическое сопротивление волокна поликарбонитрила (ПАН) диаметром от 20 до 40 нм. Обнаружена зависимость электропроводимости ПАН от температуры и влажности воздуха; так же выявлено появление необратимых изменений волокна в результате пропускания по нему электрического тока.

На базе данного прибора может быть создан “электронный нос” – устройство, способное определять наличие и количество интересующих химических соединений в атмосфере. В перспективе, прибор сможет улавливать любые соединения ничтожно малой концентрации (порядка одной частицы на триллион). “Электронный нос” представляет интерес для крайне широкого круга потребителей. Ведь он может найти применение в различных областях – от сенсоров вредных соединений, необходимых в каждом доме, до высокоточных приборов для научных лабораторий.

E-mail: osmanov@polly.phys.msu.ru

ГЕНЕРАЦИЯ ДОЛГОЖИВУЩИХ ЗАРЯЖЕННЫХ СОСТОЯНИЙ В КОМПОЗИЦИЯХ ДОНОР-АКЦЕПТОР-АКЦЕПТОР НА ОСНОВЕ СОПРЯЖЁННОГО ПОЛИМЕРА

**Запуниди С.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Сопряжённые полимеры находят всё большее применение в органических светодиодах, химических сенсорах, фоточувствительных элементах, солнечных батареях и т. д. Наибольшей эффективностью фотоэлектрического преобразования солнечного света обладает донорно-акцепторная композиция на основе сопряжённого полимера и производной фуллерена C₆₀ [1]. Однако спектр ее поглощения плохо соответствует спектру излучения Солнца. Недавно было предложен способ подстройки спектра поглощения донорно-акцепторной композиции [2], использующий свойства межмолекулярного донорно-акцепторного комплекса с переносом заряда (КПЗ) в основном состоянии композиции. Однако подвижность электронов в композиции с КПЗ недостаточна для эффективной работы солнечной батареи.

В настоящей работе исследована система из двух акцепторов в донорно-акцепторной композиции, что позволяет сочетать в ней высокую электронную проводимость C₆₀ и спектр поглощения КПЗ. В качестве акцепторов, обеспечивающих электронную проводимость нами использовались 2 производных фуллерена: C₆₀ и его растворимая форма – PCBM. Исследовались 2 типа образующих КПЗ акцепторов с различными энергетическими уровнями – динитроантрахинон (ДНАХ) и тринитрофлуоренон. В качестве донора использовался полимер поли[2-метил-5-(2'-этил-гексилокси)-пара-фенилен-винилиен] (МЕН-PPV).

Для детектирования долгоживущих разделённых зарядов в донорно-акцепторной композиции использовалась спектроскопия фотоиндцированного поглощения (ФИП). Нами измерялись спектры ФИП в ИК-диапазоне (800-1900нм) при лазерной накачке с длиной волны 670 нм., обеспечивающей поглощение света только в КПЗ. Расположение энергетических уровней системы МЕН-PPV+DNAQ+C₆₀ может приводить к переходу фотовозбужденного электрона с ДНАХ на C₆₀. Это подтверждается нашими экспериментами, которые показали возникновение полярных пиков в спектрах ФИП при добавлении второго акцептора. Это свидетельствует о переходе электронов от КПЗ к C₆₀ и возникновению долгоживущих заряженных состояний. Также было показано, что при нарушении используемого порядка расположения энергетических уровней акцепторов, передача электрона не происходит.

E-mail: serflash@yahoo.com

1. Wanli Ma., Cuiying Yang, Xiong Gong, Kwanghee Lee, Alan J. Heeger “Thermally stable, efficient polymer solar cells with nanoscale control of the interpenetrating network morphology” *Adv. Funct. Mater.* **15**, 1617-1622 (2005)
2. Bakulin A.A., Elizarov S.G., Khodarev A.N., Martyanov D.S., Golovnin I.V., Paraschuk D.Yu., Triebel M.M., Tolstov I.V., Frankevich E.L., Arnautov S.A., and Nechvolodova E.M. “Weak charge-transfer complexes based on conjugated polymers for plastic solar cells” *Synth. Met.* **147**, 221-225 (2004).

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

ИЗМЕРЕНИЕ АНИЗОТРОПИИ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В ТОНКОЙ ПЛЕНКЕ СОПРЯЖЕННОГО ПОЛИМЕРА ПОЛИПАРАФЕНИЛЕНВИНИЛЕНА

Зябко И.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Органические материалы привлекают [1] своими оптическими и механическими свойствами, простотой изготовления, возможностью интеграции в микросхемы, низкой ценой. Среди органических материалов вызывают значительный интерес сопряженные полимеры (СП). Особенности структуры СП позволяют наиболее слабо связанным π -электронам делокализоваться по цепочке, что приводит к сильной анизотропии оптических свойств материала и позволяет получать информацию об ориентации цепей при помощи измерения оптического поглощения.

Существенное влияние на распределение цепей в пленке полимера, а, следовательно, и на ее анизотропные свойства может оказывать способ приготовления. В данной работе исследован этот эффект для пленки чистого СП (поли[2-метил-5-(2'-этилгексилокси)-пара-фенил-винилен] (МЕГ-ПФВ), полученной методом длительного выпаривания из хлорбензола. Выбор пленки полимера приготовленного таким способом вызван особенностями в спектрах поглощения и фотолюминесценции, которые видны при сравнении со спектрами полимеров, приготовленных другими способами [4],[3],[2].

Для определения анизотропии оптического поглощения в пленке был использован метод на основе измерения угловой зависимости пропускания пленки на длине волны вблизи максимума спектра поглощения. Собрана установка для измерения угловой зависимости пропускания пленок. Из аппроксимации угловых зависимостей для двух поляризаций, S и P, падающих пучков, были найдены искомые комплексные показатели преломления. Рассчитывался параметр анизотропии p , характеризующий анизотропные свойства среды: для изотропной среды он равен 0, а для полностью анизотропной среды он стремится к 100%.

Макроскопические дефекты пленки привели к ряду технических трудностей.

В работе подтверждено наличие дихроизма в пленке МЕГ-ПФВ, полученной методом длительного выпаривания из хлорбензола. В рамках построенной модели был оценен параметр анизотропии поглощения образца $p = (13.5 \pm 0.7)\%$. Обнаруженный дихроизм подтверждает предположение об анизотропии ориентации цепей полимера в исследуемой пленке, но в силу его малости нельзя говорить, что полимерные цепи упорядочены – избирательность в ориентации цепей слабо выражена. Полученный результат обсуждается и сравнивается с результатами, представленными в других работах.

E-mail: fdpd@mail.ru

- [1] Semiconducting and Metallic Polymers: The Fourth Generation of Polymeric Materials
Alan J. Heeger // J. Phys. Chem. B 105 36, 2001.
- [2] Townsend P.D., Friend R.H. Photoexcitation in oriented polyacetylene. // Synth.Met. 17, p.361-366, 1987.
- [3] Michael Tammer and Andy P. Monkman Measurement of the Anisotropic Refractive Indices of Spin Cast Thin Poly(2-methoxy-5-(2'-ethyl-hexyloxy)-p-phenyl-enevinylene) (МЕН-PPV) Films.// Advanced Materials. Volume 14, Issue 3 , Pages 210 – 212, 2002.
- [4] Влияние методов получения на оптические свойства тонких пленок сопряженных полимеров.//С.А.

[5] Горшков М.М., Эллипсометрия, М., 1974; Основы эллипсометрии, Новосибирск, Т. Н. Крылова, 1979.

УДК 541.64:532.73

ИНВЕРСИЯ ЗАРЯДА ЧАСТИЦЫ МИКРОГЕЛЯ ПРИ ЕЕ КОМПЛЕКСАЦИИ С ПРОТИВОПОЛОЖНО ЗАРЯЖЕННЫМИ ПОЛИМЕРНЫМИ ЗВЕЗДАМИ

Осколков Н.Н., Потемкин И.И.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Наблюдающееся в последнее время активное исследование эффекта инверсии заряда макроионов связано с важностью этого явления в процессе доставки лекарств в клетку¹⁻³. Как было показано ранее в некоторых экспериментах^{4,5}, носители лекарств могут быть существенно проницаемыми, что не принималось во внимание в существовавших до сих пор теоретических работах⁶⁻⁸, посвященных этому явлению.

В нашей работе предложена теория, описывающая эффект инверсии заряда (перезарядку) сферической проницаемой частицы микрогеля противоположно заряженными многолучевыми звездами в разбавленном растворе, основывающаяся на комбинации теории среднего поля и приближения случайных фаз. Показано, что перезарядка вызывается двумя основными факторами: выигрышем в электростатической энергии и энергии упругости звездообразных макромолекул. Первый объясняется снижением собственной энергии избыточных звезд в комплексе из-за «размазывания» их заряда по всему объему комплекса, второй фактор определяется тем, что экранирование электростатического отталкивания между заряженными звенями избыточных звезд внутри комплекса ведет к коллапсу лучей этих звезд. Было показано, что противоионы играют в процессе перезарядки двойную роль. Если число избыточных звезд мало, противоионы, находящиеся внутри этих звезд способствуют перезарядке, т.к. при локализации звезд внутри комплекса происходит частичное «освобождение» противоионов. С ростом числа избыточных звезд комплекс приобретает большой заряд и способен удерживать большее число противоионов по сравнению с их количеством в несвязанных избыточных звездах. Нами также было найдено, что такие параметры как плотности микрогеля и звезд, их степени заряженности и многие другие, контролируют процесс инверсии заряда.

oskolkov@polly.phys.msu.ru

1. Felgner P. L., Gadek T. R., Holm M., Roman R., Chan H. W., Wenz M., Northrop J. P., Ringold G. M., Danielsen M., *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, **1987**, 84, 7413.
2. Gershon H., Ghirlando R., Guttmann S. B., Minsky A., *Biochemistry*, **1993**, 32, 7143.
3. Raedler J. O., Koltover I., Salditt T., Safinya C. R., *Science*, **1997**, 275, 810.
4. Talingting M. R., Voigt U., Munk P., Webber S. E., *Macromolecules*, **2000**, 33, 9612.
5. Kabanov V. A., Zezin A. B., Rogacheva V. B., Gulyaeva Zh. G., Zansochova M. F., Joosten J. G. H., Brackman J., *Macromolecules*, **1999**, 32, 1904.
6. Gurovitch E., Sens P., *Phys. Rev. Lett.*, **1999**, 82, 339.
7. Park S. Y., Bruinsma R. F., Gelbart W. M., *Europhys. Lett.*, **1999**, 46, 454.
8. Mateescu E. M., Jeppesen C., Pincus P., *Europhys. Lett.*, **1999**, 46, 493.

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА УЛЬТРАМЕТРИЧЕСКОЙ ДИФФУЗИИ

Башевой К.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Данная работа представляет собой проверку новой теоретической модели процесса ультраметрической диффузии на основе результатов компьютерного эксперимента. Развитие концепции описания такого рода процессов дает возможность изучать системы с иерархическими ландшафтами свободной энергии: различные неупорядоченные конденсированные системы, макромолекулярные структуры и биополимеры.

Программа реализует процесс одномерной ультраметрической диффузии. Результатом работы программы являются зависимости среднего квадрата отклонения от времени, частоты посещения различных уровней иерархии, распределение времен блуждания частицы и другие характеристики. Моделирование производилось для систем с 18-ю уровнями иерархии. Были исследованы **три основных типа ландшафтов** (три типа зависимости высоты барьеров от уровня иерархии): линейный, логарифмический и экспоненциальный. Высота барьеров характеризовалась параметром a . При этом **исследовались две модели блуждания частицы**: модель с задержками (время ожидания шага пропорционально высоте барьера) и модель активных бассейнов (по одной частице в каждом бассейне).

Основные результаты:

Характеристики процесса диффузии, полученные в ходе компьютерного эксперимента, подтверждают поведение системы, описываемое теоретической моделью

Распределение времен блуждания частицы в модели активных бассейнов для линейных ландшафтов соответствует логарифмическим осцилляциям

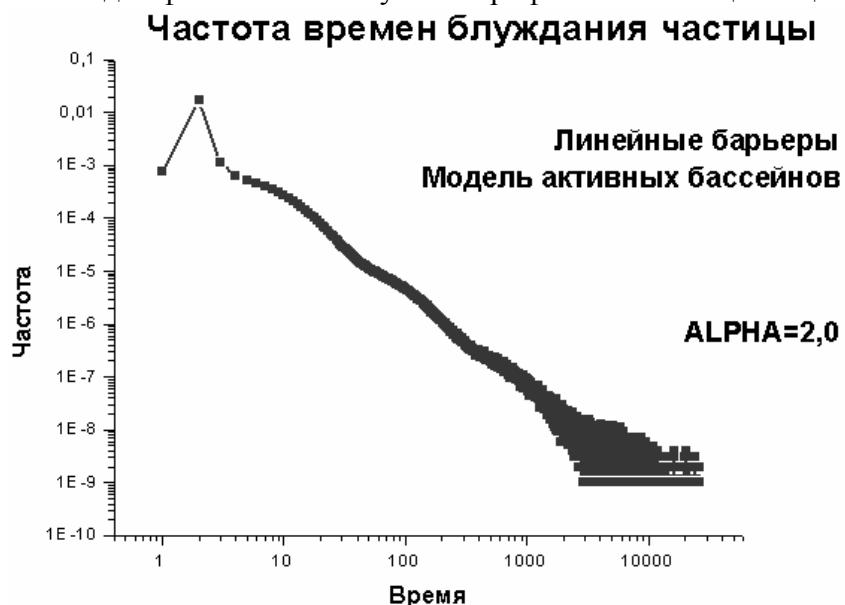


Рис. 1. Логарифмические осцилляции в модели активных бассейнов

Изучен процесс выхода системы на различные зависимости квадрата отклонения от времени и качественные зависимости поведения системы в широком диапазоне изменения параметра a .

Для линейных ландшафтов в модели с задержками найдена зависимость между параметром a и коэффициентом наклона прямолинейного участка в зависимостях частоты посещения различных уровней иерархии и распределения времен блуждания частицы

E-mail: bashevoy@polly.phys.msu.ru

УДК: 539.192:541.64

КОНФИГУРАЦИОННАЯ СТАТИСТИКА ПРОДУКТОВ ОБРАТИМОЙ СОПОЛИМЕРИЗАЦИИ

Погодин С.Г., Кучанов С.И.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический Факультет,

Радикальная сополимеризация является важным процессом промышленного производства сополимеров, находящих широкое применение в науке и технике. Перед теорией стоит задача расчёта состава и строения цепей продуктов, образующихся в результате протекания в системе элементарных реакций инициирования, роста, деполимеризации, передачи и обрыва цепей. Деполимеризация – реакция отрыва хвостового звена от растущего радикала, обратная реакции роста. Обычно внешние параметры (температура, давление, начальные концентрации реагентов) таковы, что реакции деполимеризации протекают намного слабее реакций роста цепи. Для описания таких процессов необратимой сополимеризации теория достаточно хорошо разработана. Однако, для некоторых реакционных систем деполимеризация оказывается весьма существенной. Развитию теории обратимой сополимеризации в системах с произвольным числом типов мономеров посвящена эта работа.

При фиксированной температуре и давлении реакционная система характеризуется набором значений констант скоростей элементарных реакций сополимеризации, а также стехиометрическим составом исходных мономеров. Задача, решению которой посвящена настоящая работа, состоит в установлении теоретической зависимости статистических параметров конфигурационной структуры макромолекул от указанных выше характеристик реакционной системы. При решении этой задачи были получены следующие результаты:

Исходя из кинетической схемы процесса обратимой сополимеризации выведены уравнения для определения конфигураций макромолекул, образующихся при фиксированной конверсии мономеров. Из анализа этих уравнений строго доказано, что конфигурационная статистика распределения звеньев в макромолекулах описывается некоторой цепью Маркова. Для численного расчёта её параметров предложен некоторый эффективный алгоритм.

Указаны значения концентраций мономеров, при которых образуются только низкомолекулярные соединения. Этот результат имеет практическое значение, поскольку он позволяет выявить области значений стехиометрического состава мономерной смеси, при которых сополимеризация невозможна.

Предложен алгоритм численного расчёта расхода мономеров в течение процесса и вычисления статистических характеристик конфигурационной структуры конечных продуктов обратимой сополимеризации.

Определены рамки применимости развитой теории.

Разработана и опробована на гипотетических системах программа, реализующая изложенные алгоритмы.

В дальнейшем планируется применить полученные теоретические результаты для описания продуктов обратимой сополимеризации некоторых конкретных мономеров.

УДК 532.782

МИКРОФАЗНОЕ РАССЛОЕНИЕ В РАСПЛАВЕ ДВОЙНЫХ ГРЕБНЕОБРАЗНЫХ ПОЛИМЕРОВ

*Палюлин В.В., Потемкин И.И.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Периодическиеnanoструктуры, полученные при микрофазном расслоении в расплавах и растворах блок-сополимеров, широко используются при разработке и создании новых материалов. Такие структуры могут применяться при создании систем с высокой плотностью записи информации, при изготовлении фотонных кристаллов, служить шаблоном для упаковки наночастиц. Это обуславливает широкий интерес к экспериментальным и теоретическим исследованиям подобного рода систем в последние годы.

В работе произведен расчет функционала свободной энергии пространственно-неоднородного состояния расплава двойных гребнеобразных сополимеров с помощью метода случайных фаз (квадратичное приближение). Построены значения параметра Флори-Хаггинса χ и критического волнового вектора на спинодали в зависимости от параметров задачи.

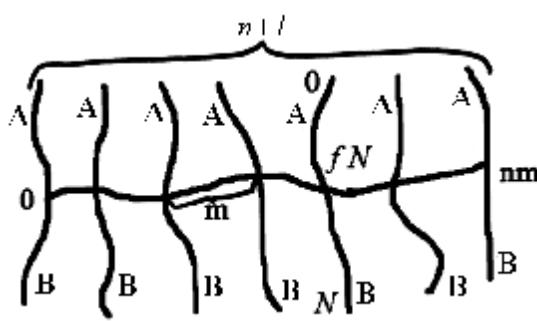


Рис.1. Схематичное представление двойного гребнеобразного сополимера. Боковые цепи сорта А и В несовместимы друг с другом. $n + 1$ – число боковых цепей (блоков), fN – число звеньев в блоках сорта А, m – число звеньев основной цепи между двумя соседними боковыми цепями (звеня сорта С).

В общем случае система описывается 7 параметрами: χ_{AB} , χ_{BC} , χ_{AC} , N , m , f , n . В работе рассмотрены случаи, в которых взаимодействия характеризуются одним параметром. Всего таких случаев 5: $\chi_{AB}=\chi$, $\chi_{BC}=\chi_{AC}=0$; $\chi_{AB}=0$, $\chi_{BC}=\chi_{AC}=\chi$; $\chi_{AB}=\chi_{BC}=0$, $\chi_{AC}=\chi$; $\chi_{AB}=\chi_{BC}=\chi_{AC}=\chi$; $\chi_{AB}=\chi_{AC}=\chi$, $\chi_{BC}=0$.

В случае $\chi_{AB}\neq 0$, $\chi_{BC}=\chi_{AC}=0$ из данных численных расчетов получена линейная экстраполяционная формула для вычисления спинодали при различных m , N :

* Доклад отмечен грамотой конференции, как лучший на подсекции

$$(cN)_c = C_1 + C_2(n, f)m/N,$$

где $C_1 \approx (\chi N)_c$ при $m=0$, $C_2(n, f)$ - функция от n и f , при больших n стремящаяся к константе.

В случае $\chi_{AB}=0$, $\chi_{BC}=\chi_{AC}=\chi$ было найдено, что при больших и при малых m зависимость χ от n имеет различный характер: при малых m χ убывает с ростом n , при больших - растет. Зависимость $\chi(f)$ симметрична и растет при приближении к точке симметричного состава $f=0.5$ как при малых, так и при больших m .

При $\chi_{AB}=\chi_{BC}=\chi_{AC}=\chi$ и равной доле звеньев типов А и В (боковые звенья) $f = 0.5$ наблюдается явление двухмасштабной неустойчивости: при росте длины между спшивками m на кривой зависимости волнового вектора в точке спинодали от m наблюдается излом, а зависимость коэффициента при квадратичном члене разложения свободной энергии по параметру порядка имеет вид кривой с двумя минимумами. Кривые спинодали в зависимости от состава f имеют различный характер при больших и малых m . При больших m максимум кривой спинодали находится в точке симметричного состава $f = 0.5$, а область микрофазного расслоения смещается к меньшим значениям параметра Флори – Хаггинса при уменьшении числа боковых цепей $n + 1$ (при одних и тех же значениях m). При малых m зависимость меняется на противоположную. В точке симметричного состава достигается минимум, а область микрофазного расслоения смещается к большим значениям параметра Флори – Хаггинса при уменьшении числа боковых цепей $n + 1$.

В оставшихся двух случаях - $\chi_{AB} = \chi_{AC} = \chi$, $\chi_{BC} = 0$ и $\chi_{AB} = \chi_{BC} = 0$; $\chi_{AC} = \chi$ исчезает симметрия взаимодействий боковых цепей с основной цепью, что приводит к потере симметрии на графиках зависимости χ от f относительно точки симметричного состава $f = 0.5$. При росте расстояния между точками пришивки боковых цепей m значения параметра Флори-Хаггинса быстро выходят на линейную зависимость от n .

Проведено исследование случая плотной пришивки боковых цепей ($m = 1$). Показана применимость приближения случайных фаз в данном предельном случае. Результаты согласуются с результатами, полученными в литературе для звездообразных полимеров.

На основании исследованных случаев удалось объяснить некоторые физические свойства данного рода систем и обосновать возможность возникновения явления двухмасштабной неустойчивости в расплавах двойных гребнеобразных полимеров.

УДК 541.64:539.2

КОЛЛАПС ПОЛИЭЛЕКТРОЛИТНОГО ГЕЛЯ С УЧЕТОМ ОБЪЕМНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ МЕЖДУ ПРОТИВОИОНАМИ

Бодрова А.С., Потемкин И.И.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Полимерные гели, обладающие уникальной возможностью изменять свои размеры в десятки раз при небольшом изменении внешних условий – температуры, состава растворителя, pH среды, электрического и магнитного поля, нашли свое применение в различных отраслях: медицине, промышленности, сельском хозяйстве. Потенциал их

применения широк: они могут использоваться как датчики, сенсоры, переключатели. Исследование полимерных гелей и их свойств представляет несомненный интерес.

Во многих теоретических работах противоионы рассматриваются как точечные объекты. Тем не менее в экспериментах с различными полимерными системами встречаются противоионы, сравнимые и превышающие по размеру мономерное звено. В качестве примеров можно привести ионы тетраалкиламмония, аминометилнафталин и аминометилантрацен, различные амфи菲尔ные ионы. В связи с этим возникла необходимость теоретического исследования влияния размера противоионов на различные процессы в полимерных системах.

В настоящей работе исследуется коллапс полиэлектролитного геля с учетом объемных взаимодействий как между мономерными звеньями, так и противоионами. Учитывается возможность формирования ионных пар в системе, поскольку известно, что возможность образования ионных пар существенным образом влияет на поведение системы. Моделью мономерных звеньев и противоионов являются твердые сферы различных радиусов. Ионная пара представляет собой сферу, объем которой равен сумме объемов мономерного звена и противоиона. Будем считать, что в системе присутствуют 3 типа частиц: мономеры, противоионы и ионные пары, и между всеми ними присутствуют объемные взаимодействия.

Расчет свободной энергии объемных взаимодействий произведен с использованием вириального разложения. Были вычислены второй и третий вириальные коэффициенты. Предполагается, что между всеми частицами существует отталкивание вследствие исключенного объема, а также может присутствовать короткодействующее притяжение. Между мономерами и между ионными парами короткодействующее притяжение есть всегда.

Если диэлектрическая проницаемость высокая и между остальными частицами есть только отталкивание вследствие исключенного объема, то с увеличением размеров противоиона коэффициент набухания геля значительно увеличивается, температура перехода из набухшего состояния в сколлапсированное становится существенно ниже. Тип перехода из набущего состояния в сколлапсированное также зависит от размеров противоионов: для геля с небольшими противоионами это фазовый переход первого рода, а для геля с крупными противоионами переход непрерывный.

В случае высокой диэлектрической проницаемости и наличия притяжения между всеми частицами ситуация резко меняется: коэффициент набухания геля при высоких температурах тем больше, чем меньше размер противоиона. Чем больше размер противоионов, тем сильнее они притягиваются друг к другу, слабее набухает гель и тем более высокая температура требуется для перехода такого геля в сколлапсированное состояние. Для геля с крупными противоионами этот переход становится более плавным.

Пусть диэлектрическая проницаемость среды низкая и все частицы отталкиваются друг от друга. В этом случае практически все точечные противоионы образуют ионные пары и поведение такого геля аналогично поведению нейтрального геля. Поведение геля с крупными противоионами такое же, как при высокой диэлектрической проницаемости, поскольку доля образованных ионных пар невелика и существенного влияния на поведение системы не оказывает. Следует также отметить тот факт, что при высокой диэлектрической проницаемости переход становится более плавным при увеличении размера противоионов, а при низкой зависимость обратная – чем крупнее противоион, тем более резким становится переход в сколлапсированное состояние.

В случае низкой диэлектрической проницаемости и наличия притяжения между всеми частицами трудно выделить однозначную зависимость поведения геля от разме-

ра противоиона, поскольку присутствуют много факторов, влияющих на систему, и важность каждого из этих факторов зависит от размера противоионов. Например, наличие притяжения никак не сказывается на поведении геля с точечными противоионами. Для геля с противоионами, сравнимыми по размеру с мономерным звеном, существенным является как притяжение между частицами, так и наличие большого количества ионных пар, благодаря которому свойства данного геля приближаются к свойствам нейтрального геля. Коэффициент набухания геля с крупными противоионами при высокой температуре практически не зависит от размера противоионов за счет взаимной компенсации двух факторов. С одной стороны, чем больше противоион, тем меньше образуется ионных пар, и тем больше осмотическое давление противоионов. Но эффект набухания за счет осмотического давления компенсируется эффектом притяжения противоионов друг к другу и к звеньям цепи, поэтому разница в коэффициентах набухания геля с противоионами крупных размеров невелика.

Таким образом, в работе показано, что размер противоиона существенно влияет на величину коэффициента набухания и тип фазового перехода в полиэлектролитном геле. Данный эффект представляет собой несомненный интерес и требует дальнейшего теоретического исследования и экспериментальной проверки.

ИЗУЧЕНИЕ ДВУМЕРНОЙ КОНДЕНСАЦИИ МОЛЕКУЛ ДНК МЕТОДАМИ КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Спирин Л.А., Иванов В.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

На сегодняшний день одной из основных проблем стал вопрос создания нанопроводов, состоящих из наночастиц, основной составляющей которых являются молекулы ДНК. Для их создания был подробно изучен вопрос формирования упорядоченных структур молекулами ДНК в слоях ПАВ.

Из экспериментов по изучению поведения молекул ДНК в растворе известно, что в присутствии трехвалентных ионов соли происходит конденсация молекул ДНК и образуются комплексы ДНК/Me⁺ [1]. В тоже время из экспериментов по малоугловому рентгеновскому рассеянию по изучению структуры комплексов ДНК/катионный ПАВ было установлено, что добавление двухвалентной соли приводит к двумерной конденсации молекул ДНК: преодолению барьера отталкивания одноименно заряженных молекул ДНК, начиная с критической концентрации ионов соли, и сокращению среднего расстояния между молекулами [2]. При изучении данного эффекта возникли вопросы, связанные с механизмом данного явления.

В данной работе с помощью компьютерного моделирования методом Монте – Карло были изучены свойства модельной системы раствора линейных жестко-цепных полионов со свободными контрионами в узком слое между противоположно заряженными поверхностями, а также в ограниченном пространстве с нейтральными поверхностями. Заряженные стержни имеют тенденцию формировать нематический жидкий кристалл и становиться параллельными друг другу благодаря их сильному боковому отталкиванию при высокой концентрации. Показано, что контрионы, являющиеся посредниками в притяжении между отрицательно заряженными полионами, уменьшает среднее расстояние между отрицательно заряженными полионами.

Эффект конденсации заряженных жестких стержней в присутствии поливалентной соли был изучен для различных значений ширины слоя при переходе из трехмерия к двумерию, а также зависимости от степени заряженности поверхностей, валентности и объемной доли ионов соли. Установлено, что жесткие полиэлектролиты в тонком заряженом слое стремятся сблизиться при увеличении концентрации поливалентной соли, что объясняется экранировкой заряда и преодолением барьера отталкивания стержней. Было обнаружено, что при более высоких валентностях соли тенденция сближения полиэлектролитов наблюдается при более низких концентрациях. Это объясняется более низким порогом преодоления отталкивающего барьера. А также были определены свойства структуры и энергии при различных зарядах и длинах линейных цепей, а также длины Бьеरрума.

Моделирование велось методом Монте-Карло с периодическими граничными условиями по двум осям, при этом использовалась простая модель системы жестких заряженных стержней между противоположно заряженными и нейтральными поверхностями с системой контрионов, шаг принимался по стандартному алгоритму Метрополиса. Учитывалось только кулоновское взаимодействие. В данной системе радиус обрезки потенциала равен половине размера базовой ячейки периодических граничных условий.

spirin@polly.phys.msu.ru

1. Bloomfield, V.A., *Biopolymers* **1997**, 44, 269
2. Koltover, I., Wagner K., Safinya C.R., *Proc.Natl.Acad..Sci.USA* **2000**, 97, 14046

УДК 675.043.42

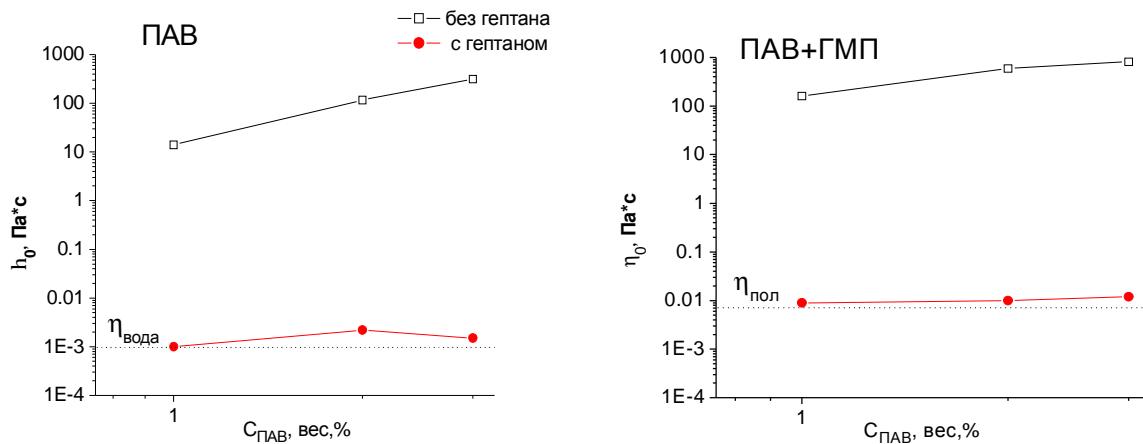
ВОСПРИИМЧИВЫЕ ПОЛИМЕРНЫЕ СИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ АССОЦИИРУЮЩЕГО ПОЛИМЕРА И ВЯЗКОУПРУГОГО ПОВЕРХНОСТНО-АКТИВНОГО ВЕЩЕСТВА.

Молчанов В.С.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В данной работе исследованы вязкоупругие растворы анионного поверхностью-активного вещества (ПАВ) олеата калия и его комплекса с гидрофобно-модифицированным полиакриламидом (ГМП). При достаточно высокой концентрации низкомолекулярной соли KCl в водной среде амфи菲尔ные молекулы олеата калия образуют цилиндрические мицеллы. Они могут переплетаться между собой, что придает растворам ПАВ вязкоупругие свойства. Физические свойства таких растворов легко задавать, например, изменяя состав растворителя. Одной из особенностей вязкоупругих ПАВ является восприимчивость к углеводородам. Такие растворы ПАВ находят широкое применение как загустители.

Для изучения реологических свойств был использован реометр RheoStress 150L фирмы Haake. Были исследованы концентрационные зависимости реологических характеристик растворов ПАВ при 20°С. Обнаружено, что выше некоторой концентрации растворы обладают вязкоупругими свойствами. Значения вязкости могут достигать 10 – 100 Па·с, модуля упругости G' – 40 Па. При добавлении гептана в систему вязкость



резко падает на 4-5 порядков, и гелеподобный раствор становился жидким. Этот эффект связан с переходом цилиндрических мицелл ПАВ в сферические при солюбилизации углеводорода.

При добавлении небольшого количества ассоциирующего полимера 0.5 вес.% вязкость раствора ПАВ возрастает на 1-4 порядка, модуль упругости и характерное время релаксации увеличиваются. Подобный эффект полимера можно объяснить образованием физического геля, в котором наряду с топологическими зацеплениями цилиндрических мицелл ПАВ образуются сшивки другого типа: гидрофобные части ГМП проникают в мицеллы ПАВ. При добавлении гептана в раствор ПАВ-ГМП вязкость падает на 4-5 порядков до вязкости 0.5 вес.% раствора полимера. Таким образом, гелеподобный раствор превращается в жидкость.

Таким образом, добавление небольшого количества ГМП к раствору ПАВ существенно улучшает реологические свойства системы, и при этом сохраняет восприимчивость системы к углеводороду.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 05-03-32865.

Научный руководитель: д.ф.-м.н. Филиппова О.Е.

УДК 547.530.1

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ОТКЛИКА РАСТВОРОВ НЕФТИЯНЫХ МАКРОМОЛЕКУЛ В АРОМАТИЧЕСКИХ РАСТВОРИТЕЛЯХ

Балабин Р.М.

Российский государственный университет нефти и газа им. И.М. Губкина

Характеристики нефти как дисперсной системы во многом определяются образованием надмолекулярных структур и их свойствами (геометрия, стабильность, ассоциативность и др.). Эти свойства оказывают непосредственное влияние на параметры процессов, протекающих при добыче, транспортировке и переработке нефти.

Характерной особенностью современного состояния нефтяного хозяйства России является высокая степень выработанности основных нефтяных месторождений (более 60%). Кроме того, длительная закачка воды в процессе добычи привела к заметному изменению группового состава нефти в направлении увеличения содержания высокомолекулярных и окисленных соединений. Данные соединения, близкие по природе к природным полимерам, склонны к ассоциации. При этом, несмотря на общепризнанную роль этих соединений как основы структуры нефтяных дисперсных систем (НДС), практически не изученным остается вопрос о структуре и эволюции возникающих агрегатов.

Согласно современным представлениям, нефтяные дисперсные системы представляют собой коллоидные системы, дисперсная фаза которых состоит из ассоциатов смолисто-асфальтеновых компонентов, ядром которых выступают асфальтены, а состав сольватной оболочки представлен различными фракциями смол. Необходимо отметить, что целенаправленное регулирование размера, состава, а также полярности дисперсной фазы за счет воздействия внешних факторов, таких как температура, давление, электрическое и магнитное поля, позволяет в ряде случаев добиться наиболее оптимальных свойств нефти и нефтяных систем необходимых в тех или иных технологических процессах.

При исследовании высокомолекулярных соединений нефти (прежде всего, асфальтенов) важным вопросом является вопрос о выделении данных соединений наиболее полно и в первозданном виде. Высокая молекулярная масса и сложный элементный и групповой состав, а также широкое варьирование этих показателей от нефти к нефти, не позволяет зачастую добиться высокой сходимости и воспроизводимости результатов исследований. В связи с этим встает вопрос об исследовании структуры НДС методами, не требующими предварительного выделения смол и асфальтенов. Различие в диэлектрических свойствах нефтяных макромолекул и углеводородов нефти (наличие крупных полиароматических фрагментов и гетероатомов в асфальто-смолистых компонентах является причиной перераспределения электронной плотности и приводит к возникновению локализованных диэлектрических моментов в молекулах) позволяет применять метод диэлектрической спектроскопии при исследовании структуры НДС к нефти и нефтяным системам в целом.

Данная работа посвящена исследованию растворов асфальтенов – основных макромолекул нефти. Диэлектрические спектры асфальтенов измерялись в различных (ароматических) растворителях, при различных концентрациях и температурах. Интервал давления в эксперименте составлял от 1 до 10^4 атмосфер.

В результате исследования была показана возможность применения диэлектрической спектроскопии для анализа эволюции структуры НДС, были найдены характерные размеры ассоциатов нефтяных макромолекул, было показано изменение размеров ассоциатов в зависимости от изменения внешних условий. Кроме того, для интерпретации действительной части комплексной диэлектрической проницаемости исследуемых растворов авторами была предложена комплексная модель диэлектрического отклика, сочетающая в себе черты модели Дебая и «универсального» степенного закона Джоншера.

УДК 547.530.1

ПОСТРОЕНИЕ КРИВОЙ СТЕКЛОВАНИЯ НЕФТИ ПО ДАННЫМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Балабин Р.М.

Российский государственный университет нефти и газа им. И.М. Губкина,

Согласно современным представлениям, нефтяные дисперсные системы (НДС) представляют собой коллоидные системы, дисперсная фаза которых состоит из ассоциатов смолисто-асфальтеновых компонентов, ядром в которых выступают асфальтены, а состав сольватной оболочки представлен различными фракциями смол. При этом целенаправленное регулирование размера, состава, а также полярности дисперсной фазы за счет воздействия внешних факторов, таких как температура, давление, электрическое и магнитное поля, позволяет в ряде случаев добиться свойств нефти и нефтяных систем, наиболее оптимальных в технологических процессах.

В данной работе сделана попытка исследование нефти и ряда нефтяных систем методом диэлектрической спектроскопии с целью получения сведений о структуре НДС и её эволюции.

Диэлектрическая спектроскопия позволяет наблюдать ряд релаксационных процессов, различных по природе и размеру участвующих в них объектов. Эти общие универсальные процессы наблюдаются независимо от химической природы веществ. Наряду с ними часто регистрируются процессы диэлектрической релаксации, определяемые специфическими для данной совокупности макромолекул взаимодействиями. Вблизи областей фазовых переходов все перечисленные выше процессы сливаются, так что оказывается возможным регистрация только суммарного неразделенного процесса. Такое поведение является специфической особенностью фазового перехода стеклования.

Существование частотной зоны «замораживания движения», обнаруженной в результате исследования, показывает, что изучаемая нефть может быть представлена как стеклющийся объект. В процессе ее стеклования не происходит изменения фазового состояния. Варьирование термодинамических параметров ведет лишь к постепенному последовательному «вымораживанию» элементов иерархической структуры.

Основываясь на исследовании ряда модельных нефтяных систем (растворов асфальтенов различных концентраций) и используя эту особенность процесса стеклования, авторами была получена кривая равновесия данного процесса для нефти Кумкольского месторождения.

В результате можно заключить, что диэлектрический метод оказался эффективным при изучении переходов стеклования в нефтяных системах.

ТЕОРИЯ ОРИЕНТАЦИОННОЙ РЕЛАКСАЦИИ ОТДЕЛЬНЫХ ВЫДЕЛЕННЫХ ЗВЕНЬЕВ В ДЕНДРИМЕРЕ

Маркелов Д.А.

С-Пб ГУ, физический факультет

Исследовалась ориентационная подвижность отдельного сегмента в дендримерной макромолекуле в зависимости от числа поколений и положения выделенного сегмента в дендримере. Вычислены временные зависимости дипольного момента после выключения электрического поля и частотные зависимости диэлектрической проницаемости для выделенного сегмента, которые соответствуют автокорреляционным функциям проекции среднего косинуса отдельного элемента (P_1). На основе результатов работ [1] и [2] из функции P_1 находились временные и частотные зависимости автокорреляционной функции проекции среднего косинуса квадрата отдельного элемента (P_2), которые проявляются в ряде экспериментов (ЯМР, поляризованной люминесценции и др.).

Установлено, что частотные и временные зависимости автокорреляционной функции проекции среднего косинуса отдельного элемента (P_1) определяются двумя характерными временами t_1 и t_2 (или обратными частотами). Характерное время t_1 определяется подвижностью сегментов внутри дендримера (или дендримера с фиксированными концевыми сегментами) и не зависит от числа поколений и положения выделенного сегмента. Второе характерное время t_2 увеличивается как с ростом числа генераций в дендримере, так и уменьшением номера генерации выделенного сегмента, и соответствует максимальному времени релаксации субветви дендримера (см. работу [3]), которая начинается с выделенного сегмента.

В случае, когда выделенный сегмент находится в последнем поколении, то ориентационные свойства в основном определяются временем релаксации краевого сегмента t_0 , которое не зависит числа поколений в дендримере.

Было показано, что частотные и временные зависимости автокорреляционной функции проекции среднего косинуса квадрата отдельного элемента (P_2) определяются также двумя характерными временами t_1^* и t_2^* . Характерные времена t_1^* и t_2^* связаны с характерными временами P_1 простым соотношением

$$t_1^*=3t_1, t_2^*=3t_2$$

Характерные времена t_2 и t_2^* позволяет судить о положении флюoresцирующей метки (для поляризованной люминесценции) или о положении ЯМР-активной группы в дендримерной макромолекуле.

Настоящая работа подготовлена по результатам исследований, проведенных в рамках гранта Российского Фонда Фундаментальных Исследований (№ 05-03-32332...)

E-mail: markeloved@mail.ru

Автор выражает признательность профессору, д. ф.-м. н. Готлиба Ю.Я. за помощь в подготовке материалов.

1. Gotlib Yu.Ya., Balabaev N.K., Darinski A.A., Neelov I.M. // Macromolecules. 1980. V. 13. P. 602.
2. С.В. Люлин, А.В. Люлин, А.А. Даринский // Высокомолек. соед. А. 2004, Т. 46, С. 330
3. Готлиб Ю.Я., Маркелов Д.А. // Высокомолек. соед. А., 2002, Т

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА 1

**Председатель подсекции
д.ф.-м.н. Андреева Марина Алексеевна**

ЛОКАЛЬНЫЙ РЕНТГЕНОДИФРАКЦИОННЫЙ АНАЛИЗ ОСТАТОЧНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КАПИЛЛЯРНОЙ ОПТИКИ

*Порохова А.В.

*Московский государственный университет им. М.В Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия*

В настоящей работе изложены первые результаты локального рентгенодифракционного анализа остаточных напряжений с высоким пространственным разрешением в образцах из сплава алюминия, подверженных воздействию растягивающих напряжений и импульсов электрического тока различной величины.

Локальный анализ распределения напряжений по поверхности образца возможен при выполнении двух условий: малой площади поперечного сечения падающего рентгеновского пучка и малой его расходимости (параллельный пучок). Выполнение этих условий возможно при использовании элементов рентгеновской оптики, в частности капиллярной. Серьезной проблемой традиционно используемых коллиматоров и диафрагм для формирования узких рентгеновских пучков является паразитное флуоресцентное излучение материала диафрагмы коллиматора. Для устранения этого недостатка в экспериментах использовался коллиматор на основе стеклянного монокапилляра диаметром 50 мкм.

Локальный анализ серии образцов алюминиевого сплава проводили на микродифрактометре PSPC/MDG японской корпорации Ригаку на базе мощного 12кВт источника рентгеновского излучения с вращающимся анодом (Рис.1). Для измерения величины деформации использовался классический метод бокового наклона.

Установлено, что обработка импульсами тока оказывает влияние на величину остаточного напряжения, которое изменяется в пределах 130-160МПа, что составляет более 50% от предела текучести. Важным результатом является то, что эти

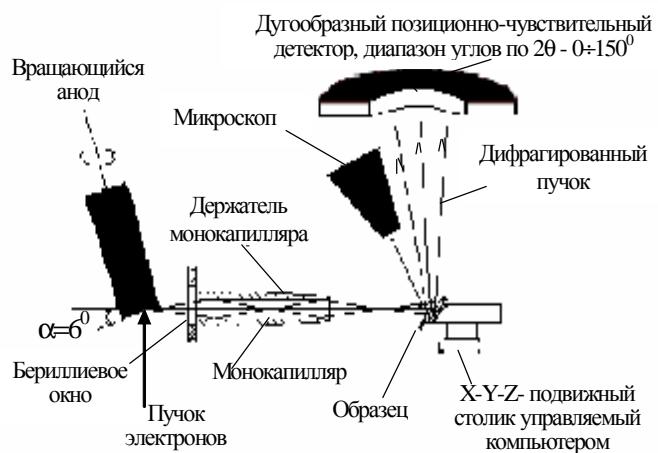


Рис..1. Схема эксперимента локального рентгенодифракционного анализа остаточных напряжений

* Доклад отмечен грамотой конференции, как лучший на подсекции

воздействия изменяют пластические свойства данного материала. Выяснение причин этих изменений – основная цель данной работы.

В настоящее время в исследованиях основное внимание уделяется анализу напряжений микровключений малых размеров, локальному картографическому анализу распределения напряжений в деталях сложной формы, определению остаточных напряжений в композиционных материалах.

Автор выражает признательность научному руководителю, к.ф.-м.н. С.Н.Полякову за помощь в подготовке тезисов.

E-mail: Alex-a17@yandex.ru

- [1] Экспериментальная механика. Под ред. А.Кабаяси. В 2-х книгах//М.: «Мир», 1990.
- [2] Г.Н. Чернышев, А.Л. Попов, В.М. Козинцев. Полезные и опасные остаточные напряжения//Природа, №10, 2002
- [3] M.J. Marques, A.M. Dias, P. Gergaud, J.L. Lebrun//Mater. Sci. Eng. A, 287 (2000) 78.
- [4] N. Tamura, R. Spolenak, B.C. Valek, R.S. Celestre, A.A. MacDowell, H.A. Padmore, J.R. Patel//Proc.of the 7th- International Conference on Synchrotron Radiation Instrumentation (2000)

УДК 538.91, 517.956

ТЕРМОДИНАМИКА И АСИМПТОТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ: ФАЗОВОЕ И КОМПОНЕНТНОЕ РАЗДЕЛЕНИЕ В БИНАРНЫХ СИСТЕМАХ

Николаев А.Н., Грачёв Н.Е.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Работа посвящена исследованию фазового и компонентного расслоения в бинарных системах с использованием метода пограничных функций. В физике, биологии и химии большой интерес представляют задачи изучения фазового и компонентного расслоения. Примером систем, где наблюдается данное явление, могут служить эвтектические сплавы, т.е. слоистые (контрастные) структуры, в которых области, содержащие компоненту *A*, чередуются с областями, содержащими компоненту *B*, причем между этими областями существуют резко выраженные тонкие переходные слои, состоящие из смеси компонент *A* и *B*. Аналогичное явление наблюдается также на поверхностях биологических мембран, состоящих из липидных слоёв, включающих белковые комплексы.

Плотность свободной энергии систем рассматривается в виде комбинации полиномов по параметру порядка и концентрации. Получены условия на коэффициенты полиномиальной нелинейности, при выполнении которых в уравнениях указанного вида возникают решения с внутренними переходными слоями. Приведен вывод уравнений, связывающих термодинамические параметры рассматриваемых систем с коэффициентами нелинейности, также найдена зависимость этих коэффициентов от характерного размера исследуемой области.

E-mail: grachev_nick@mail.ru.

1. Геннис Р. Биомембранны: Молекулярная структура и функции. М., 1997.

2. Luis A. Bagatolli and Enrico Gratton. Direct Observation of Lipid Domains in Free-Standing Bilayers Using Two-Photon Excitation Fluorescence Microscopy.// J. of Fluorescence. 2001. 11, No. 3. p. 141.
3. В.Л. Гинзбург. О науке, о себе, и о других: статьи и выступления. М., 1997.
- W.J. Boettinger, J.A. Warren, C. Beckermann, A. Karma. Phase-field simulation of solidification.// Annu. Rev. Mater. Res. 2002. 2002, No. 32. p. 163.
- Б. Рубин. Биофизика. Т.2.: Биофизика клеточных процессов. М., 2000.
- P.C. Fife, O. Penrose. Interfacial dynamics for thermodynamically consistent phase-field models with nonconserved order parameter.// Electronic J. of differential equations. 1995. 1995, No. 16, p. 1.
- Васильева А.Б., Бутузов В.Ф., Нефедов Н.Н. Контрастные структуры в сингулярно возмущенных задачах.// Фундамент. и прикл. математ. 1998, 4, с. 799.

УДК 539.126:621.039

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЙ СТРУКТУРЫ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ NI-CR МЕТОДОМ АННИГИЛЯЦИИ ПОЗИТРОНОВ.

^{**}Зин Мин У, Милосердин В.Ю., А.Ю. Мищенко, Самосадный В.Т.

Московский инженерно физический институт

Исследование сплавов на основе Ni-Cr как конструкционных материалов ядерных реакторов на быстрых нейтронах представляет собой важную задачу современной физики материалов. Описание методик исследования этих материалов с помощью различных методик, основанных на методе аннигиляции позитронов, подробно приводится в работе /1/. Ранее сплавы на основе Ni-Cr исследовались различными физическими методами, однако большинство из них позволяло получать экспериментальные данные, характеризующие свойства только приповерхностных слоев образцов. Применение метода аннигиляции позитронов позволило осуществить неразрушающий контроль состояния электронной плотности образцов, структуры их дефектов и определения энергии Ферми при различных режимах термообработки и легирования материалов при эффективной глубине проникновения позитронов около 45 мкм для Ni и Cr (с источником позитронов ^{64}Cu) и 140 мкм при использовании источника позитронов ^{44}Ti .

Настоящая работа посвящена анализу изменений электронной структуры и характеристик дефектов сплавов Ni-Cr. Известно, что метод аннигиляции позитронов - наиболее чувствительный метод, применяемый для выявления изменений характеристик электронной структуры и свойств дефектов. Наиболее информативным методом представляется измерения времени жизни позитронов, примененные для исследования свойств этих сплавов в работах [1,2], и измерения углового распределения аннигиляционных фотонов (УРАФ). При совместном использовании метода УРАФ и метода измерения времени жизни позитронов получается более точная информация об электронной структуре материала. Метод УРАФ, основанный на измерении углового распределения пары аннигиляционных фотонов, позволяет отдельно исследовать свойства электронов

^{**} Доклад отнесен жюри, как один из лучших на подсекции.

ионного остова (связанных с атомами) и электронов проводимости. Поскольку электронная структура в дефекте отличается от электронной структуры в бездефектной области, характеристики процесса аннигиляции позитронов изменяются. По различию распределения импульсов электронов в бездефектной области и в дефекте можно диагностировать изменения электронной структуры и дефекты структуры исследуемого образца. Обработка экспериментальных данных производилась следующим образом. При использовании методики измерения времени жизни позитронов предполагалось, что позитроны могут находиться как в области, не содержащей дефекты, так и захватываться в дефекты различных типов. Число типов дефектов полагалось не превышающим 2, поскольку нет возможности различить большее число типов дефектов. Это предположение приводит к тому, что временной спектр представляет собой суперпозицию трех экспонент. При обработке спектров УРАФ предполагалось, что возможна аннигиляция позитронов при их взаимодействии с электронами проводимости и ионного остова как в объеме, не содержащем дефекты, так и в дефектах структуры. Предполагалось также, что число типов дефектов не более двух. Распределение импульсы электронов остова и электронов проводимости в дефектах считались не обязательно совпадающими с импульсами тех же электронов в бездефектной области. Эти предположения позволяют считать, что наблюдаемое угловое распределение аннигиляционных фотонов представляет собой суперпозицию одной или двух парабол, описывающих аннигиляцию на электронах проводимости, и одного или двух гауссианов, отвечающих аннигиляции позитронов на электронах остовов.

Исследуемые образцы для экспериментов по определению времени жизни позитронов представляли собой пластины 8x9x1,1 куб.мм сплавов Ni-Cr с различным содержанием никеля и хрома, легированные различными добавками. Данные, характеризующие химический состав исходных образцов, приведены в таблице 1.

Таблица 1.

Химический состав образцов

Образец	Ni	Cr	Mo	Al	Fe	Si	Ti	W	Zr
1	56,64	41,2	1,20	0,15	0,370	0,24	0,2	-	-
2	56,2	41,2	1,20	0,30	0,370	0,24	0,5	-	-
3	55,5	41,2	1,20	0,60	0,370	0,24	0,9	-	-
4	55,93	41,2	1,20	0,05	0,375	0,24	-	1,0	-
5	55,15	42,8	1,26	0,05	0,390	0,25	-	-	0,1
6	54,3	42,8	1,26	0,40	0,390	0,25	0,5	-	0,1
7	54,85	42,8	1,26	0,15	0,390	0,25	0,2	-	0,1
8	55,23	38,5	3,50	0,70	0,350	0,22	1,5	-	
9	55,2	41,2	1,20	0,30	0,370	0,24	0,5	1,0	
10	54,3	41,2	2,50	0,70	0,370	0,24	0,7	-	
11	54,2	41,2	2,50	0,60	0,370	0,24	0,9	-	
12	54,9	41,2	2,50	0,30	0,370	0,24	0,5	-	
13	55,4	41,2	2,50	0,10	0,370	0,24	0,2	-	
14	55,15	41,2	1,50	0,04	0,370	0,24	-	1,5	
15	60,22	35,5	1,30	0,95	0,320	0,21	1,5	-	

В результате проведенных экспериментов было показано, что с ростом концентрации атомов хрома в образце наблюдается увеличение времени жизни позитронов, что соответствует уменьшению эффективной электронной плотности в областях лока-

лизации позитронов. Плотность электронов лежит в пределах $(1,7-2,7) \cdot 10^{30} \text{ м}^{-3}$, а концентрация дефектов - в пределах $(2,4-4,0) \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ для вакансий и $(1,0-1,82) \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$ для кластеров.

Для исследований аннигиляции позитронов в образцах сплавов NiCr по методу УРАФ использовался образец сплава, содержащий 41% хрома и не содержащий никаких других примесей. Результаты исследований показали, что концентрация дефектов в образце составила $9 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$ для вакансий и $9 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ для кластеров, что несколько ниже, чем результаты, полученные при использовании методики измерения времени жизни позитронов. Следует также отметить, что наилучшее согласие теоретической модели с экспериментом получается в том случае, когда предлагаемая модель углового распределения содержит одну гауссиану и две параболы. Это соответствует предположению, что распределение остаточных электронов по импульсам в дефекте и в бездефектной области близки друг к другу, а распределение электронов проводимости по импульсам в дефектах и бездефектной области различны.

Следует отметить превышение найденной из экспериментов электронной плотности в ряде образцов над данными, полученными из теоретических расчетов. Это, по-видимому, связано с необходимостью учета взаимодействия позитронов с оптической фононной ветвью колебаний и несферичности поверхности Ферми.

miloserdin@atomic.mephi.ru

1. В.П.Колотушкин, В.Ю.Милосердин, В.Т.Самосадный и др. Вопросы атомной науки и техники, сер. Материаловедение и новые материалы, 2004, т.1(2), стр. 465-468.
2. В.И.Графутин, Е.П.Прокопьев, УФН, 2002, т.172, №1, стр. 66-83.

УДК 543

ПОИСК ВКЛЮЧЕНИЙ БЛАГОРОДНЫХ МЕТАЛЛОВ В ОБРАЗЦАХ ГОРНЫХ ПОРОД МЕТОДАМИ ГАММА- И НЕЙТРОННО- АКТИВАЦИОННОГО АНАЛИЗА И АВТОРАДИОГРАФИИ

Вин Мью Тхун, Нассан Лина, Минаев В.М., Самосадный В.Т.

Московский инженерно-физический институт (гос. университет)

Нейтронно-активационная авторадиография широко используется для исследования для локализации включений золота и иридия в различных образцах горных пород[1,2]. Авторами работы [3] показано, что предел обнаружения включений иридия методом нейтронно-активационной авторадиографии составляет $10^{-12} - 10^{-13} \text{ г}$ в зависимости от состава минеральной матрицы. В работе[4] было показана возможность использования γ -активации и цифровой авторадиографии для выявления локализации включений других элементов платиновой группы (ЭПГ) в образцах горных пород, получены пределы обнаружения всех благородных металлов и показано, что они существенным образом зависят от наличия мешающих радионуклидов. В настоящей работе использована последовательная гамма- и нейтронная активация с целью лучшей выявляемости методом авторадиографии включений благородных металлов в образцах горных пород различного состава и проведена оптимизация режима активации и регистрации ядерного излучения фотоэмulsionями.

В работе исследовался образец массива Рай-Из (Полярный Урал), состоящим главным образом из оливина и шпинеля. Облучение исследуемых и эталонных образцов проводилось тормозным излучением на линейном ускорителе электронов У-17 (МИФИ) при максимальной энергии тормозного излучения 15 Мэв в течение 60 минут и в тепловой колонне ИРТ МИФИ при плотности потока тепловых нейтронов $1,6 \cdot 10^{11}$ н/см² с в течение 5 часов. Измерения наведенной активности образцов проводились при помощи полупроводникового детектора (ППД) особо чистого германия фирмы CANBERRA с относительной эффективностью регистрации 25%. Для проведения авторадиографического эксперимента были выбраны ядерные фотопленки типа МР. Плотность покретения ядерной фотоэмulsionии определялась с помощью микрофотометра ИФО-451 и слайд-сканера Microtek FilmScan3600. В таблице приведены выбранные нами аналитические реакции и пределы обнаружения (ПО) включений благородных металлов в образцах ультраосновных пород.

Таблица

Ядерно-физические характеристики аналитических радионуклидов

Элемент	Расп. % [6]	Реакция [6]	E _{max} , МэВ[5]	Сечение активации, барн.	T _{1/2} [6]	ПО, нг
Au	100	$^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$	13,52	0,529[5]	6,18 дн	0,13
	100	$^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{196}\text{Au}$	теп. н.	98,8[7]	2,69 дн	0,001
Pt	7,2	$^{198}\text{Pt}(\gamma, n)^{197}\text{Pt}$	13,7	0,566[5]	19,8 ч	0,47
	7,2	$^{198}\text{Pt}(n, \gamma)^{199}\text{Pt}\alpha$ ^{199}Au	теп. н.	3,7[7]	30,8мин 3,15 дн	0,1
Pd	11,7	$^{110}\text{Pd}(\gamma, n)^{109}\text{Pd}$	15,5	0,016[5]	13,7 ч	1,2
	11,7	$^{110}\text{Pd}(n, \gamma)^{111}\text{Pd}\alpha$ ^{111}Ag	теп. н.	0,22[7]	5,5 ч 7,5 дн	1,0
Rh	100	$^{103}\text{Rh}(\gamma, n)^{102m}\text{Rh}$	15,64	0,19[5]	207 дн	14
	100	$^{103}\text{Rh}(n, \gamma)^{104m}\text{Rh}\alpha$ ^{104}Rh	теп. н.	11+135[7]	4,34 мин 42 сек	-
Ir	62,7	$^{193}\text{Ir}(\gamma, n)^{192}\text{Ir}$	13,22	0,512[5]	74,2 дн	0,5
	37,7	$^{191}\text{Ir}(n, \gamma)^{192}\text{Ir}$	теп. н.	924[7]	74,2 дн	0,002
Ag	51,84	$^{107}\text{Ag}(\gamma, 2n)^{105}\text{Ag}$	16,066	0,16[5]	41,29 дн	5
	48,16	$^{109}\text{Ag}(n, \gamma)^{110m}\text{Ag}$	теп. н.	4,5[7]	249,8 дн	0,02

В таблице также приведена распространенность нуклидов, энергия и сечение гигантского резонанса для реакций под действием гамма-квантов, сечение для тепловых нейтронов и период полураспада образовавшихся нуклидов.

Основными мешающими элементами при гамма-активационной авторадиографии были магний, медь и никель, из которых образуются ^{24}Na , ^{64}Cu и ^{57}Ni ($T_{1/2} = 15$ ч, 12,7 ч и 35,6 ч,), а при нейтронной активации – натрий и медь, из которых образуются ^{24}Na и ^{64}Cu ($T_{1/2} = 15$ ч и 12,7 ч). Полученные результаты с помощью гамма-спектрометрических измерений образца, облученного нейтронами, показывают присутствие радионуклидов ^{110m}Ag , ^{198}Au и ^{199}Au , образовавшихся из 18 мкг серебра, 0,74 мкг золота и 30 мкг платины. Период полураспада радионуклидов ^{198}Au , ^{199}Au и ^{110m}Ag значительно больше, чем у радионуклидов ^{24}Na и ^{64}Cu , что позволяет путем выбора оптимального времени охлаждения при нейтронной или гамма-активации обнаруживать

включения золота и платины в образцах с большим содержанием меди, магния и натрия. Предел обнаружения включений благородных металлов и выбор методики зависит от присутствия и распределения мешающих элементов. В некоторых, особенно сложных случаях можно рекомендовать последовательное облучение сначала гамма-квантами, а затем нейтронами. Так как распределение различных мешающих элементов будет создавать отличающийся фон для авторадиограмм, полученных после гамма- и нейтронной активации, то это будет способствовать выявлению распределения благородных металлов.

1. Попова В.И. Нейтронно-активационная радиография минералов. Научное издание. Миасс: ИМин УрО РАН, 1995, 188с.
2. Флициян Е.С. Активационно-радиографические методы многоэлементного локального анализа. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук (научный доклад). Дубна, 1994, 83 с.
3. Климова М.Н., Минаев В.М., Шилобреева С.Н. Применение нейтронно-активационного анализа и авторадиографии для поиска включений иридия в природных объектах. Научная сессия МИФИ-2000. Сборник научных трудов. Т. 5. Москва, 2000, с.109.
4. Андриянов А.Ю, Авторадиография с использованием различных источников активации и компьютерных способов обработки для определения благородных металлов в геологических образцах. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. – М.: 2004. –120 с.
5. IAEA Photonuclear Data Library, www-nds.iaea.or.at/photonuclear/.
6. Nuclear data for Joint Evaluated File library, JEF – 2.2 on Pc. W. Seelmann-Eggebert, G. Pfenning, H. Munzel. KARLSRUHER NUKLIDKARTE, 1974.

УДК 539.126:621.039

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СТАБИЛЬНОСТИ СВОЙСТВ ЭЛЕКТРЕТОВ ПОЗИТРОННЫМ МЕТОДОМ

Зин Мин У, Биленко О.Ю., Мищенко А.Ю., Самосадный В.Т.

Московский инженерно-физический институт

В последнее время большое значение приобрело исследование свойств новых типов материалов, находящих свое применение в науке и технике. Одним из таких типов материалов являются электреты, представляющие собой наэлектролизованные диэлектрики, зерна которые имеют положительный заряд на одной части поверхности и отрицательный на другой. На данный момент известно большое количество различных типов электретов, находящих свое применение в медицине, атомной промышленности, электронике и электротехнике. Однако, в виду, того, что электреты по своей сути являются метастабильными состояниями, перед исследователями встает задача анализа стабилизации электретов различного состава. Наиболее удобным методом решения этой проблемы является имплантация в кристаллическую решетку электрета различного рода ионов, благодаря чему плотность электрического заряда на поверхности зерен электрета должна стабилизироваться во времени. Имеется целый ряд эксперименталь-

ных данных, указывающих на возможность достижения стабилизации плотности электрического заряда /1/, но теоретического анализа физических основ указанного эффекта ранее не проводилось. Этому и посвящена настоящая работа.

Известно, что разброс электрических полей в домене при отсутствии возмущений (примесь, дефекты и т.п.) подчиняется распределению Лоренца. Однако, в случае наличия в образце имплантированных атомов, величину разброса поля δE нельзя рассматривать как фиксированную; то есть δE будет иметь как угловую зависимость от направления напряженности поля, так и от времени из-за протекания релаксационных процессов в домене электрета. Без учета эффектов второго порядка малости в общем виде величину поверхностного заряда Q можно записать в следующем виде :

$$\frac{\partial Q}{\partial dE} = Q^* = 8p |\mathbf{p}_0| \{4 - \ln(\bar{E}/dE_0)\} \{K_1(q - \bar{q}) + K_2 j + K_3 t\}$$

А величину δE разложим в ряд с точностью до первых моментов, где δE_0 – нулевой член разложения. В результате проведения расчетов для величины Q_{cp}^* получается следующее выражение :

$$Q_{cp}^* = AC_2 \int_0^{p/2} \int_0^{2p} \int_0^t [K_1(q - \bar{q}) + K_2 j + K_3 t] \sin q dq dj dt$$

где $A = 8p |\mathbf{p}_0| \{4 - \ln(\bar{E}/dE_0)\}$

Выполнив интегрирование, получим окончательное выражение для анализируемой величины в следующем виде:

$$\bar{Q}^* = |\mathbf{p}_0| \{4 - \ln(\bar{E}/dE_0)\} \{p K_2 + (K_3 t)/2 - K_1(\bar{q} + 1)\}$$

Из получено формулы можно заключить, что имплантация различных сортов атомов может приводить как к росту величины Q_{cp}^* , так и к ее уменьшению. Дальнейший анализ приведенной формулы показал, что следует найти условия при которых $\bar{Q}^* < 0$. Выполнение этого условия сводится к необходимости удовлетворить следующее условие:

$$p K_2 + K_3 t - K_1(\bar{q} + 1) < 0$$

Данные расчета для электрета типа CaTiO_3 указывают, что при имплантации типов РЗМ в образец приводит к меньшей релаксации величины Q_{cp}^* от времени, чем при имплантации других типов атомов (пример Cr). Сравнение полученных данных с результатами полученных в работе /2/ показал качественное согласие предложено теоретической модели с экспериментом.

Дальнейшее исследование рассматриваемого эффекта требует осуществления быстрого определения величины поверхностной плотности заряда, в различных областях поверхности зерен электретов. Это может быть достигнуто за счет применения метода измерения времени жизни позитронов. В предложено модели, зерно электрета может быть условно разбито на три области :

- граница зерна с повышенным содержанием отрицательного заряда,
- граница зерна с пониженным содержанием положительного заряда,

- основной объем зерна.

Следовательно, полученный в эксперименте позитронный спектр должен состоять из трех экспонент, причем $\tau_1 < \tau_2 < \tau_3$ (здесь τ_i - время жизни позитрона в областях 1,2,3 соответственно) Тогда матричный элемент перехода для реакции $e^+e^- \rightarrow 2\gamma$, определяющий вероятность аннигиляции в различных оболочках будет определяться величиной вектор – потенциала поля в зерне электрета \vec{A} , который будет различен в каждой из трех областей. Однако, в рамках адиабатической гипотезы в дальнейшем удобно считать величину \vec{A} константой. А учет различия областей осуществлять за счет введения величины эффективного заряда электрона e^* , различной в каждой области, причем на поверхности зерен $e^* \sim e(1+\beta Q)$, где β -константа, характеризующая тип материала. Тогда сам процесс аннигиляции будет описываться обычной Фейнмановской диаграммой первого порядка по константе $\alpha=1/137$ во всех областях зерна с заменой величины e на e^* .

В качестве выводов к настоящей работе следует сказать, что предложенная нами модель, описывает влияние имплантации различных ионов в образцы электрета на стабильность величины поверхностного заряда зерен а также предложена методика, позволяющая проводить экспресс – анализ величины этого заряда с помощью измерения времени жизни позитронов.

Fiteo24@mail.ru

Губкин А.Н. «Электреты», АН СССР, М., 1961
Точеная А.Г. и др., ФХОМ, М., вып 26, т.4, стр. 228-231, 2001.

XAFS ИССЛЕДОВАНИЕ ЛОКАЛЬНОЙ АТОМНОЙ СТРУКТУРЫ В INAS ПРИ НИЗКИХ ДАВЛЕНИЯХ

Джелаухова М.С.

Ростовский государственный университет, физический факультет

Изменения локальной атомной структуры кристалла InAs под возрастающим от 0.4 до 11 GPa давлением исследованы с помощью анализа Фурье преобразования примененного [1] к As K-edge XAFS спектров, энергетическая протяженность которых ограничена рефлексами брэговского отражения на алмазе областью (150 – 200 eV).

Дифракционные данные свидетельствуют, что при таком изменении давления в кристалле имеет место реконструированный фазовый переход 1-го рода ZB \rightarrow NaCl, при котором координационное число (CN) атома As возрастает от 4 до 6. Однако изучение дифракции (XRD) для $p=11$ GPa не позволяет установить характер локальных искажений октаэдра состоящего из атомов In, координирующих атом As, тогда как наличие таких искажений указывает на физический рост параметра Дебая-Валлера (DW) при 11 GPa по сравнению с 0.4 GPa, полученный в ходе односферного фитинга As K-Xafs спектров.

В настоящей работе с помощью модельных расчетов и фитинга на основе различных моделей ближнего окружения As в исследуемых структурах были получены следующие результаты:

Установлено, что при выборе нижней границы k_{min} для волновых чисел фотоэлектронов выше первых краевых особенностей в спектрах ($E \sim 11895$ eV) имеющийся сравнительно небольшой Δk интервал ($\Delta k \sim 4 \text{ \AA}^{-1}$), используемый для преобразования Фурье, оказывается дос-

таточным, чтобы вклады однократного рассеяния атомами 2-й и более далеких сфер, а также вклады от многократного рассеяния в результирующую функцию $F(R)$, не понижали точности определения структурных параметров координационного полиэдра.

Для кристалла InAs при 0.4GPa, рассматриваемого как модельное соединение, получено хорошее согласие как результатов прямого расчета As K-XAFS-спектра с экспериментом, так и межатомного As-In расстояния (R_{In-As}) тетраэдра из атомов In координационный атом As с имеющимися данными. Это позволило установить значение ряда других параметров фитинга, используемых в дальнейшем, при проведении исследований структуры InAs при возрастающих давлениях, как фиксированные, что особенно важно при ограниченности общего числа варьируемых параметров ($\leq 5-6$) обусловленной малостью использованного Δk интервала.

Для кристалла InAs при $p=11$ GPa, сравнительный анализ результатов фитинга для альтернативных моделей искажения координационного полиэдра вокруг атома As (такие как $6=4+2$, $6=3+3$, $6=5+1$, $6=4+1+1$, $6=2+2+2$ и пр.) однозначно показывает выигрыш модели искажения $6=4+1+1$ со следующими радиальными распределениями атомов индия относительно атомов мышьяка: 4 атома на расстоянии $R_{As-In} = 2.73 \text{ \AA}$, 1 атом на $R_{As-In} = 2.55 \text{ \AA}$, 1 атом на $R_{As-In} = 2.92 \text{ \AA}$ и параметр Дебая-Валлера $\sigma^2 = 0.0075 \text{ \AA}^2$.

Устойчивость значений полученных параметров структуры при возможных погрешностях в использованных значениях фиксированных параметров исследована.

mdjel@rambler.ru

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА ДИСКРЕТНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ УПАКОВОК ДЛЯ РЕШЕНИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ В РЕНТГЕНДИФРАКЦИОННОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

Житков И.К.

Владимирский государственный педагогический университет

Ранее в рамках метода дискретного моделирования упаковок [1] был предложен алгоритм генерации возможных вариантов кристаллических структур гетеромолекулярных соединений, содержащих две или три молекулы в примитивной элементарной ячейке [2], одна из которых имеют произвольную форму, а другая (две другие молекулы) имеет форму близкую к шарообразной. Позднее в развитие метода был представлен алгоритм генерации кристаллических структур гетеромолекулярных соединений, содержащих три или четыре молекулы в примитивной элементарной ячейке, две из которых имеют произвольную форму и связаны центром инверсии, осью второго порядка или плоскостью симметрии, а другая (две другие молекулы) имеет форму близкую к шарообразной [3].

Для сольвата 1,11,13,23-тетрафенил-3,9,15,21-тетраазапентацикло[19.3.1.13,23.111,15]октакозан-12,24-диона с ацетоном были рассчитаны возможные варианты кристаллической структуры по алгоритму [3]. Сравнительный геометрический анализ решеток модельных структур позволил выявить несколько вариантов, параметры элементарной ячейки которых $a=23.74 \text{ \AA}$, $b=9.50 \text{ \AA}$, $c=10.39 \text{ \AA}$, $\alpha=91.2^\circ$, $\beta=95.9^\circ$, $\gamma=90.0^\circ$ близки к экспериментальным $a=22.013 \text{ \AA}$, $b=9.124 \text{ \AA}$, $c=10.661 \text{ \AA}$, $\alpha=90.00^\circ$, $\beta=90.00^\circ$, $\gamma=90.00^\circ$. Координаты неводородных атомов одной из таких модельных структур (без атомов молекулы растворителя) были взяты в качестве стартовой модели для уточнения. R-фактор по введенным данным составил 0.53; после 10 циклов уточнения 0.22; после 20 циклов 0.17. Положение атомов растворителя (ацетона) и атомов водорода были выявлены в

разностном синтезе электронной плотности. Уточнение структуры в анизотропном (изотропном для атомов сольватной молекулы и атомов водорода) приближении доведено до $R=0.037$, что свидетельствует о достоверности предложенной модели.

В докладе представлены алгоритм генерации структур гетеромолекулярных соединений, комплекс компьютерных программ, созданных на основе алгоритма, приведены примеры его апробации, а также показана возможность использования модельных кристаллических структур в качестве стартовых моделей для расшифровки кристаллических структур в РСА.

Настоящая статья подготовлена по результатам исследований, проведенных в рамках гранта Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант №04-02-16835).

Автор выражает признательность доценту, к.ф.-м.н. А.В.Малееву, профессору, д.ф.-м.н. К.А.Потехину и профессору, д.ф.-м.н. В.Г.Рау за помощь в подготовке тезисов.

E-mail: zhitkov@vgpu.vladimir.ru, vzik2004@mail.ru

1. Малеев А.В., Рау В.Г., Потехин К.А. и др. (1990) Метод дискретного моделирования упаковок в молекулярных кристаллах. // Докл. АН СССР. Т.315. №6. С.1382.
2. Малеев А.В., Житков И.К., Рау В.Г. (2005) Генерация кристаллических структур гетеромолекулярных соединений методом дискретного моделирования упаковок // Кристаллография. Т.50. №5. С.788.
3. Житков И.К., Малеев А.В., Рау В.Г. (2006) Генерация кристаллических структур двухорбитных гетеромолекулярных соединений с тремя и четырьмя молекулами в элементарной ячейке. // Вестник ННГУ. (принята к печати).

ВЛИЯНИЕ СИЛЬНОТОЧНОГО ИМПУЛЬСНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ДИНАМИКУ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ КРИСТАЛЛОВ ТГС

Лебедева Т.В.

Тверской государственный университет

Эволюция сегнетоэлектрической доменной структуры при переполяризации представляет собой сложный процесс зарождения, роста и слияния множества отдельных доменов. Особую роль в исследовании процессов переключения играет анализ скачков Баркгаузена [1], которые обычно связывают с образованием зародышей, сквозным прорастанием отдельных доменов и взаимодействием доменных стенок с дефектами. Под влиянием различных внешних воздействий (механических напряжений, освещения, ультразвука, γ -облучения и др.) доменная структура и характер ее перестройки существенно изменяются.

Облучение проводилось на импульсном сильноточном источнике электронов и ионов (ИСИЭИ) в Лаборатории физики частиц Объединенного института ядерных исследований (ЛФЧ ОИЯИ), г. Дубна. Получены интегральные и дифференциальные кривые распределения числа скачков Баркгаузена при изменении электрического состояния образца по ветвям петли гистерезиса для облученных кристаллов. Выполнены

исследования процессов переполяризации кристаллов ТГС при коммутации внешнего электрического поля. Показано, что для необлученных кристаллов ТГС и облученных флюенсом $10 \cdot 10^{15}$ электрон·см $^{-2}$ временная зависимость общего числа скачков Баркгаузена, наблюдавшаяся после коммутации внешнего электрического поля, представляет собой обычную экспоненту с одним временем релаксации, для кристаллов, облученных флюенсом $30 \cdot 10^{15}$ и $60 \cdot 10^{15}$ электрон·см $^{-2}$ становится оправданным предположение о существовании спектра времен релаксации. Математическая обработка экспериментальных результатов показала, что в широком интервале температур временные зависимости числа скачков Баркгаузена, полученные после коммутации внешнего электрического поля, хорошо аппроксимируются законом $N \sim 1 - \exp(-(t/\tau)^{\alpha})$, где τ и $0 < \alpha \leq 1$ – константы.

Были определены температурные и полевые зависимости характерного времени релаксации τ и параметра α , являющегося характеристикой спектра распределения времен релаксации.

1. Рудяк В.М. Процессы переключения в нелинейных кристаллах. -М.: Наука, 1986. 248 С.

ПРОЦЕССЫ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ НИОБИЙСОДЕРЖАЩИХ КРИСТАЛЛОВ ТИТАНАТА БАРИЯ

Большакова О.В.

Тверской государственный университет

Целью настоящей работы является исследование процессов переключения кристаллов BaTiO₃ с примесью Nb⁵⁺: 0,1; 0,3; 0,9 мол.% под воздействием электрического поля, приложенного к образцу в направлении [001].

Известно [1], что поляризационно-оптическим методом фиксируется перестройка сегнетоэластической доменной структуры кристаллов. Реориентация 180°-доменов в направлении [001] этим методом не визуализируется. Поэтому процессы полного переключения кристаллов BaTiO₃: Nb⁵⁺ изучены методом эффекта Баркгаузена.

Установлено, что с увеличением приложенного к образцу поля от 0 до 10 кВ·см⁻¹ число скачков переполяризации возрастает, что свидетельствует о переключении доменов в направление поля. С дальнейшим ростом поля эти процессы становятся менее интенсивными. Для образцов BaTiO₃: Nb⁵⁺ (c=0; c=0,3; c=0,9 мол. %) процесс поляризации в направлении поля практически заканчивается в полях E ≈ 25 кВ·см⁻¹, а BaTiO₃: Nb⁵⁺ (c=0,1 мол. %) – в существенно меньших полях E ≈ 12 кВ·см⁻¹. Это можно объяснить различной величиной коэрцитивных полей для этих кристаллов, составляющих 6,3; 1,1; 5,8; 2,1 кВ·см⁻¹ для концентраций Nb⁵⁺ (c=0; c=0,1; c=0,3; c=0,9 мол. %) соответственно.

Результаты оценки размера (ΔP_{cp}), длительности (τ_{cp}) скачка; переключающегося при одном скачке объема (ΔV_{cp}); доли общих объемов образцов, переполяризующихся при одном скачке (β) и при прохождении кривой поляризации (η), для исследуемых кристаллов представлены в таблице.

d, 10 ⁻³ см	с, мол. %	ΔP _{ср.} , 10 ⁻¹⁴ Кл·см	ΔV _{ср.} , 10 ⁻⁹ см ³	τ _{ср.} , мкс	β, 10 ⁻⁴ %	η, %
12	0	1,0	0,8	0,4	0,5	2,0
30	0,1	1,3	1,1	0,3	0,2	1,0
12	0,3	0,8	1,05	0,4	0,7	2,5
14	0,9	1,2	1,1	0,4	0,7	9,0

Согласно литературным данным [2], при введении в расплав примеси ниобия ионы Nb⁵⁺ замещают ионы Ti⁴⁺, что сильно влияет на физические свойства кристаллов BaTiO₃: Nb⁵⁺, в которых образуется сетчатая *a*-доменная структура, стабилизированная внутренними механическими напряжениями. При их переполяризации наблюдается двойная петля диэлектрического гистерезиса, 90° переориентация P_s происходит в полях превышающих E_{кр.}= 3÷5 кВ·см⁻¹.

Наблюдение петель диэлектрического гистерезиса для исследованных в данной работе кристаллов показало, что они имеют типичный для титаната бария вид, перетяжек петель не обнаружено. Кристаллы переполяризуются в полях, меньших E_{кр.}, их доменная структура преимущественно состоит из *a*-доменов. Присутствие в образцах с-доменов, по-видимому, связано с небольшими концентрациями примеси Nb⁵⁺ от 0,1 до 0,9 мол. %, что согласуется с данными [3].

e-mail: SHS408@yandex.ru

1. Желудев И.С. (1973) Основы сегнетоэлектричества. М. Атомиздат.
2. Кудзин А. Ю. Электрофизические явления в монокристаллах твердых растворов на основе титаната бария. //Автореферат. доктор. физ. мат. наук.- Воронеж: ВГУ
3. Черешнева Н. Н.(2003) Процессы переключения ниобийсодержащих кристаллов титаната бария // Известия РАН., т. 67, № 8, с. 1142-1144.

ОСОБЕННОСТИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В НАНОСТРУКТУРНОМ KNBO₃

Тесленко П.Ю., Назаренко А.В.,
Куприна Ю.А.

Ростовский государственный университет

Известно, что сегнетоэлектрические фазовые переходы зависят от размеров кристаллических частиц и от размеров областей идеального строения (блоков) объемных кристаллов. Недавними исследованиями установлено, что уменьшение размеров кристаллитов приводит к изменениям симметрии и параметров ячеек: 1) объемы ячеек увеличиваются, а деформации решетки уменьшаются; 2) размерные эффекты приводят как к превращениям в более симметричные фазы и в ряде случаев к реконструктивным фазовым переходам.

В то время какnanoструктурные эффекты в сегнетоэлектрическом BaTiO₃ хорошо изучены, аналогичные исследования в KNbO₃ до сих пор не проводились.

В данной работе предпринято изучение процессов синтеза KNbO₃ и его фазовых переходов с целью определения влияния размерных эффектов на сегнетоэлектрические свойства. Синтез KNbO₃ проведен двумя способами: 1) обжигом исходной смеси K₂CO₃ и Nb₂O₅ при разных температурах и 2) непосредственным нагревом такой смеси на

рентгеновском дифрактометре. Установлено, что наноструктуры KNbO_3 формируются при низких температурах. После отжига при 500°C KNbO_3 имеет кубическую фазу при комнатной температуре. Это означает, что сегнетоэлектрические фазы (тетрагональная и орторомбическая) в этом образце отсутствуют в результате исчезновения спонтанной поляризации. В других образцах с разными размерами частиц изучены фазовые переходы.

Рассмотрены физические модели размерной зависимости температур Кюри и размытия фазовых переходов.

Работа поддержана РФФИ (грант № 04-03-32039).

E-mail: kupri@phys.rsu.ru

МИКРОСКОПИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ДИФФУЗИИ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ NI–AL

Величко И.С., Бокоч С.М.,
Кулиш Н.П., Ряшко В.В.,
Снаговский А.В.

Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко

Интерес к изучению сплавов Ni–Al вызван наличием сложных механизмов образования упорядоченной равновесной γ -фазы (Ni_3Al) из пересыщенного γ -твердого раствора. С одной стороны, предполагается, что в сплавах с высокой концентрацией алюминия имеет место выделение распадающейся γ' -фазы путем зародышеобразования. С другой стороны, возможным оказывается образование этой фазы по спинодальному механизму распада. Поскольку выделение упорядоченной фазы из неупорядоченного твердого раствора по спинодальному механизму маловероятно, то для распадающихся сплавов важным является вопрос приоритетности процессов упорядочения или распада. Принято считать, что в сплавах Ni–Al первоначально должно иметь место непрерывное упорядочение по типу $L1_2$ с последующим образованием γ' -упорядоченной фазы путем спинодального расслоения. Очевидно, что важную роль в определении механизмов образования γ' -фазы могут дать исследования кинетики релаксации ближнего атомного порядка, позволяющие получить количественные параметры микродиффузии в сплавах даже при достаточно низких температурах.

В данной работе проведено изучение временной зависимости интенсивности диффузного рассеяния рентгеновских лучей при релаксации ближнего порядка в монокристалле твердого раствора Ni–Al с 9 ат.% Al. Исходными состояниями ближнего порядка выбраны отожженное и закаленное ($T_q = 1073$ К). Релаксация ближнего порядка осуществлялась при $T_a = 373$ К. Было определено распределение интенсивности диффузного рассеяния в широкой области обратного пространства, включающей положения сверхструктурных отражений ($k_s(100) - X$) и вблизи брэгговских позиций ($k_f(000) - \Gamma$), а также вычислены времена релаксации, вероятности атомных скачков компонентов сплава и потенциалы концентрационных неоднородностей, обусловленные межатомными корреляциями. Показано, что характерным является наличие заметных диффузных максимумов в положениях пиков от структуры $L1_2$ и сателлитов вокруг основ-

ных отражений в направлениях [100]. Времена релаксации и параметры микродиффузии свидетельствует о приоритетном непрерывном формировании кластеров упорядоченной фазы $L1_2$ с последующим спинодальным ближним расслоением путем выделения областей с ближним расслоением по типу γ' -фазы и разупорядоченной по $L1_2$ -типу матрицы. Существование такого типа двух областей подтвердили результаты компьютерного моделирование локальной атомной структуры по методу Монте-Карло.

*E-mail: i-s-v@list.ru

УДК 518.1

МЕТОД ПАТЕРСОНА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ КРИСТАЛЛОВ ПОСЛЕ ИХ ЛАЗЕРНОЙ ОБРАБОТКИ

Гей С.Л.

Гродненский государственный университет имени Янки Купалы

Одним из практических преимуществ использования метода Патерсона является то, что все исходные данные можно получить из одного рентгеновского снимка (гониометрической развертки) от монокристалла. В работе исследуется зависимость между пространством кристалла и векторным пространством. Анализируется возможность построения алгоритма перехода от распределения межатомных векторов в векторном пространстве к структуре кристалла.

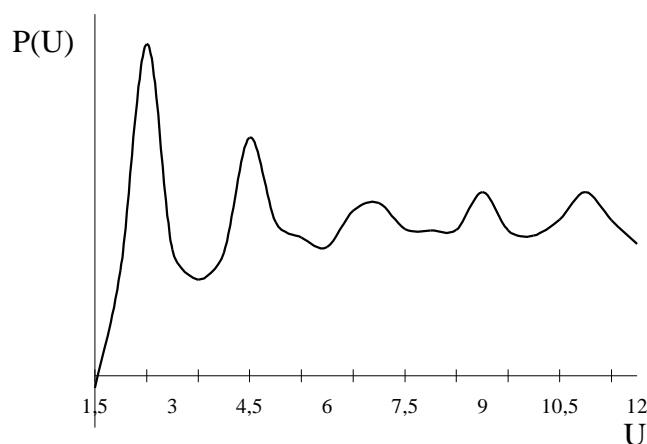


Рис.1 Фррап поликристалла меди

Все методы структурного анализа основаны на монокристальных исследованиях и поэтому не пригодны в прямом виде для анализа изменений структуры в поликристаллических объектах. Поэтому в работе рассмотрен метод и теория расчета среднего значения электронной плотности. Для этого использована корреляционная функция для расчета функции радиального распределения атомной плотности для меди (точечная группа $Fm\bar{3}m$). Для анализа структурных изменений в металлах после их лазерного облучения применен метод Дебая, дополненный методом Патерсона. Это позволило установить, что изменения в металлах связаны с частичным образованием измененной фазы в области излучения.

E-mail: [sneq-mail@list.ru](mailto:sneg-mail@list.ru)

1. Гей С.Л., Лиопо В.А. Метод Дебая - Патерсона для анализа поликристаллических объектов // Тезисы докладов X Республиканской научной конференции студентов и аспирантов высших учебных заведений Республики Беларусь «НИРС-2005», Минск, 14-16 февраля 2006г. – Мн., 2005. – С.249.
2. Гей С.Л. Теоретико-групповой анализ функции Патерсона // Научная конференция молодых ученых «Всемирный год физики в Московском университете»: Сборник материалов, Москва, 15-17 сент. 2005г. - Изд. МГУ, 2005.- С.40.
3. Илюхин В.В., Кузьмин Э.А., Белов Н.В. Новые подходы к функции Паттерсона. – М.: Изд. «Наука», 1981. – 264с.
4. Лиопо В.А., Иванов А.Ю., Васильев С.В., Дрозд А.А. Изменения кристаллической структуры металлов под воздействием лазерного излучения // Взаимодействие излучений с твердым телом: 6-я Международная конференция, Минск, 28-30 сент. 2005г. – С.53-55.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И СВОЙСТВ ПОРИСТЫХ КЕРАМИК

Мангутов Б.В.

Томский государственный университет

Деформационное поведение безпористых хрупких материалов, к которым относятся керамики, под действием внешней нагрузки вплоть до разрушения можно охарактеризовать, как линейно-упругое. В высокопористых спеченных керамиках на основе оксидов переходных материалов наличие пористости приводит, как правило, к изменению характера деформационного поведения. Для таких материалов свойственны нелинейные законы связи между напряжением и деформацией, т.к. в процессе деформирования происходит изменение внутренней структуры, изменение параметров внутреннего трения, микроповреждений в виде локальных эффектов керамического каркаса.

Экспериментально установлено, что механизм макродеформации пористой керамики ZrO_2 , получаемой из нанокристаллических порошков, наряду с чисто упругим деформированием и накоплением микроповреждений включает проявление неустойчивости керамическим каркасом в локальных объемах материала. Как показали исследования, пористый керамический каркас включает линейные структурные элементы, состоящие из n (при этом $3 < n < 9$) зерен с высокой прочностью связи на межзеренных границах, которые при нагружении могут вести себя подобно продольно нагруженным стержням с потерей устойчивости при достижении напряжениями критических значений, а также характерные субструктурные образования, способные к бифуркации механической реакции материала на внешние воздействия.

Строится модель пористой керамики, по заданным статистическим параметрам распределения концентрации компонентов. При моделировании пористой керамики выделяют три фазы: частицы, поры, и зоны спекания. При построении этой модели полагается, что размеры частиц одинаковы. Деформационное поведение пористой керамики моделируется с помощью метода конечных элементов. По результатам моделирования оцениваются эффективные механические свойства пористой керамики. Была произведена оценка напряжений и деформаций, при которых керамический каркас,

сформированный из линейных нанокристаллических элементов структуры, будет проявлять нелинейные эффекты.

E-mail: Menfees023@mail2000.ru

СТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК ($Fe_{0,45}Co_{0,45}Zr_{0,10}$)_x(Al_2O_3)_{1-x} КАК ФУНКЦИЯ СОСТАВА И АТМОСФЕРЫ НАПЫЛЕНИЯ

*Залесский А.В.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Наноструктурированные композиты металл-диэлектрик представляют огромный интерес для исследования, благодаря специфическим электрическим и магнитным свойствам, к числу которых можно отнести возможность изменения удельного электрического сопротивления в широких пределах, высокую величину магниторефрактивного эффекта, перколяционный характер транспортных свойств. Порог перколяции x_c — определенная величина вклада металлических нанокластеров, при которой происходит изменение механизма проводимости.

Целью данной работы являлось исследование кореляции фазового состава и свойств наноструктурированных композиций ($Fe_{0,45}Co_{0,45}Zr_{0,10}$)_x(Al_2O_3)_{1-x}. Исследуемые образцы получались методом ионно-лучевого распыления в атмосфере чистого аргона при давлении 8.0×10^{-4} Па (серия 1) и в атмосфере аргона и кислорода при общем давлении 9.6×10^{-2} Па и парциальном давлении кислорода 4.4×10^{-2} Па (серия 2).

Полученные материалы представляли собой наночастицы сплава FeCoZr размерами 6-10 нм, хаотично распределенные в матрице из оксида алюминия. Поверхность нанокомпозитных пленок представляла собой ячеистую структуру с размерами ячеек порядка 100-500 нм. Исследования показали, что в образцах серии 1 порог перколяции наблюдается при $x \sim 45\text{-}47$ ат.%, тогда как в образцах серии 2 — при $x \sim 55$ ат.%. Данный сдвиг, вероятно, обусловлен формированием вокруг нанокластеров FeCoZr оболочек оксида. Наличие указанных оксидных оболочек препятствует переходу металлических наночастиц из суперпарамагнитного в ферромагнитное состояние при достижении порога перколяции. Результаты ЯГР-спектроскопии, свидетельствующие о сохранении суперпарамагнитного состояния окисленных наночастиц сплава FeCoZr в нанокомпозитах даже за порогом перколяции, подтверждаются безгистерезисностью кривых намагничения.

Наблюдаемые изменения в пределах порога перколяции отражают взаимодействие нанокластеров FeCoZr и окисленных нанокластеров FeCoZr в пленках синтезированных в чистом аргоне и в смеси аргона и кислорода.

E-mail: avzaleski@yandex.ru

1. A.Saad et al. (2004) Structure and electrical properties of CoFeZr-aluminium oxide nano-composite films // Rev. Adv. Mater. Sci. 8 152-157.
2. Золотухин И.В., Калинин Ю.Е., Стогней О.В. (2000) Новые направления физического материаловедения. Воронеж: Изд-во Воронежского гос. ун-та

* Доклад отмечен грамотой конференции, как лучший на подсекции

КИНЕТИКА РЕЛАКСАЦИИ НЕОДНОРОДНОГО БЛИЖНЕГО ПОРЯДКА В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ NI–МО

Снаговский А.В., Бокоч С.М.,

Кулиш Н.П., Ряшко В.В.

Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко

Известно, что свойства сплавов теснейшим образом связаны с их структурой, кристаллической и субмикроскопической. Особенно ценными физическими свойствами обладают так называемые упорядочивающиеся сплавы. Особенностью таких твердых тел есть тот факт, что атомы разных сортов входящие в их состав занимают пространственно неэквивалентные позиции, образуя при этом некоторые локальные или трансляционно-макроскопические атомные конфигурации. Большой интерес в этом научном направлении представляет изучение микроскопических параметров кинетики релаксации ближнего порядка (БП) в твердых растворах. Особенностью релаксации БП в сплавах есть тот факт, что она реализуется скачками атомов на расстояния, соизмеримые с межатомными, а активация такой миграции не требует высоких температур.

При определении микроскопических диффузионных характеристик в сплавах часто используют метод изучения изотермических зависимостей удельного остаточного электросопротивления. Однако следует учесть, что указанный метод ограничен в анализе зависимости времен релаксации электросопротивления для отдельных волновых векторов $\{\mathbf{k}_s\}$, которые характеризируют ближний порядок. Детально релаксация отдельного типа ближнего порядка может быть изучена только при исследовании кинетики интенсивности диффузного рассеяния излучений (рентгеновских лучей или тепловых нейtronов). Метод диффузного рассеяния рентгеновских лучей был использован в данной работе для определения различных параметров микродиффузии в твердом растворе монокристаллического сплава Ni–11.8 ат.% Mo, закаленного от $T_q = 573$ К и изотермически отожженного при $T_a = 373$ К. Показано, что в сплаве одновременно присутствуют несколько типов ближнего порядка (Ni_4Mo , Ni_2Mo и Ni_2Mo_2), что свидетельствует о его неоднородности. В результате исследования были определены значения вероятностей атомных скачков в обратном $-\lambda_{(1,2)}(\mathbf{k})$ и прямом $-\Lambda_{(1,2)}(\mathbf{r}_n)$ пространствах, а также потенциалы, вызванные наличием межатомных корреляций $\Psi_{(1,2)}(\mathbf{r}_n)$ в сплаве (до 6 координационной сферы). Оказывается, что, как и потенциалы, так и вероятности атомных скачков, имеют сложные осциллирующие распределения по координационным сферам и отличаются от нуля для больших расстояний. Таким образом, кинетика релаксации неоднородного ближнего порядка в твердом растворе Ni–11.8 ат.% Mo характеризуется комплексными его превращениями, которые обеспечиваются сложно зависящими от расстояния в решетке \mathbf{r}_n параметрами элементарных актов диффузии.

E-mail: snagovskiy@ukr.net

ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ТВЕРДОГО РАСТВОРА $(Si_2)_{1-x-y}(Ge_2)_x(GaAs)_y$

Холиков К.Т.

Физико-Технический институт Академии Наук Республики Узбекистан

Альтернативным вариантом в решении проблемы повышения эффективности солнечного элемента (СЭ) является использование примесного фотовольтаического эффекта (ПФВ), возникающего за счет поглощения субзонных фотонов [1-2]. Эффективность применения ПФВ эффекта зависит от правильной оценки энергетического уровня примесей в энергетической зоне полупроводника СЭ.

В данной работе приводятся результаты экспериментальных исследований непрерывных твердых растворов $(Si_2)_{1-x-y}(Ge_2)_x(GaAs)_y$, выращенных по технологии описанной в литературе [3]. Подложками служили кремниевые шайбы толщиной ≈ 400 мкм, диаметром 20мм и удельным сопротивлением $\rho \approx 0,5$ Ом·см, п–типа проводимости. Эпитаксиальные слои имели р–типа проводимости. При оптимальном режиме, когда $T_{\text{под}} \approx 850^{\circ}\text{C}$, $v_{\text{окл}} \approx 1$ град/мин и $d_{\text{заз}} \approx 1 \div 1,5$ мм эпитаксиальные слои имели зеркально гладкую поверхность. Толщина выращенных слоев составляла $45 \div 55$ мкм.

Анализ растровых картин полученных по данным рентгеновского микроанализа поверхности и скола эпитаксиальных слоев показывает, что распределение компонентов по поверхности слоя однородное и в объеме твердого раствора $(Si_2)_{1-x-y}(Ge_2)_x(GaAs)_y$ изменяется в пределах $x = 0 \div 0,9$ и $y = 0 \div 0,92$.

Были определены спектральные зависимости фоточувствительности структуры $nSi - p(Si_2)_{1-x-y}(Ge_2)_x(GaAs)_y$ ($x = 0 \div 0,28$, $y = 0 \div 0,03$) при толщине эпилитера 12 мкм (рис.1). Кривая 1 соответствует освещению со стороны пленки, кривая 2 – со стороны подложки. Подъем чувствительности (кривая 1) в коротковолновой области спектра с энергией квантов около $h\nu \approx 1,55$ эВ, по видимому, обусловлен GaAs, а расширение спектральной чувствительности в длинноволновую сторону обусловлен Ge.

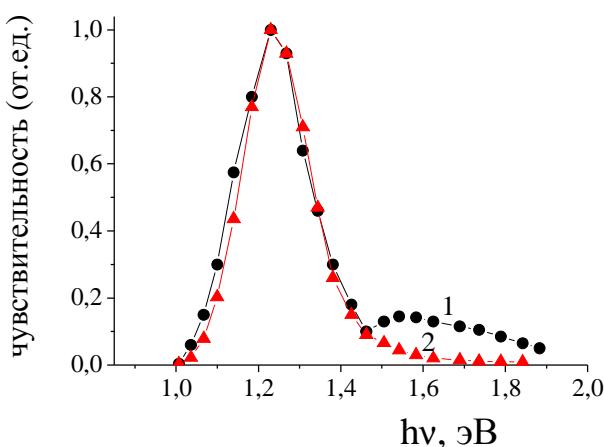


Рис.1. Спектральная зависимость фоточувствительности структуры $nSi - p(Si_2)_{1-x-y}(Ge_2)_x(GaAs)_y$.

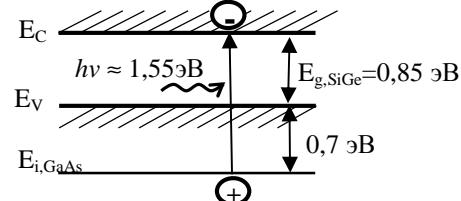


Рис.2. Энергетическая зонная диаграмма SiGe с примесным валентнозонным уровнем $E_{i,\text{GaAs}}$.

Таким образом, экспериментальные результаты показывают, что выращенный эпитаксиальный слой $(Si_2)_{1-x-y}(Ge_2)_x(GaAs)_y$ ($0 \leq x \leq 0,9$ и $0 \leq y \leq 0,9$) является варизонным с расширенной областью фоточувствительности в широком спектральном диапазоне по отношению к Si, как в длинноволновой, так и в коротковолновой области спектра излучения. А при концентрации около 3% широкозонной компоненты GaAs в твердом растворе $(Si_2)_{1-x-y}(Ge_2)_x(GaAs)_y$ имеет уровень, расположенный на 0,7 эВ ниже потолка валентной зоны (рис.2).

1. Luque A. and Marti A. Phys. Rev. Lett. 1997, 78, 5014.
2. Green M.A. Prog. Photovolt: Res. Appl. 2001, 9, 137.
3. Saidov A.S., Razzakov A.Sh., Risaeva V.A., Koschanov E.A. Materials chemistry and physics. 2001, Vol. 68, p.1-6.

АДСОРБЦИЯ КИСЛОРОДА И ОБРАЗОВАНИЕ ZNO ФАЗЫ НА ПОВЕРХНОСТИ МОНОКРИСТАЛОВ ZNSE В ГАММА-ПОТОКЕ ОСТАНОВЛЕННОГО РЕАКТОРА ВВР-СМ.

Эльмуротова Д.Б. (м.н.с., Магистр), Ибрагимова Э.М. , Каланов М.У.

Институт Ядерной Физики АН РУ, Ташкент, Узбекистан,

Полупроводниковые кристаллы ZnSe, легированные теллуром ($ZnSe_{1-x}Te_x$) находят применение как высокоэффективный сцинтиляционный материал для детектирования рентгеновского и γ -излучений в области энергии 30-200 кЭВ, а также α и β излучений благодаря высокой конверсионной эффективности, высокой радиационной стойкости и термостойкости рабочих характеристик. Изучение термодесорбции, люминесцентных и оптических свойств показало, что легирование кристаллов ZnSe изоэлектронными примесями Te_{Se} приводит преимущественно к образованию термодинамически устойчивых и малоподвижных комплексов V_{Zn}Te_{Se}. В данной работе изучался механизм образования примесных центров O и фазы ZnO в кубических кристаллах ZnSe(Te,O) при гамма-облучении в остановленном реакторе ВВР-СМ в течение 10 - 90 часов. Исследовались образцы с содержанием Te (~0.2%), обработанные в окислительной среде для создания *p-n* перехода. Радиолиз и образование дефектов структуры происходило при воздействии сплошного спектра гамма-излучения с энергиями несколько МэВ от продуктов распада урана. Спектр рентгеновской дифракции необлученного образца содержал рефлекс (110), который обусловлен примесной фазой ZnO в матричной решетке ZnSe. Облучение привело к радиационно стимулированному росту этой фазы благодаря поступлению кислорода в решетку по структурным каналам вдоль кристаллографического направления [111] до анионных вакансий селена с последующим их заселением. Полученные нами результаты свидетельствуют о следующем механизме роста фазы ZnO на поверхности ZnSe при гамма-облучении в воздухе и в присутствии паров воды в реакторе. Атомарный кислород образуется в результате ионизации молекул кислорода в воздухе и диссоциации молекул воды (радиолиза воды в процессе гамма-облучения). Затем благодаря положительному потенциалу поверхности полупроводника атомарный кислород O⁻ адсорбируется на поверхности и мигрирует

внутрь решетки по структурным каналам до скоплений вакансий селена, где он заселяет эти вакансии с образованием нанофазы ZnO гексагональной симметрии и следовательно стержнеобразной формы. Обнаруженная суперстехиомеирия цинка Se/Zn в пределах 0.84-0.85 является причиной адсорбции кислорода и образования ZnO – фазы.

В работе также подтверждается существование резкого *p-n*-перехода в области границы раздела фаз *p-ZnO - p-ZnSe – n-ZnSe*. Эти работы и наши результаты свидетельствуют о неоднородном распределении кислорода в приповерхностном слое, энергетическом выигрыше при образовании примесной фазы по сравнению со статистическим распределением кислородных примесных центров. Микротвердость образцов систематически уменьшалась с увеличением времени облучения в остановленном реакторе, то есть с ростом содержания фазы ZnO. Высокоомные исходные образцы имели диодную характеристику, которая очень слабо реагирует на свет. После облучения разрушилась диодная характеристика, вырос запирающий барьер, соответственно выросло сопротивление. Электролюминесценция в полосах 2 и 2.6 эВ обусловлена донор-акцепторными переходами дырок из *p*-слоя с участием ассоциата $\{V_{Zn}^- + D^+\}^0$. Поскольку гамма – облучение монокристаллов ZnSe-ZnO приобретают полупроводниковую структуру и могут использоваться как светодиоды.

Работа выполнена при поддержке Центра по науке и технологии Узбекистана по контракту Ф2.1.2 и ФПФИ Академии Наук Узбекистана, контракт №4-04.E-mail: ibragimova@inp.uz

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА 2

Председатель подсекции
д.ф.-м.н. Казанский Андрей Георгиевич

УДК 53.072; 537.312

РАСЧЕТ ТУННЕЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД МЕТОДОМ РЕЛАКСАЦИИ ПОТЕНЦИАЛА

Сумин А.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В настоящее время все большее внимание уделяется хаотическим средам с характерным размером элементов не более нескольких десятков нанометров. Примерами таких сред могут служить композитные гранулированные системы, магнитные полупроводники кластерного типа. Такие системы интересны не только для экспериментальных и фундаментальных исследований, но и для прикладного применения. Например, в композитных гранулированных системах обнаружен ряд необычных транспортных и оптических свойств, таких как гигантское магнитосопротивление в системах типа «ферромагнитный металл – немагнитный металл», гигантское туннельное магнитосопротивление в системах «ферромагнитный металл – диэлектрик», а также резонансное усиление эффекта Керра [1].

К настоящему времени большое количество работ было посвящено теоретическому и модельному описанию транспортных свойств в неоднородных случайных средах. Однако для более полного понимания физических процессов происходящих в таких системах необходима возможность расчета транспортных свойств с учетом спинзависимого и туннельного сопротивлений. Такие расчеты для неоднородных сред, особенно когда система находится вблизи порога переколяции, довольно сложны и почти всегда не имеют аналитического решения.

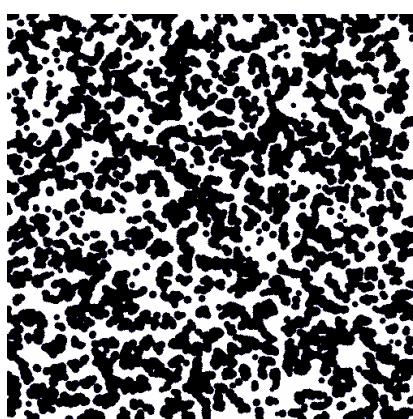


Рис. 1. Пример сцены для вычисления проводимости

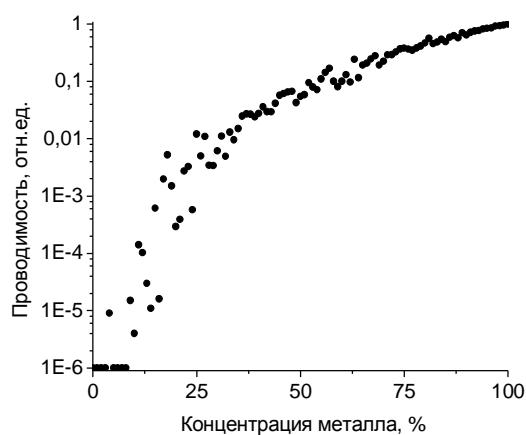


Рис. 2. Зависимость проводимости системы от процентного содержания металла, сетка 1000x50, радиус гранул 1-10, релаксация 5000 шагов

В данной работе для расчета транспортных свойств гранулированной системы «металл – диэлектрик» применяется метод релаксации потенциала. Для расчета проводимости необходимо получить распределение потенциала в системе при постоянных его значениях на ее границах. Таким образом задача будет сведена к решению уравнения Лапласа, которое решается с помощью приближенных методов. В данной работе для решения уравнения Лапласа использовался метод релаксации.

На рисунке 1 представлена типичная сцена для расчета сопротивления исследуемой системы. Расчет производился для значений концентрации металла в системе от 0% до 100%. Полученные значения показаны на рисунке 2. Они достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными для гранулированных систем.

1. Pakhomov A., Yan X., Xu Y., J. Appl. Phys., **79**, 6140 (1996).
2. B.Abeles, Ping Sheng, M.D.Coutts, and Y.Arie, Adv.Phys. 24, 407 (1975)
3. В.Ф.Гантмахер, В.Н.Зверев, В.М.Теплинский, Г.Э.Цыдынжапов, О.И.Баркалов, ЖЭТФ 104, 3217 (1993)

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ В МАТЕРИАЛАХ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИХ ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ В РАМКАХ МОДЕЛИ ТЕРМИЧЕСКОГО ПИКА С УЧЕТОМ ВОЛНОВОГО ХАРАКТЕРА ПЕРЕНОСА ТЕПЛА

Шарипов З.А.

Объединенный Институт Ядерных Исследований, г. Дубна

В последние годы с возрастающим интересом проводятся экспериментальные исследования для изучения воздействий тяжелых заряженных частиц на материалы. К таким исследованием относится, в частности, изучение особенностей радиационного распыления и изменения механических свойств материалов при облучении их тяжелыми ионами высоких энергий. При взаимодействии с материалом мишени быстрая заряженная частица теряет свою энергию главным образом на возбуждение и ионизацию электронов. Заметим, что характерное время достижения электронами равновесного распределения (или время релаксации электронного газа) составляет $(1-5)\times 10^{-15}$ с и некоторых работах на временах $t < 10^{-12}$ с предлагается иная температурная модель, учитывающая волновой характер переноса тепла [1-4].

Один из моделей описывающий тепловые процессы при воздействии тяжелых заряженных частиц на материалы это модель термического пика [5, 6]. В работе [7] применена модель термического пика: система связанных уравнений теплопроводности для электронного газа и кристаллической решетки для исследования тепловых процессов в материалах при облучении их тяжелыми ионами высоких энергий.

В настоящей работе рассматривается модель термического пика (система уравнений) с учетом конечной скорости распространения тепла: система связанных гиперболических уравнений теплопроводности для электронного газа и кристаллической решетки в материале для вычисления температуры решетки и электронов в случае облучении никеля ионами урана с энергией 700 МэВ. Система уравнений решена явной

разностной схемой вычислений. Сделаны сравнительные анализы полученных результатов с результатами работы [7].

E-mail: zarif@jinr.ru

1. Weymann H.D.//Am. J.Phys.1967.V.35. №6. P.488.
2. Bertman B., Sandiford D.J.//Sci. Am. 1970. V. 222. . №5. P. 92.
3. Глушцов А.И., Комаров Ф.Ф., Новиков А.П., Урбанович А.И., Хоанг А.Т.//Докл. АН БССР,1987, Т.31, №7, с.609
4. Самарский А.А., Вабищевич П.Н.. Вычислительная теплопередача. М: УРСС, 2003, с.40-41.
5. Каганов М.И., Лифшиц И.М., Танатаров Л.В. Релаксация между электронами и решеткой // ЖЭТФ. 1956, т.31, № 2(8), с.232-237.
6. Lesueur D. Amorphisation par irradiation aux flagmats de fission d'un alliage Pd-Si// Radiat. Effects, 1975, v.24, №2, p.101-110.
7. Амирханов И.В.и другие. Исследование тепловых процессов в материалах при облучении их тяжелыми ионами высоких энергий в рамках общей модели термического пика //Препринт ОИЯИ Р11-2005-147, 2005, Дубна, ОИЯИ, 15 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ В МАТЕРИАЛАХ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИХ ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ В РАМКАХ МОДЕЛИ ТЕРМИЧЕСКОГО ПИКА С УЧЕТОМ ДВИЖЕНИИ ТЯЖЕЛОГО ИОНА В МАТЕРИАЛЕ

Музрафов Д.З.

Объединенный Институт Ядерных Исследований

В последние годы с возрастающим интересом проводятся экспериментальные исследования для изучения воздействий тяжелых заряженных частиц на материалы. Эти исследования становятся актуальными в связи с созданием ускорителей и накопительных колец тяжелых ионов высоких энергий, а также с проблемой определения радиационной стойкости конструкционных материалов. Один из моделей описывающий тепловые процессы в материалах при облучении их тяжелыми ионами высоких энергий это модель термического пика [1-2]. В работах [3-4] рассматривается модель термического пика с источником описывающий единовременной энерговыделении на траектории иона.

В настоящей работе применена модель термического пика (система уравнений) с источником энерговыделения учитывающий движения иона в материале для вычисления температуры решетки и электронов в случае облучении никеля ионами урана с энергией 700 МэВ. Система уравнений решена явной разностной схемой вычислений и методом переменных направлений. Обсуждается возможность параллельной реализации этих методов. Установлено, что температура мишени превышает температуру плавления материала и температуру испарения. На основе полученных результатов можно выделить характерные размеры областей, где температура мишени превышает температуру плавления и испарения и в этих областях могут происходить фазовые переходы.

E-mail: mdz81@mail.ru

1. М.И.Каганов, И.М.Лифшиц, Л.В.Танатаров. Релаксация между электронами и решеткой // ЖЭТФ. 1956, т.31, № 2(8), с.232-237.
2. D. Lesueur. Amorphisation par irradiation aux flagmats de fission d'un alliage Pd-Si// Radiat. Effects, 1975, v.24, №2, p.101-110.
3. И.В. Амирханов и другие. Численное исследование температурных эффектов в материалах при облучении их тяжелыми ионами высоких энергий в рамках уравнений теплопроводности для электронов и решетки.//Препринт ОИЯИ Р11-2004-165, 2004, Дубна, ОИЯИ, 15 с.
4. И.В. Амирханов, А.Ю. Дидақ, Д.З. Музафаров, И.В. Пузынин, Т.П. Пузынина, Н.Р. Саркар, И.Сархадов, З.А. Шарипов. //Препринт ОИЯИ Р11-2005-147, 2005, Дубна, ОИЯИ, 15 с.

УЧЕТ ВЛИЯНИЯ ОБМЕННЫХ ВЗАЙМОДЕЙСТВИЙ В ДОНОРНО-АКЦЕПТОРНЫХ ПАРАХ НА ВЕРОЯТНОСТЬ ИНТЕРКОМБИНАЦИОННЫХ ПЕРЕХОДОВ В МОЛЕКУЛАХ АКЦЕПТОРОВ

Тищенко А.Б.

Ставропольский государственный университет

Предложена феноменологическая теория интеркомбинационных переходов в донорно-акцепторных парах. С учетом влияния обменных взаимодействий, в рамках первого приближения теории возмущений, получены выражения для констант скоростей излучательного $S_0 \leftarrow T$ (1) и безызлучательного $T \leftarrow S_1$ (2) переходов:

$$k_{S_0 \leftarrow T}^A(R) = k_0^A + 2 \cdot \frac{\langle T_A | H_{DA} | T_D \rangle}{E_{T_A} - E_{T_D}} \frac{\langle S_{0A} | H_{DA} | S_{0D} \rangle}{E_{S_{0A}} - E_{S_{0D}}} \sqrt{k_0^A k_0^D} + \left(\frac{\langle T_A | H_{DA} | T_D \rangle}{E_{T_A} - E_{T_D}} \frac{\langle S_{0A} | H_{DA} | S_{0D} \rangle}{E_{S_{0A}} - E_{S_{0D}}} \right)^2 k_0^D \quad (1)$$

$$k_{T \leftarrow S_1}^A(R) = k_{i.c.}^A + 2 \cdot \frac{\langle T_A | H_{DA} | T_D \rangle}{E_{T_A} - E_{T_D}} \frac{\langle S_{1A} | H_{DA} | S_{1D} \rangle}{E_{S_{1A}} - E_{S_{1D}}} \sqrt{k_{i.c.}^A k_{i.c.}^D} + \left(\frac{\langle T_A | H_{DA} | T_D \rangle}{E_{T_A} - E_{T_D}} \frac{\langle S_{1A} | H_{DA} | S_{1D} \rangle}{E_{S_{1A}} - E_{S_{1D}}} \right)^2 k_{i.c.}^D \quad (2)$$

Здесь k_0 и $k_{i.c.}$ – константы скоростей излучательного $S_0 \leftarrow T$ и безызлучательного $T \leftarrow S_1$ переходов в отсутствие взаимодействий, индексы A и D относятся соответственно к акцептору и донору.

Установлено, что зависимость констант скоростей от расстояния R между компонентами в донорно-акцепторной паре определяется выражением:

$$2 \cdot \frac{\langle T_A | H_{DA} | T_D \rangle}{E_{T_A} - E_{T_D}} \frac{\langle S_{0A} | H_{DA} | S_{0D} \rangle}{E_{S_{0A}} - E_{S_{0D}}} = \exp(-\alpha R) \quad (3)$$

Показано, что возможны четыре случая изменения констант скоростей интеркомбинационных переходов: одновременное увеличение обеих констант; одновременное их уменьшение; увеличение $k_{S_0 \leftarrow T}$ и уменьшение $k_{T \leftarrow S_1}$; увеличение $k_{T \leftarrow S_1}$ и уменьшение $k_{S_0 \leftarrow T}$.

Ниже в таблице приведены результаты расчета с использованием формул (1) - (3) и экспериментального определения относительного изменения констант $k_{S_0 \leftarrow T}$ для

аценафтина и $k_{T \leftarrow S_1}$ для нафталина в присутствии донора (бензофенона) в толуоле при 77К для трех различных межмолекулярных расстояний.

$R, \text{Å}$	Аценафтен + Бензофенон		Нафталин + Бензофенон	
	$k_{S_0 \leftarrow T}^{\text{rad}}(R)/k_{0A}^{\text{rad}}$ (эксперимент)	$k_{S_0 \leftarrow T}^{\text{rad}}(R)/k_{0A}^{\text{rad}}$ (расчет $\alpha = 4 \text{ нм}^{-1}$)	$k_{T \leftarrow S_1}^{\text{i.c.}}(R)/k_{0A}^{\text{i.c.}}$ (эксперимент)	$k_{T \leftarrow S_1}^{\text{i.c.}}(R)/k_{0A}^{\text{i.c.}}$ (расчет $\beta = 3.8 \text{ нм}^{-1}$)
14,0	2,6	2,4	1,6	1,64
13,0	3,4	3,32	1,8	1,98
12,3	4,3	4,36	2,8	2,33

Как видно из таблицы, присутствие молекул донора в радиусе обменных взаимодействий с молекулами акцепторов увеличивает константы скоростей интеркомбинационных переходов последних, что согласуется с полученными выражениями (1) и (2). Зависимости констант скоростей интеркомбинационных переходов в молекулах акцепторов от среднего расстояния между компонентами донорно-акцепторной смеси, удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

E-mail: tishunya@yandex.ru

ПОЗИЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ ФОТОПРИЕМНИКИ НА ОСНОВЕ СЛОЕВ NCDTE:IN.

*Сенокосов Э.А., Сорочан В.В.

Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко,

В работе исследована возможность создания позиционно-чувствительных фотоприемников (ПЧФ) на основе поликристаллических полупроводниковых слоев CdTe:In. Согласно [1,2] их работа основывается на нетрадиционной схеме расположения и коммутации электрических контактов. Слои nCdTe:In в форме диска радиусом $R= 6 - 8 \text{ мм}$ получались методом вакуумного напыления в квазизамкнутом объеме на стеклянные и сапфировые подложки. Концентрация и подвижность их электронов проводимости составляла $n=10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $\mu=340 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ соответственно.

К одной паре электрических контактов фотоприемного элемента ПЧФ на основе слоя nCdTe:In, размещенных на концах диагонали квадрата (ось Y), подключался источник входного напряжения и пропускался ток I . К двум другим контактам, расположенным на эквипотенциальной линии тока (ось X), подключался резистор нагрузки, с которого снималось выходное напряжение.

На рис 1 приведены экспериментальные полярные диаграммы чувствительности ПЧФ (кривые 1) и построенные в соответствии с теорией[1, 2] (кривые 2) для двух значений $r_{00}=r/R$, где r -радиус зондирования. Анализ экспериментальных данных позволяет заключить, что характеристики и параметры ПЧФ на основе слоев nCdTe:In по основным позициям соответствуют теоретически рассчитанным. Их удельная интеграль-

* Доклад отмечен грамотой конференции, как лучший на подсекции

ная чувствительность, определяемая величиной выходного напряжения, отнесенного к единичным значениям тока, протекающего через фотоприемник, и мощности оптического зонда, достигает величины 6 мВ/(мкА·Вт).

Зависимость выходного напряжения от координат локальной засветки может использоваться для отслеживания перемещений светоизлучающих объектов. Так как форма диаграмм чувствительности ПЧФ зависит от однородности полупроводникового слоя, то такое свойство может быть использовано для его неразрушающего контроля [3]. Обладая приемлемой чувствительностью и низкой стоимостью ПЧФ на основе слоев nCdTe:In могут конкурировать с существующими аналогами.

E-mail: vsorochan@mail.ru, vsorochan@rambler.ru

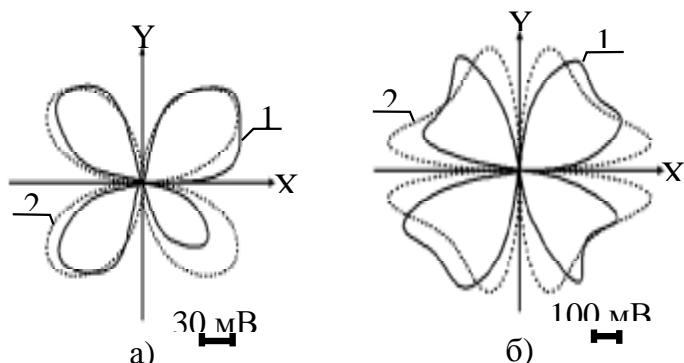


Рис. 1 Полярные диаграммы экспериментальной (кривые 1) и теоретической (кривые 2) зависимости выходного сигнала ПЧФ от координат пятна засветки для $I=20$ мкА и двух значений r_{00} : а- 0,36; б- 0,8.

- Клюканов А.А., Сенокосов Э.А., Сорочан В.В., Цирулик Л.Д. Двухкоординатные фотодатчики на основе однородных проводящих полупроводниковых пленок// ЖТФ, 2003, т. 73, В.5, с. 123-125.
- Клюканов А.А., Сенокосов Э.А., Богинский Д.Е., Сорочан В.В., Фещенко Л.В. Функциональные возможности фотоприёмников на основе низкоомных полупроводниковых пленок// Технология и конструирование в электронной аппаратуре, 2003, №1, с. 49-51.
- Патент ПМР № 262. Способ контроля качества полупроводниковой пленки/ Сенокосов Э.А., Сорочан В.В., Цирулик Л.Д.- Заявлено 02.10.2003 г.- Бюллетень экономической и правовой информации.-2004.- №2.

О МЕХАНИЗМЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ S-ТИПА В СЛОЯХ NCDTE:IN.

Сенокосов Э.А., Сорочан В.В.

Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко

Под действием сильного электрического поля массивные кристаллы и тонкие пленки CdTe могут переключаться из высокоомного состояния в низкоомное(электрическое переключение S-типа). Однако полное представление о механизме такого переключения в образцах CdTe отсутствует. В данной работе приведены результаты исследования переключения S-типа в поликристаллических слоях nCdTe:In толщиной 20-500 мкм и сопротивлением 10^3 - 10^6 Ом*см, полученных на стеклянных и сапфировых подложках методом вакуумного напыления в квазизамкнутом объеме.

Исследовались вольт-амперные характеристики (ВАХ) образцов In-CdTe:In-In в динамическом и стационарном режимах. В низкоомное состояние образцы переключались скачком за время порядка 10^{-3} с. После переключения на ВАХ отсутствовала вторая поворотная точка перехода к положительному дифференциальному сопротивлению в области больших токов. Последующие переключения происходили при меньших напряжениях с переходом после 4-5 циклов в установленное состояние, в котором пороговые параметры переключения не менялись от цикла к циклу.

Значения напряжения переключения образцов In-CdTe:In-In в стационарном режиме близки или совпадают с эффективным значением переменного напряжения переключения. Такая корреляция наблюдается и для пороговых значений токов. С ростом температуры образца наблюдалось линейное уменьшение напряжения переключения. Более тонкие слои, а также слои полученные на подложках с высокой теплопроводностью (сапфир), переключались при значениях джоулевой мощности, превосходящей её величину для толстых слоев и для слоев полученных на подложках с низкой теплопроводностью (стекло)[1].

На основании проведенных исследований можно сделать следующие выводы:

Особенности ВАХ исследованных слоев nCdTe:In указывают на то, что в основе их переключения S- типа лежит механизм теплового пробоя[2]. Пороговые параметры перехода в низкоомное состояние во многом определяются условиями теплоотвода.

Явление S- переключения в образцах In-nCdTe:In-In носит не поверхностный, а объемный характер.

Параметрами переключения слоев nCdTe:In можно управлять путем их засветки светом из спектральной области, соответствующей краю собственного поглощения CdTe. Это может быть использовано для создания на основе таких слоев электрических переключателей, управляемых светом из ближней инфракрасной области. Максимум чувствительности слоев nCdTe:In с увеличением уровня легирования атомами In смешается в длинноволновую область спектра.

E-mail: vsorochan@mail.ru, vsorochan@rambler.ru

1. Сенокосов Э.А., Макаревич А.Л., Сорочан В.В. Электрическая неустойчивость в слоях nCdTe:In с S-образными вольт –амперными характеристиками. Известия вузов. Физика.- 2005.- №6.- С. 28-30.
2. Сенокосов Э.А., Макаревич А.Л., Сорочан В.В. Исследование механизма переключения в слоях nCdTe:In. Известия вузов. Электроника.- 2005.- № 6.- С. 41-45.

THE SHAPE RESONANCES IN PHOTOIONIZATION SPECTRA NEAR S 2P IONIZATION THRESHOLDS IN SULFUR HEXAFLUORIDE CLUSTERS

Brykalova K.O.

Saint-Petersburg State University

Shape resonances and multielectron excitations are the most interesting features observed in X-ray absorption and X-ray photoemission spectra of molecules, clusters and solids. Shape resonance in inner-shell photoemission is a complicated process. This occurs when an electron is ejected from a deeply bound core level and is temporary trapped within a potential well with barrier of a finite size R, so that subsequent tunnelling through the barrier occurs.

Previously, shape resonances have been investigated in X-ray photoemission spectra of small molecules, such as N₂, CO, CO₂ и SF₆. Now the most interest is focused on shape resonance phenomena in van der Waals clusters. Investigations of free molecular clusters allow describing quasi-molecular features observed in the core-level photoemission of solids.

Experimental results demonstrate minor deviations of core-to- unoccupied σ^* -orbital transitions in free molecules from that in free molecular clusters. However, shape resonances in the condensed phase are not completely studied. The special emphasis is put on the t_{2g} shape resonance formation in photoemission spectra of SF₆ molecular clusters in the S 2p regime. This resonance in photoemission spectra of molecule SF₆ has been studied in detail. The t_{2g} shape resonance is located above ~ 3 eV the S 2p ionization threshold in SF₆.

In the present work the double-barrier-optical-potential model is applied to describe the t_{2g} shape resonances in clusters. The internal barrier is formed by octahedron composed of fluorine atoms. It provides a trap for the core-photoelectron and is regarded as unchanged in the free molecule and the molecular cluster. The external barrier models the surroundings effects on the trapping and subsequent traversing of photoelectrons through the cluster. The quasi-atomic approach is used to determine the single-hole-ionization cross section [1]. The theoretical research of the influence of neighboring molecules on the trap of the core photoelectron is carried out and the interesting feature of this influence is revealed. As a result of the molecular interference photoelectron waves scattered by the neighboring molecules are quenched in the region between the internal and external barriers. In consequence of this shielding effect the role of the external barrier on the trap of the photoelectron with kinetic energy 2 < E < 9 eV is strongly decreased. According to calculations the t_{2g} shape resonance in free and clustered molecules shows a close resemblance. The extremely small shift of a few meV of the shape resonance in molecular clusters relative to free molecules is revealed.

E-mail : ksenia_olegovna@mail.ru

The author acknowledges Professor, Doctor of Physical-Mathematical Science A.A. Pavlychev for the help in the realization of this research.

[1] Pavlychev A.A. (2000) Aspects of solid state electronics // Sci Proceedings of the Saint-Petersburg State University, №435, p. 76.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ПОРОШКОВОЙ СМЕСИ CU-AL ПРИ САМОРАСПРОСТРА- НЯЮЩЕМСЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОМ СИНТЕЗЕ

Орлов С.А., Дмитриева М.А.
Томский государственный университет

В настоящее время широкое развитие получают методы создания материалов с заранее заданными свойствами и структурой. Одним из таких методов является самораспространяющийся высокотемпературный синтез, в процессе которого образуется композиционный материал со сложной структурой, состоящей из нескольких фаз: интерметаллид, получаемый в результате реакции исходных компонентов, непрореагировавшая часть компонентов и остаточная пористость. Продукты химического взаимодействия образуют сплошной слой, который отличается по своему строению от исходных компонентов и разделяет оба реагента, но не прекращает дальнейшего взаимодействия. [1] Таким образом интерметаллид и непрореагировавшие части реагентов явля-

ются диффузионными барьерами для процессов рекристаллизации, протекающих при повышенных температурах, что может повысить рабочую температуру изделий из таких материалов.

В работе моделируется поведение порошковой смеси Cu – 12,4 мас. % Al при самораспространяющемся высокотемпературном синтезе. В процессе синтеза образуется композиционный материал на основе исходных реагентов Cu, Al и интерметаллида Cu₃Al. Взаимодействие между алюминием и медью с образованием химического соединения начинается при 535°, т.е. ниже температуры плавления алюминия. Реакция идет с выделением тепла, теплота образования алюминида меди Cu₃Al – 16,5 ккал/моль. Композиты, структура которых содержит соединение Cu₃Al, обладают более высокой твердостью, прочностью и меньшей ползучестью по сравнению со сплавами Cu-Al без интерметаллических включений. [2]

Моделирование основано на модели реагирующей порошковой среды [3] и включает в себя моделирование процессов тепло- и массопереноса, процессов химического превращения. Реагирующая порошковая смесь представляется набором элементов макроскопической концентрационной неоднородности. Предполагается, что концентрационная неоднородность смеси имеет пространственную регулярную структуру. Все физические параметры порошковой среды определяются как эффективные функции от концентрации компонентов, пористости, температуры микрослоя элемента структуры. Эти зависимости определяются с использованием подхода механики реагирующего зернистого слоя [3].

В результате проделанной работы создана модель, описывающая получение композиционного материала на основе Cu-Al методом СВС, исследованы зависимости скорости горения от начальной температуры процесса, проведено сравнение результатов численного эксперимента с данными, полученными из натурного эксперимента [1].

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Министерства образования РФ и CRDF в рамках программы BRHE (проект № 016-02), РФФИ (проект №05-05-01377а).

E-mail: orlov@ftf.tsu.ru

1. Итин В.И., Найгороденко Ю.С. Высокотемпературный синтез интерметаллических соединений – Томск: Изд-во ТГУ, 1989 – 214 с.
2. Синельникова В.С., Подергин В.А., Речкин В.Н. Алюминиды – Киев: Институт проблем материаловедения, 1965 – 242 с.
3. Лейцин В.Н. Модель реагирующей порошковой среды // Вестник ТГУ – 2001. – №5.

УДК 621.315.592

ВЛИЯНИЕ ТЕРМООБРАБОТКИ НА СВОЙСТВА КРЕМНИЯ С ПРИМЕСЬЮ ГАФНИЯ

Далиев Ш.Х.

Национальный университет Узбекистана имени Мирзо Улугбека,

Известно, что процесс изготовления полупроводниковых приборов и последующей их эксплуатации включает различные циклы термической обработки (ТО). Как известно, процесс эксплуатации полупроводниковых приборов сопровождается их на-

гревом до 100 °C, а иногда до 200 °C. В связи с этим интересно было исследовать влияние низкотемпературных обработок (НТО) на свойства глубоких уровней в кремнии, легированном гафнием.

Изохронный и изотермический отжиги образцов n-Si<Hf> производились в интервале температур 100 ÷ 300 °C на воздухе с последующим охлаждением в воде. До и после каждого цикла отжига определялись концентрации и параметры каждого глубокого уровня в отдельности.

Измерения вольт-фарадных характеристик, спектров DLTS и ФЕ показали, что низкотемпературная обработка (НТО) при T=100 ÷ 300 °C не приводит к заметному изменению параметров ГУ в образцах Si, легированного гафнием при выращивании.

Аналогичная обработка образцов n-Si<Hf>, прошедших предварительную высокотемпературную обработку (ВТО) при 1200 °C в течение 1 часа с последующей резкой закалкой, существенно изменяет энергетический спектр ГУ. Обнаружено, что ВТО приводит к образованию нового ГУ E_c-0.36 эВ в n-Si<Hf>. Анализ спектров DLTS образцов, прошедших ТО в интервале 900 ÷ 1200 °C показал, что эффективность образования уровня E_c-0.36 эВ зависит от температуры обработки и степени очистки поверхности перед ВТО.

Установлено, что концентрация уровня E_c-0.36 эВ, стимулированного ВТО в образцах n-Si<Hf>, в результате НТО при 250 °C в течение 1 часа заметно уменьшается и с дальнейшим ростом длительности обработки он полностью отжигается.

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

E-mail: shahrik1985@yandex.ru

К ТЕОРИИ ЭЛЕКТРОН – ЭЛЕКТРОННЫХ ВЗАЙМОДЕЙСТВИЙ В СИЛЬНОЛЕГИРОВАННЫХ ГЕТЕРОПЕРЕХОДАХ

Лысов Р.В.

Рязанский институт открытого образования, Рязань, Россия

Работа направлена на выяснение вклада внутриподзонной t_{ee}^{intra} и межподзонной t_{ee}^{inter} электрон – электронной релаксации в затухание квантования Ландау осцилляций поперечного магнитосопротивления. Для сильнолегированного гетероперехода $Al_xGa_{1-x}/GaAs$ ($x=0.3$, $n_s > 8.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$), аппроксимированного треугольным потенциальным профилем, когда заполнены основная и возбужденная подзоны размерного квантования, получены выражения параметрических зависимостей t_{ee}^{intra} и t_{ee}^{inter} от температуры T , которые объясняют экспериментальные зависимости.

Методом самосогласованного решения уравнений Пуассона и Шредингера, были найдены вид энергетической структуры для зоны проводимости $E_c(z)$ наноструктуры и пространственное распределение электронной плотности $y^*(z)y(z)$ на уровнях (подзонах) размерного квантования. С точностью до второго члена разложения внешнего возмущающего потенциала теории возмущений выражение для времени “е-е” взаимодействия может быть представлено в виде

$$\frac{1}{t_{ij}^{ee}} = \int_{-\infty}^{\infty} dw \sum_{k,m} \sum_{\mathbf{q}} |V_{tot}^{ijkl}(\mathbf{q}, w)|^2 \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{p}} d(E_j(\mathbf{k} + \mathbf{q}) + E_l(\mathbf{p} - \mathbf{q}) - E_i(\mathbf{k}) - E_k(\mathbf{p})) f_{\mathbf{k}} f_{\mathbf{p}} (1 - f_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}) (1 - f_{\mathbf{p}-\mathbf{q}})$$

(1) где $V_{tot}^{ijkl}(\mathbf{q}, \omega)$ — матричный элемент полного потенциала экранирования, f — функция распределения Ферми — Дирака.

Традиционный подход к решению подобных задач состоит в рассмотрении условий абсолютного нуля ($T = 0$ К), ограничением разложения матричных элементов до членов второго порядка малости [1], что связано с логарифмической расходимостью членов высшего порядка разложения. Решение поставленной задачи требует иного подхода,— а именно: условие $T \neq 0$ К. Интегрирование (1) связано с некоторыми особенностями: при небольших температурах происходит переход к так называемому «гидродинамическому режиму», который можно описать с помощью макроскопических законов гидродинамики и термодинамики. Макроскопические ситуации принципиально отличаются от предела $T = 0$ К. В этом пределе частота столкновений обратится в ноль, а диэлектрическая функция $c(\mathbf{q}, w)$, входящая в $V_{tot}^{ijkl}(\mathbf{q}, w)$ будет соответствовать бесстолкновительному режиму [2]. Поэтому в (1) необходимо учитывать и температурную зависимость функций распределения. Функция $V_{tot}^{ijkl}(\mathbf{q}, w)$ имеет в комплексной плоскости частот особую точку, поэтому следует вначале проводить суммирование по волновым векторам \mathbf{k} , \mathbf{p} и \mathbf{q} , а уже затем интегрирование по частоте w . Необходимо также отметить, что в большинстве работ по исследованию "е-е" взаимодействий используется статический предел так, что $c(\mathbf{q}, w) \equiv c(\mathbf{q}, 0)$. В нашей задаче диэлектрическая функция имеет более сложную структуру. И поэтому возможно ожидать резонансные отклики на непрерывный спектр потенциала внешнего возмущения. Следовательно, решение поставленной задачи требует исследования частотной зависимости $V_{tot}^{ijkl}(\mathbf{q}, w)$ в (1) с использованием приближения хаотических фаз, суть которого состоит в пренебрежении связью между изменениями Фурье — образов плотностей, относящихся к разным длинам волн.

E-mail: Lysov_rv@mail.ru

1. Slutsky M., Entin-Wohlman O., Berk Y., and Palevsky A. (1996) Electron-electron scattering in coupled quantum wells // Phys. Rev. B, №53(7), p. 4065-4072
2. Пайнс Д., Нозерь Ф. (1967) Теория квантовых жидкостей. М.

РАЗНОСТНЫЕ СХЕМЫ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ТДС-СПЕКТРА ДЕГИДРИРОВАНИЯ МЕТАЛЛОВ С УЧЕТОМ ТЕПЛОПОГЛОЩЕНИЯ И ЭФФЕКТА СЖАТИЯ

Родченкова Н.И.

Институт прикладных математических исследований КарНЦ РАН,

В связи с возрастающими экологическими требованиями особое внимание уделяется перспективам использования водорода в качестве энергоносителя. Ведется интенсивный поиск материалов для эффективного решения задач хранения и транспортировки. Экспериментальные исследования требуют разработки *математических* моде-

лей взаимодействия водорода с твердым телом и методов их параметрической идентификации. В работе рассматриваются численные методы решения краевых задач с нелинейными динамическими граничными условиями и подвижными границами, моделирующих кинетику выделения водорода из гидрида металла с учетом динамики межфазового перехода, сжатия частиц порошка гидрида в процессе дегидрирования, десорбционных процессов на поверхности и теплопоглощения на границе раздела фаз металлогидрид. Данные модели представлены применительно к экспериментальному методу термодесорбционной спектрометрии (ТДС). Образец порошкообразного гидрида металла помещают в камеру с последующим постоянным вакуумированием и относительно медленным нагревом. Внутреннее гидридное ядро частиц сжимается, а снаружи нарастает корка металла с растворенным водородом. При этом, в связи с перестройкой решетки на движущейся границе раздела фаз, происходит сжатие частиц порошка. Разложение гидрида сопровождается теплопоглощением. На поверхности атомы водорода рекомбинируют в молекулы и десорбируются. С помощью масс-спектрометра определяется десорбционный поток водорода и оцениваются кинетические параметры модели.

В докладе представлены разностные схемы для данного класса нелинейных краевых задач и результаты вычислительных экспериментов по оценке кинетических параметров моделей. Приводится сравнение вариантов с объемной и поверхностной десорбицией. Показано влияние вариаций различных параметров на график выходного десорбционного потока. В результате сопоставления с экспериментальными данными выявлены лимитирующие факторы, сделан вывод о том, что модели адекватно описывают физико-химические процессы, происходящие при дегидрировании металлов, и могут быть использованы для решения обратных задач параметрической идентификации по экспериментальным данным.

E-mail: rodchenk@krc.karelia.ru

1. Родченкова Н.И. (2005) Математическое моделирование ТДС-спектра дегидрирования металлов // Сб. тезисов докладов международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов-2005». Секция «Физика», «Математическое моделирование и компьютерный практикум». Т. 1. Физический факультет МГУ, с. 124-125.
2. Заика Ю.В., Родченкова Н.И. (2005) Моделирование ТДС-спектра дегидрирования с учетом сжатия и теплопоглощения // Обозрение прикладной и промышленной математики. Т. 12, вып. 4, с. 957-960.
3. Родченкова Н.И. (2005) ТДС-спектр дегидрирования: моделирование с учетом сжатия // Труды ИПМИ КарНЦ РАН. Вып. 6, с. 78-88.
4. Заика Ю.В., Родченкова Н.И. (2006) Моделирование высокотемпературного пика ТДС-спектра дегидрирования // Математическое моделирование. Т. 18 (в печати).

СПЕКТРЫ ЯКР СИ И ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ В СОЕДИНЕНИЯХ $Cu_{2-x}S$

Сафонов А.Н.

Казанский государственный энергетический университет

В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования спектров ЯКР Cu и электропроводности в образцах полупроводников $Cu_{2-x}S$. Особо-

бенности в поведении спектральных характеристик ЯКР Cu и электрических параметров связываются со структурной перестройкой.

Соединения Cu_{2-x}S относятся к классу полупроводников A_2B , которые являются перспективными материалами для исследования в полупроводниковой технике, в частности для создания на их основе электронных приборов. Целью настоящей работы является систематическое изучение электропроводности и спектров ЯКР полупроводниковых соединений Cu_{2-x}S .

Для исследований были выбраны аттестованные образцы халькозина Cu_2S (месторождение Талнах), джарлеита $\text{Cu}_{1,98}\text{S}$ и $\text{Cu}_{1,94}\text{S}$ (месторождение Донбасс) т.е. образцы естественного происхождения. Измерение электропроводности, а также определение концентрации и подвижности носителей тока выполнялись на специальном стенде по измерению электрических параметров полупроводниковых кристаллов с использованием низкотемпературной приставки. Электропроводность была измерена четырехзондовым методом в интервале температур 77-300 К. Концентрация и подвижность зарядовых носителей определялись с помощью эффекта Холла. Точность измерения сопротивления и температуры составляла 0,5 % и ± 1 К, соответственно. Спектры ЯКР Cu образцов, были получены на импульсном ЯКР спектрометре ИСШ-2 при температуре 77К с использованием накопления сигналов спинового эха и записи спектральных линий на самописце. Нами было обнаружено характерное для полупроводниковых материалов поведение $\rho(T)$ с заметно выраженным изломом, что согласуется с полученными ранее для области низких температур экспериментальными данными [1]. Полученные результаты указывают на то, что при отклонении от стехиометрии электропроводность σ в соединениях Cu_{2-x} увеличивается, причем в ряде случаев на несколько порядков. Такое поведение может быть связано с изменением положения уровня Ферми и с резким увеличением концентрации дырок при росте вакансий [2]. Экспериментальные данные по электропроводности σ и по коэффициенту Холла R были использованы нами для оценки при комнатной температуре концентрации носителей заряда n и подвижности μ . Полученные ЯКР спектры Cu имеют весьма сложную структуру и состоят из 48 линий, что, после идентификации по изотопам меди приводит к 24 самостоятельным линиям. Наблюдаемые спектры, видимо, можно отнести к 24 кристаллографически неэквивалентным позициям меди. Известно, что спектры ЯКР являются своеобразным паспортом каждого отдельного соединения [3]. Различие спектров может говорить о структурной перестройке кристаллической структуры, т.е. образованием нового полупроводникового индивида при отклонении от стехиометрии, что дополнительно подтверждается данными об электропроводности.

E-mail: alx_rus@mail.ru

1. J.Bougnot, F. Guastavino, H. Luquet, and D. Sodini. On the electrical properties of $\text{Cu}_x\text{S}/\text{Phys. Stat. Sol. (a)}$ 8, K93 (1971).
2. B.J. Mulder. Optical properties and energy band scheme//*Phys. Stat. Sol. (a)* 18, 633 (1973)
3. И.Ф. Габлина, Сульфиды меди как индикаторы среди рудообразования. Доклады академии наук, 1997, том 356, №5, с.657-661.

РАСЧЕТ МАТРИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ $\langle R^k \rangle$ НА МОДИФИЦИРОВАННЫХ ВОДОРОДОПОДОБНЫХ ФУНКЦИЯХ

Фомичева Л.А.

Институт технической акустики НАН Беларуси, Витебск, Беларусь

При моделировании кристаллического поля для f -элементов необходимы сведения о численных значениях матричных элементов $\langle 4f|r^k|4f \rangle$, $\langle 4f|r^k|5d \rangle$, $\langle 5f|r^k|5f \rangle$, $\langle 5f|r^k|6d \rangle$. Трудность заключается в том, что волновые функции для f -элементов в полном объеме найти достаточно сложно, особенно это относится к волновым функциям возбужденных d -состояний.

В связи с этим был разработан алгоритм для приближенной оценки матричных элементов. В качестве начального приближения были выбраны водородоподобные функции, радиальная часть которых может быть записана в виде (1):

$$R_{nl}(r) = -\sqrt{\frac{(n-l-1)!}{(n+l)! (2n)!}} \left(\frac{2Z}{n}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{Zr}{n}} \left(\frac{2Zr}{n}\right)^l L_{n+l}^{2l+1} \left(\frac{2Zr}{n}\right) \quad [1]$$

Используя [1], можно вычислить средние значения $\langle r^k \rangle$ (1):

$$\langle nl|r^k|n'l' \rangle = \int R_{nl} r^{k+2} R_{n'l'} dr \quad [2]$$

Матричные элементы, вычисленные на водородоподобных функциях, плохо согласовывались с элементами, полученными на функциях Хартри - Фока (2), (3). Для улучшения результатов величина эффективного заряда Z подбиралась таким образом, чтобы значения рассчитанных матричных элементов максимально приближались к значениям $\langle r^k \rangle$, вычисленным на функциях Хартри - Фока (2), (3). Все расчеты выполнялись в среде Maple.

В таблице 1 и таблице 2 приведены значения матричных элементов для иона-лантаноида Ce^{3+} и иона-актиноида Np^{4+} соответственно, вычисленные с помощью разработанного алгоритма. Для сравнения в таблицах также указаны значения матричных элементов, рассчитанные на функциях Хартри - Фока (2), (3). Все значения r даны в атомных единицах.

Таблица 1

Ce^{3+}	$\langle 4f r^2 4f \rangle$		$\langle 4f r^3 5d \rangle$		$\langle 4f r^4 4f \rangle$		$\langle 4f r^5 5d \rangle$		$\langle 4f r^6 4f \rangle$	
	(2)	calc	calc	(2)	calc	calc	(2)	calc	(2)	calc
	1.20	1.92	2.43	3.46	5.39	21.51	21.23	20.87		

Таблица 2

Np^{4+}	$\langle 5f r^2 5f \rangle$		$\langle 5f r^3 6d \rangle$		$\langle 5f r^4 5f \rangle$		$\langle 5f r^5 6d \rangle$		$\langle 5f r^6 5f \rangle$	
	(3)	calc	calc	(3)	calc	calc	(3)	calc	(3)	calc
	1.57	2.03	2.20	4.36	5.71	15.22	20.00	19.70		

Из таблицы видно, что идеального согласия между значениями, приведенными в (2), (3) и вычисленными по рассматриваемому алгоритму, не наблюдается. Но, как показало применение полученных результатов для определения параметров кристаллического поля, такой точности оказывается достаточно.

E-mail: famichova@mail.ru

1. Собельман И.И. (1963) Введение в теорию атомных спектров. –М.: Физматгиз.
2. Freeman A.J. and Watson R.E. (1962) Theoretical Investigation of Some Magnetic and Spectroscopic Properties of Rare-Earth Ions // Phys. Rev. 127, p. 2058-2075
3. Lenander C. J. (1963) Parametrized Slater Modified Hartree-Fock Method Applied to Actinide ions // Phys. Rev. 130, p. 1033-1035

МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОГОСТАДИЙНОСТИ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

Ниндаков А.А., Дмитриева М.А., Колмакова Т.В.

Томский государственный университет

Механохимический синтез материалов в прямых экзотермических реакциях между порошковыми реагирующими компонентами является перспективным направлением развития технологий порошковой металлургии, поскольку позволяет объединить такие технологические операции, как механическая активация компонентов, компактирование порошковой смеси, инициирование химических превращений, получить однородный (в химическом отношении) состав продукта реакции. Компьютерное моделирование физико-химических процессов на сегодняшний день позволяет разрабатывать рекомендации, обеспечивающие необходимые технологические режимы получения материалов (параметры структуры исходных порошковых компактов, температуры и т.п.) без каких-либо производственных затрат. Исследование поведения ударнонагруженных порошковых смесей ведется с использованием многоуровневой физико-математической модели химически реагирующей порошковой смеси [1-2]. В модели учитывается наличие структуры концентрационной неоднородности, фазовых переходов, фильтрации жидкой фазы, возможность механической активации реагирующих компонентов в процессе динамического нагружения и т.п. Реальное порошковое тело представляется модельной гетерогенной системой компонентов с детерминированными структурными параметрами, физическими и химическими характеристиками. Учитывается многостадийность процессов синтеза [3].

С учетом всех стадий образования продукта реакции проводились вычислительные эксперименты для модельного образца химически реагирующей порошковой смеси Ni-Al с начальной температурой смеси $T_0=293$ К. Расчет проводится для различных значений параметра концентрационной неоднородности и начальной пористости. Полученные результаты моделирования механохимических процессов позволяют оценить особенности режимов и условий протекания процессов ударного синтеза в порошковых материалах, а также необходимость учета многостадийности.

На основе полученных данных можно утверждать, что при моделировании эффективных тепловых параметров ударного синтеза достаточно рассматривать эффективное уравнение химических превращений без учета многостадийности. Оценка локальных кинетических характеристик физико-химических процессов в реагирующей порошковой среде требует учета многостадийности химических превращений.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект №05-08-01377а).

Arsendushka@mail.ru

1. Лейцин В.Н., Дмитриева М.А. Моделирование процессов ударной модификации реагирующих порошковых материалов // Физическая мезомеханика. 2002. Т. 5, № 4. С. 55-65.
2. Лейцин В. Н. Модель реагирующей порошковой среды // Вестник Том. гос. ун-та. Бюл. опер. науч. информации. 2001. №5. 40 с
3. Вольпе Б.М. Разработка физических основ интегральных технологий самораспространяющегося высокотемпературного синтеза дисперсных материалов на основе легированных интерметаллических соединений никеля и титана: Автореф. дис. ... д-ра техн. наук. – Томск, 1998. – 44 с.

РАСЧЕТ ОПТИЧЕСКИХ ФУНКЦИЙ КРИСТАЛЛОВ CuIn_3Se_5 , CuGa_3Se_5

**Левченко С.В.

Институт прикладной физики, Академии Наук Молдовы,

Кристаллы CuIn_3Se_5 были выращены методом химического транспорта в закрытой системе, в качестве транспортного агента использовался бром, а CuGa_3Se_5 методом Бриджмена. Стехиометрический состав образцов для Cu:In:Se составляет 16.6: 31.1: 52.3 атомных процента и 13.1: 34.55: 37.05 для Cu:Ga:Se . Исследовались энергетические спектры кристаллов с помощью зависимости мнимой (ϵ_2) и действительной (ϵ_1) части диэлектрической проницаемости в области 0.8–4.4 эВ при температуре 300 К, полученной эллипсометрическим методом .

Измеренный спектр диэлектрической проницаемости (рис.1.а) состоит из двух интенсивных максимумов. Наблюдаемые особенности анализировались с помощью численного дифференцирования экспериментальных данных (вторая производная) известной теоретической зависимостью [1]. Определены энергии, соответствующие различным межзонным переходам, и получено удовлетворительное согласие с экспериментом (рис.1.б). Переход с наименьшей энергией E_0 был описан критической точкой с учетом экситона тип 0D, тогда как межзонные переходы, происходящие при больших энергиях, соответствовали типу 2D. Спектральные зависимости показателя преломления $n^*(E)$, коэффициент поглощения $k(E)$ и коэффициент отражения $R(E)$ при нормальном угле падения изученных кристаллов были определены.

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

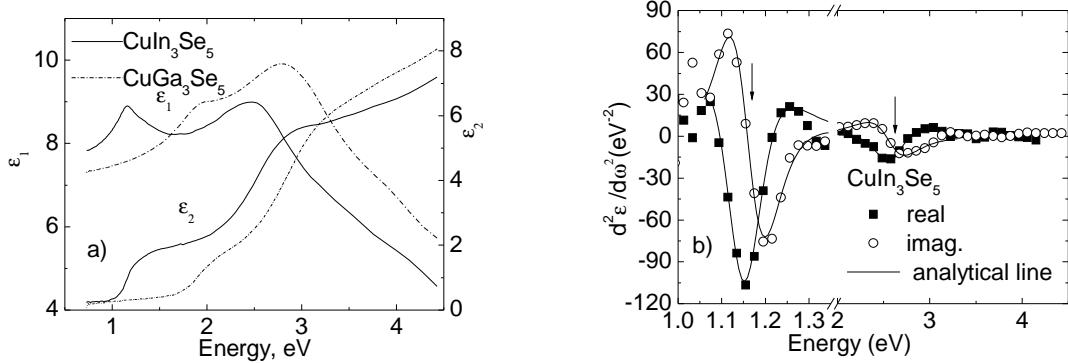


Рис. 1 а) Действительная (ϵ_1) и мнимая (ϵ_2) часть диэлектрической проницаемости в зависимости от энергии для CuIn_3Se_5 и CuGa_3Se_5 кристаллов при 300К; б) Вторая производная, полученная из спектра действительной (ϵ_1) и мнимой (ϵ_2) части диэлектрической проницаемости для CuIn_3Se_5 и теоретическая кривая.

e-mail : levcenco@phys.asm.md

- [1] P. Lautenschlager, M. Carriga, S. Logothetidis, and M. Cardona, Phys. Rev. B **35**, 9174 (1987).

МЕЖЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СИСТЕМАХ В ОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ.

Хамидуллин Р.А.¹⁾

Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко

В работе [1] был предложен простой метод расчета коэффициента межзонного поглощения света в однородном электрическом поле, применимый для широкого класса полупроводниковых систем. В настоящей работе предлагается обобщение указанного метода, дающее возможность, зная частотную зависимость коэффициента межзонального поглощения света $K_0(\Omega)$ в отсутствие электрического поля, определить зависимость коэффициента межзонального поглощения света от частоты $K(\Omega)$ в электрическом поле.

Используется простая модель прямозонного полупроводника с невырожденными зонами. Расчет проведен в однозонном приближении. Если в отсутствие электрического поля гамильтониан для носителей в i -й зоне (s -, v -зоны) имеет вид:

$$\hat{H}_0^{(i)}(x, y, z) = \hat{H}_0^{(i)}(y, z) + \frac{\hat{P}_x^2}{2m_i} \quad (1)$$

и

$$K_0(\Omega) = \Omega \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp(i\Omega t) I(t), \quad (2)$$

где \hat{P}_j - компонента импульса вдоль j -й оси, m_i - эффективная масса носителя в i -й зоне. $I(t)$ - производящая функция для коэффициента поглощения света $K_0(\Omega)$ в отсутствие

электрического поля. Она может быть представлена в виде корреляционной функции операторов дипольного момента \hat{d} :

$$I(t) = \frac{2\pi}{n_0 c \hbar V} \langle \hat{d}(t) \hat{d}(0) \rangle, \quad \hat{d}(t) = e^{\frac{i \hat{H}_0 t}{\hbar}} \hat{d} e^{-i \frac{\hat{H}_0 t}{\hbar}},$$

n_0 - показатель преломления, c - скорость света, V - объем системы.

Тогда в электрическом поле $E \parallel Ox$ коэффициент поглощения света имеет вид:

$$K(\Omega) = \Omega \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp(i\Omega t) \exp(-i \frac{t^3}{3} \frac{w_E^3}{4}) I(t), \quad (3)$$

где $w_E = \sqrt[3]{e^2 E^2 / (2 \hbar m)}$, $m^{-1} = m_c^{-1} + m_v^{-1}$. Либо

$$K(\Omega) = \Omega \int_{-\infty}^{\infty} dx \text{Ai}(x) K_0 \left(\Omega + \frac{w_E}{2^{2/3}} x \right) \Bigg/ \left(\Omega + \frac{w_E}{2^{2/3}} x \right). \quad (4)$$

Полагая, что вблизи края собственного поглощения в (2) и (3) множитель Ω может быть заменен на e_g / \hbar (e_g - ширина запрещенной зоны), получаем

$$K(\Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} dx \text{Ai}(x) K_0 \left[\Omega + \frac{w_E}{2^{2/3}} x \right]. \quad (5)$$

Таким образом, зная $K_0(\Omega)$ в отсутствие электрического поля, можно вычислить $K(\Omega)$ в электрическом поле для любой системы, для которой справедливо (1).

E-mail: khamidullin_ra@front.ru

1. Синявский Э.П., Соковнич С.М., Хамидуллин Р.А. (2005) Межзонное поглощение света в размерно-ограниченных системах в однородном электрическом поле.// ФТП, 39, 11, 1359.

ИССЛЕДОВАНИЕ СРЕДНЕКВАДРАТИЧНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ СМЕЩЕНИЙ ТЕКСТУРИРОВАННЫХ КРУПНОЗЕРНИСТЫХ ПОЛИКРИСТАЛЛОВ ТЕЛЛУРИДА КАДМИЯ.

Музарова С.А., Шукров А.Х., Хайтов З.Т.,
Хушвактов Б.Н.

Физико-Технический Институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз,

Электрофизические и оптические свойства соединений групп A^2B^6 и наряду с другими полупроводниковыми соединениями во многом зависят от дефектно – примесного характера структуры, также сил межатомного взаимодействия ионного соединения.

Современном методе как, например, нейтронно-активационном анализе (НАА) одновременно можно определить большое число элементов на уровне $10^{-7} \div 10^{-10}$ и ниже.

Эти данные открывают природу дефектно - примесный структуры вещества, которые сильно влияют на свойства синтезированных структур являющегося базовым материалом для создания ряд приборов для микро и радиоэлектроники, также для созда-

ния солнечных элементов. Изучение дефектов кристаллов с помощью рентгеновских методов относится к прямым методам исследования совершенства структуры кристаллов. О реальной кристаллов дает метод регистрации рентгеновских лучей, в котором обычно используется брэгговские отражения монохроматического пучка. Наличие нарушений правильности периодичности в расположении атомов в кристалле(смещение атомов) должно приводить к изменению линий и диффузного фона.

Смещение атомов из идеальных положений могут проявляться, в частности, в кристаллах соединений из двух или более(твердые растворы) вследствие различия в размерах атомов и химического взаимодействия между одноименными и разноименными атомами, образующими твердое соединение .Кроме того, всегда существуют динамические смещения атомов из за тепловых колебаний атомов кристалла . Динамические искажения определяются силами силы т.е. силами, возвращающими атомы в положении равновесия в решетке при их колебательном движении. А сила межатомной связи в соединениях кристаллической решетки зависит от природы каждого атома кристалла и их соединения в кристалле. Основными параметрами определяющие такие силы в кристаллической решетке являются среднеквадратичное динамическое смещение (СДС) и ее температурная зависимость. В связи с этим исследование рентгеновским методом значения среднеквадратичного динамического смещения (СДС) - \bar{v}^2 атомов и ионов, их среднее значение в целом для соединения, также ее температурная зависимость имеют важное значения для познания сил и характера межатомного взаимодействия кристаллических структур.

С этой целью исследовались полупроводниковые соединения групп A^2B^6 – CdTe, синтезированные методом газотранспортной реакции в потоке водорода .

Измерения проводились на рентгеновской установке УВС-50И на пленках CdTe. Разработано, специальное приспособление позволяющие получать одновременно высокие и низкие температурные зависимости важнейших кристаллических параметров, которых можно создать более термостойкие, устойчивые структуры к внешним воздействиям. Температурная зависимость характеристической температуры τ и значения СДС для атомов Cd и Te также для CdTe полученные экспериментально свидетельствует: а) о температурной стойкости синтезированных пленок CdTe; б) о совершенстве кристаллических структур с малой концентрации дефектов в целом. Полученные экспериментальные данные свидетельствуют о большой силе химической связи в соединениях CdTe и большой энергии межатомного взаимодействия, которые имеют большое научное и практическое значение в области исследования полупроводниковых соединений в целом на основе которых можно создать более термостойкие, устойчивые структуры к внешним воздействиям.

МЕХАНИЗМ ОПТИМИЗАЦИИ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ГЕТЕРОСИСТЕМЫ CDS/CDTE

Шукuroв А.Х., Музафарова С.А., Хайтов З.Т.,
Хушвактов Б.Н.

Физико-Технический Институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз,

Поликристаллический CdTe является дешевым и перспективным материалом для солнечной энергетики, так как этот полупроводник при комнатной температуре

имеет ширину запрещенной зоны $E_g \approx 1.5\text{эВ}$. В настоящее время эффективность лучших лабораторных образцов солнечных пленочных элементов (СЭ) на основе поликристаллических пленок CdTe, как гетероструктура CdS/CdTe, приближается к эффективности традиционно используемых СЭ на основе монокристаллического кремния. С точки зрения физики твердого тела СЭ на основе гетероструктуры CdS/CdTe, представляют собой новые объекты — многослойные поликристаллические пленочные гетероструктуры. Необходимой технологической операцией для изготовления пленочного СЭ гетеросистемы CdS/CdTe с большими эксплуатационными параметрами, является „хлоридная“ обработка.

В работе исследованы влияния „хлоридной“ обработки на кристаллическую структуру базового слоя CdTe и на выходные характеристики солнечных элементов пленочной гетеросистемы Mo/CdS/CdTe/In. Для получения лабораторных образцов СЭ nCdS/pCdTe с площадью 1см^2 на молибденовой подложке газотранспортным методом в потоке водорода выращивались пленки pCdTe. В вакуумной камере на подложки из Mo- pCdTe термическим испарением при температуре 200°C осаждались пленки CdS толщиной 0.6 мкм. Передний контакт, со стороны, которого осуществляется освещение, изготовлен из чистого индия (In), нанесенного в вакууме 10^{-5} тор в виде гребенки, где ширина контактной полосы составляет 0,8 мм, расстояние между полосами 2 мм.

Методами растровой микроскопии поперечного скола приборной Mo/CdS/CdTe/In показано, что слои CdTe и CdS имеют столбчатую структуру. Данные таблицы ASTM 19-0193 показывают, что выявленные при структурном анализе столбчатая структура базового слоя позволяет существенно уменьшить негативное влияние зернограничной поверхности на фотоэлектрические процессы. Были предложены структурные механизмы, определяющие изменение эффективности фотоэлектрических процессов в пленочных, солнечных элементах при изменении толщины слоя CdCl₂ в процессе проведения хлоридной обработки. В процессе хлоридной обработки происходит трансформация метастабильной гексагональной фазы теллурида кадмия в стабильную кубическую модификацию. Это обеспечивает существенное улучшение фотоэлектрических свойств структур CdS/CdTe. При такой обработки, в результате межфазного взаимодействия базового слоя с хлоридом кадмия происходит увеличение эффективности СЭ в 5–6 раз. Коэффициент полезного действия СЭ (η) и выходные параметры СЭ: напряжение холостого хода U_{oc} , плотность тока короткого замыкания I_{sc} , фактор заполнения световой ВАХ (FF) определялись из световой ВАХ, измеренной при мощности светового потока 100 Вт/см². Причиной роста эффективности СЭ является, увеличение времени жизни неосновных носителей заряда, которое обычно связывают с зафиксированным экспериментально уменьшением степени развитости и пассивацией зернограничной поверхности слоя теллурида кадмия.

samusu@rambler.ru

О СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ СВОЙСТВАХ КВАРЦЕВЫХ СТЕКОЛ

Юсупов А.А., Мажидов Д.Ф.

Самарканский Государственный Университет им. А.Навои

В данной работе представлены результаты влияния γ излучения ^{60}Co на спектроскопические свойства кварцевого стекла марки КИ. Образцы были изготовлены в

виде пластин толщиной 3 мм и диаметром 25 мм, предварительно отшлифованные и отполированные. В первую очередь необходимо было выявить область оптического поглощения этих стекол с тем чтобы определить возможные полосы поглощения и попытаться связать его с определенными центрами или примесями. Для этого были сняты спектры поглощения (СП) и спектры рентгенолюминесценции (РЛ) предварительно необлученных, а затем облученных образцов γ квантами дозой $1,2 \cdot 10^8$ Р при температуре 300 К.

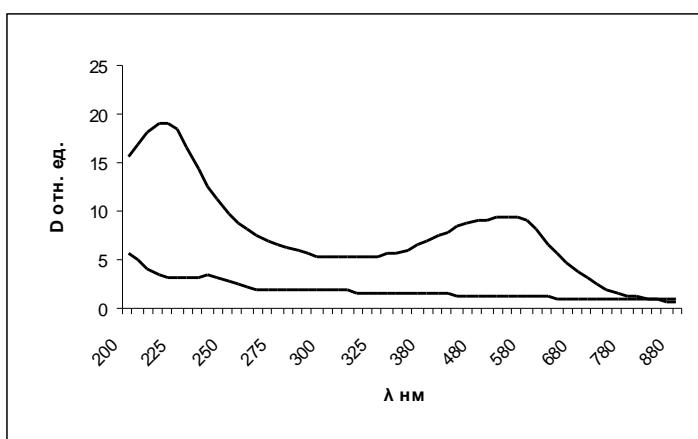


Рис.1 Спектры поглощения кварцевого стекла марки КИ необлученного (1) и облученного (2).

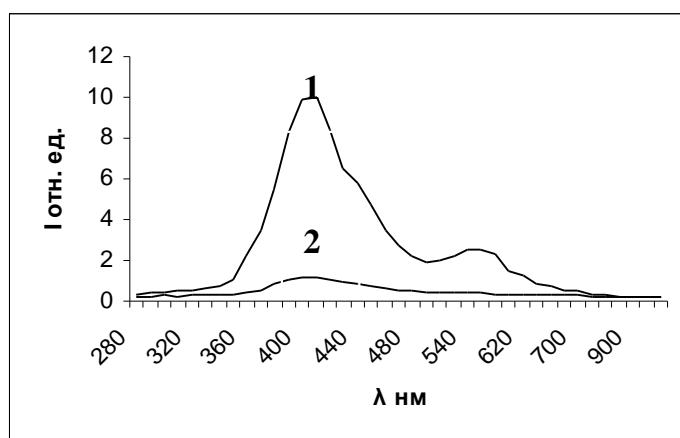


Рис.2 Спектры РЛ кварцевого стекла марки КИ необлученного (1) и облученного (2)

нность, которой также сильно зависит от поглощенной дозы (Рис. 1). Наличие этих центров может вызвать люминесценцию в оптическом диапазоне.

Использованием метода РЛ обнаружены полосы люминесценции 402 нм и 550 нм (Рис. 2) которые имеют примесный характер. В соответствии с литературными данными, в кристаллическом кварце эти полосы отсутствуют. Эти центры, возможно, связаны с немостиковыми ионами кислорода, существующими в кварцевых стеклах благодаря присутствию примесей металлических катионов. Полоса

рентгенолюминесценции 402 нм связана с дефектами типа $\equiv \text{Si}-\text{Ge}\equiv$.

Сравнение полученных нами результатов с литературными данными позволяет считать, что в образовании полос поглощения и люминесценции особую роль играют примеси Al и Ge.

E-mail:dilshodm5@rambler.ru

Анализ спектра поглощения указывает на то, что при такой дозе резко увеличивается интенсивность полос поглощения. Это возможно связано с увеличением тех центров которые присутствуют в необлученных образцах. После γ облучения кварцевых стекол марки КИ в УФ области спектра обнаружена полоса поглощения 215 нм, которая обусловлена трехкоординированными атомами кремния с

неспаренными электронами (E' центр). С увеличением дозы облучения происходит увеличение полосы поглощения 215 нм, что свидетельствует о радиационном создании структурных дефектов $-E'$ центров.

Также было установлено, что под действием γ ^{60}Co появляется дополнительная полоса поглощения при 550 нм, обусловленная локализацией дырок на кислородах тетраэдров, в которых вместо кремния находятся атомы алюминия, интенсив-

СОДЕРЖАНИЕ**Предисловие****Подсекция
РАДИОФИЗИКИ**
стр. 4-33

НЕЛИНЕЙНЫЕ КОЛЕБАНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНЫ С ДЕФЕКТАМИ **Изосимова М. Ю.	4
ПРОЯВЛЕНИЕ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ РЕФРАКЦИИ В АКУСТИЧЕСКОЙ МИКРОСКОПИИ АНИЗОТРОПНЫХ ПЛАСТИН Козлов А. В., Можаев В. Г.	6
СВОЙСТВО ЛОКАЛЬНОСТИ И СИНТЕЗ ФАЗОВО-РАСТРОВЫХ МАСОК **Короткова Ю. В.	8
РАСПРОСТРАНЕНИЕ УПРУГИХ ВОЛН В ДИСКРЕТНО НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ Советская Е.С	10
ДИСКРЕТНО-ВРЕМЕННЫЕ ВОРТЕКСЫ В ЛИНЕЙНОМ МАССИВЕ СЛАБО СВЯЗАННЫХ ВОЛНОВОДОВ Сатарин А.К.	12
РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛНОВЫХ ПУЧКОВ В ПЕРИОДИЧЕСКИ СЛОИСТЫХ СТРУКТУРАХ, СОСТОЯЩИХ ИЗ «ЛЕВЫХ» И «ПРАВЫХ» МАТЕРИАЛОВ **Панфилова Н.О.	14
ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ПАДЕНИЯ НАПРЯЖЕНИЯ НА Р-Н-ПЕРЕХОДЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ОПТИЧЕСКОГО УСИЛИТЕЛЯ ОТ ВЕЛИЧИНЫ СВЕТОВОЙ МОЩНОСТИ СИГНАЛА Акпаров В.В., Соловьев А.В.	16
ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПЬЕЗОКВАРЦЕВОГО МАСС- ЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ДАТЧИКА Алешин Ю.К., Соколова О.С.	17
ВРАЩАЮЩАЯСЯ МОДА В СИСТЕМЕ ТРЕХ ТУННЕЛЬНО СВЯЗАННЫХ ВОЛНОВОДОВ Бочков В.С.	19
СКИН-ЭФФЕКТ ДЛЯ УПРУГИХ ВОЛН В ПЕСКЕ Мигранова А. М., Можаев В. Г.	21
АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КАТОДНОЙ ОБЛАСТИ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА С УЧЁТОМ НЕЛОКАЛЬНОЙ ИОНИЗАЦИИ В ПЛАЗМЕ ОТРИЦАТЕЛЬНОГО СВЕЧЕНИЯ Кириленко Д.А.	23

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ В ПЛОСКИХ ВОЛНОВОДАХ.	ОБНАРУЖЕНИЕ	МОДЫ	ШОЛТЕ
**Боровой Д.И.			24
АВТОГЕНЕРАТОР СПИРАЛЬНОГО ХАОСА ПОД ДЕЙСТВИЕМ БЕЛОГО И ЦВЕТНОГО ШУМА			
*Захарова А.С.			25
КЛАСТЕРНАЯ ОСЦИЛЛЯЦИЯ В ОДНОМЕРНОМ МАССИВЕ СВЯЗАННЫХ ПО ЦЕПИ ПИТАНИЯ АВТОГЕНЕРАТОРОВ			
Щербаков П.А.			27
АВТОМАТИЧЕСКАЯ ИНДЕКСАЦИЯ МУЗЫКАЛЬНЫХ СИГНАЛОВ НА ОСНОВЕ МЕТОДА ОПОРНЫХ ВЕКТОРОВ			
**Тарнагурская С.П.			28
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВСТРЕЧНЫХ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ВОЛН ИОНИЗАЦИИ В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ, ЗАПОЛНЕННЫХ ИНЕРТНЫМИ ГАЗАМИ			
Шахсинов Г.Ш.			29
ИССЛЕДОВАНИЕ С-В ХАРАКТЕРИСТИК НОВЫХ ДВУХСЛОЙНЫХ СТРУКТУР ГЕНЕРИРУЮЩИХ РЕЛАКСАЦИОННЫЕ КОЛЕБАНИЯ ТОКА			
Сидоров И.В.			30
ПРОФИЛОМЕТРИЯ ФОКУСИРОВАННЫМ ЛАЗЕРНО-УЛЬТРАЗВУКОВЫМ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕМ			
**Карабутов А.А.			32

Подсекция

СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ И ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ ТЕЛ

стр.34-52

СИЛЬНОЕ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ДОПИРОВАННЫХ МОНОКРИСТАЛЛАХ ВІ-2212 ПО ДАННЫМ ДЖОЗЕФСОНОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ			
Ананов А.А., Устинов Е.Б., Хоанг Хоай Ван			34

СВЕРХПРОВОДЯЩАЯ ЩЕЛЬ И ПРОТЯЖЕННАЯ СИНГУЛЯРНОСТЬ ВАН ХОВА У ДОПИРОВАННЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ ВІ-2212 ПО ДАННЫМ ВНУТРЕННЕЙ ТУННЕЛЬНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ			
Скипетров А.Е., Эспиев А.А., Хоанг Хоай Ван			35

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В РАЗБАВЛЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ $Pb_{1-x}Ge_xTe:Cr$			
Пичугин Н.А., Пластун А.А., Топчевская Т.А.			37

СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ ЩЕЛИ И ЛЕГГЕТТОВСКАЯ МОДА В СИСТЕМЕ $Mg_{1-x}Al_xB_2$	
** Дубень В.В., Жаворонков В.А., Попова Т.А.....	39
ВИХРИ АБРИКОСОВА И РЕЗИСТИВНЫЕ СВОЙСТВА СВЕРХПРОВОДНИКОВ ВТОРОГО РОДА	
Тихомиров И.В.	40
ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРОВ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ НИТРИДА ИНДИЯ	
** Комиссарова Т. А.....	41
ОДНОФОТОННЫЙ ДЕТЕКТОР (SSPD-SUPERCONDUCTING SINGLE PHOTON DETECTOR) НА ОСНОВЕ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ УЛЬТРАТОНКОЙ ПЛЕНКИ NBN	
* Тархов М.А.	43
ДВУМЕРНЫЕ МАГНИТНЫЕ ЭКСИТОНЫ В ПРОДОЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ	
Штефан А.Г.....	44
НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ТУШЕНИЯ ФОСФОРЕСЦЕНЦИИ ДОНОРОВ ЭНЕРГИИ МОЛЕКУЛАМИ АКЦЕПТОРОВ	
Авдеев А.В.	45
PUMP–PROBE-МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОЛУПРОВОДНИКОВ	
Надькин Л.Ю., Флорина О.Ф., Ляхомская К.Д.	46
ПЛАЗМОНЫ В ДВУМЕРНОЙ СИСТЕМЕ ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК В СИЛЬНОМ ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ	
Подлесный И.В.	47
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ, АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ МОЛДОВА, КОНДЕНСАТ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ БЕРИЛЛИЯ, МАГНИЯ, КАЛЬЦИЯ	
Попов А.В.	47
ОПТИМИЗАЦИЯ ТЕХНОЛОГИИ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ОСНОВЕ МОНОЛИТНЫХ ВАРИЗОННЫХ ALGAAS-GAAS-ГЕТЕРОСТРУКТУР	
Абдиев У.Б.	48
ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ ALGAINAS НА СВОЙСТВА ПЕРЕХОДА МЕТАЛЛ-ПОЛУПРОВОДНИК	
Зоирова Л.Х.	50
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТИПА ЭЛЕКТРОННОЙ ПРОВОДИМОСТИ В ТВЁРДОМ ЭЛЕКТРОЛИТЕ НА ОСНОВЕ NA-B-ГЛИНОЗЁМА	
Белов Р.В.	51

Подсекция**ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ НАНОЭЛЕКТРОНИКИ**

Стр. 53-74

СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ КРЕМНИЕВЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ, ОБЛУЧЕННЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ Ластовкина М.А., Заботнов С.В.....	53
ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТРАНСПОРТ В СТРУКТУРАХ С КРЕМНИЕВЫМИ НАНОКРИСТАЛЛАМИ Латышева А.П., Гаврилюк А.С	54
ИССЛЕДОВАНИЕ АДСОРБЦИОННЫХ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ПЛЕНОК ФТАЛОЦИАНИНА ВАНАДИЛА И БИФТАЛОЦИАНИНА ОЛОВА Пронин Н.Н.....	56
ВЛИЯНИЕ АДСОРБЦИИ МОЛЕКУЛ ЙОДА НА КОНЦЕНТРАЦИЮ СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПЛЕНКАХ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ **Ткаченко А.Е., Воронцов А.С., Осминкина Л.А.	57
ВЛИЯНИЕ АДСОРБЦИИ МОЛЕКУЛ НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ Якименко С.В., Королев Ф.А.	59
ДИНАМИКА НАСЕЛЕННОСТИ СОСТОЯНИЙ ИОНОВ ЭРБИЯ В НИЗКОРАЗМЕРНЫХ КРЕМНИЕВЫХ СТРУКТУРАХ ПРИ ИНТЕНСИВНОМ ОПТИЧЕСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ **Дьяков С.А., Жигунов Д.М.	60
ИССЛЕДОВАНИЕ АДСОРБЦИИ O ₂ НА ПОВЕРХНОСТИ НАНОКРИСТАЛЛОВ Si В ПРОЦЕССЕ ФОТОСЕНСИБИЛИЗАЦИИ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА Гонгальский М.Б.	61
ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОСЕНСИБИЛИЗАЦИИ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА НА ПОВЕРХНОСТИ НАНОКРИСТАЛЛОВ КРЕМНИЯ МЕТОДОМ ИМПУЛЬСНОГО ЭПР Дёмин В.А.	63
ЭФФЕКТЫ САМОПОДОБИЯ В ОПТИЧЕСКОМ ОТКЛИКЕ МНОГОСЛОЙНЫХ КРЕМНИЕВЫХ МИКРОСТРУКТУР Грунин А.А., Жданов А.Г., Погребняк А.А.....	65
ОПТИЧЕСКОЕ ПРОПУСКАНИЕ ДИСПЕРГИРОВАННЫХ ПОЛИМЕРОМ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ СОДЕРЖАЩИХ УГЛЕРОДНЫЕ НАНОТРУБКИ **Садовой А.В.	67
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СОСТОЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ КЛАСТЕРАХ *Шалин А.С.....	68

ИССЛЕДОВАНИЕ АДСОРБЦИОННЫХ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ПЛЕНОК ФТАЛОЦИАНИНА ВАНАДИЛА И БИФТАЛОЦИАНИНА ОЛОВА	
Пронин Н.Н.....	69
ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ПАРНЫХ ФУНКЦИЙ К АНАЛИЗУ СРЕДНЕГО ПОРЯДКА В НАНОПОРИСТЫХ ОКСИДАХ АЛЮМИНИЯ	
Гафиятуллин М.М.....	70
ОЦЕНКА ХАРАКТЕРИСТИК НАНОЛЮМИНЕСЦЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЕАГИРУЮЩИХ ПОРОШКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ	
Шипачев А.Н., Колмакова Т.В.	73
ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОВОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ НАНОСТРУКТУРИРОВАН- НОЙ ПОВЕРХНОСТИ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ	
Лученко А.И., Мельниченко Н.Н., Свеженцова Е.В.....	74

Подсекция**ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ**

Стр. 75-97

НЕПЕРТУРБАТИВНОЕ ОПИСАНИЕ ИНДУЦИРОВАННОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ В ПЕРЕМЕННОМ ПОЛЕ	
Заякин А.В.	75
РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ТЕОРИЯ URCA-ПРОЦЕССОВ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ	
Шинкевич С.А.	76
АСИММЕТРИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ АНТИНЕЙТРИНО В ОДНОМ URCA-ПРОЦЕССЕ В УСЛОВИЯХ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ	
Савочкин А.М.....	77
КВАНТОВО-ИНФОРМАЦИОННЫЙ ПОДХОД К ОПРЕДЕЛЕНИЮ КРИТЕРИЯ КВАНТОВОЙ ПЕРЕПУТАННОСТИ	
**Сыч Д.В.	78
СВЯЗЬ МЕЖДУ КОЛИЧЕСТВОМ ДОСТУПНОЙ ИНФОРМАЦИИ, СОДЕРЖАЩЕЙСЯ В КВАНТОВОЙ СИСТЕМЕ, И КОЛИЧЕСТВОМ КЛАССИЧЕСКОЙ НЕБАЙЕСОВСКОЙ ВЗАЙМНОЙ ИНФОРМАЦИИ	
**Сыч Д.В.	79
РАСПАДЫ ПСЕВДОСКАЛЯРНЫХ МЕЗОНОВ, НАРУШАЮЩИЕ ЛЕПТОННОЕ ЧИСЛО, В СУПЕРСИММЕТРИЧНОЙ ТЕОРИИ С НЕСОХРАНЕНИЕМ R- ЧЕТНОСТИ	
**Сидорова М.В.	80

НОВАЯ СОБСТВЕННАЯ МОДА В ПАРАМАГНЕТИКЕ Андреев П.А.....	81
КОНДЕНСАТ РАЗМЕРНОСТИ ДВА В КОММУТАТИВНЫХ И НЕКОММУТАТИВНЫХ ТЕОРИЯХ **Быков Д.В.....	82
СТАБИЛИЗИРОВАННАЯ МОДЕЛЬ РЭНДАЛЛ-СУНДРУМА В ПЯТИМЕРНОЙ ТЕОРИИ БРАНСА-ДИККЕ Михайлов А.С., Михайлов Ю.С., Смоляков М.Н.	84
РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ ДИРАКА В РАСШИРЕННОЙ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ Мурчикова Е.М.....	86
ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ СТРУКТУРНЫХ ИОНОВ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ С АТОМАМИ *Сидоров Д.Б.	87
АЛГОРИТМ НЕПЕРТУРБАТИВНОГО РАСЧЕТА ЭЛЕМЕНТОВ МАТРИЦЫ ПЛОТНОСТИ Иванов А.А.....	89
ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО ПЕРЕМЕШИВАНИЯ НА ДИНАМИКУ АНСАМБЛЯ СТОХАСТИЧЕСКИХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ В СИСТЕМЕ (4+1) – LATTICE LOTKA-VOLTERRA Ефимов А.В., Шабунин А.В.	90
ДИНАМИКА РАМАНОВСКОЙ АТОМНО-МОЛЕКУЛЯРНОЙ КОНВЕРСИИ В БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКОМ КОНДЕНСАТЕ Ткаченко Д.В.	91
ПОКАЗАТЕЛИ ЛЯПУНОВА В ЗАДАЧЕ ХЕНОНА-ХЕЙЛСА Станкул Г.В.....	92
PHASE TRANSITION OF QUASI-SPIN SYSTEM IN TWO-QUANTUM INTERACTION PROCESSES Eremeev V.....	93
СПОНТАННОЕ НАРУШЕНИЕ СИММЕТРИИ В ТЕОРИИ ПОЛЯ С ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ МАССОЙ Ходжаева У.Р.	94
ГЕНЕРАТОР КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ Николаев Сергей Михайлович.....	95
ON LOGICAL ERRORS UNDERLYING THE SPECIAL THEORY OF RELATIVITY Kalanov T. Z.	96

Подсекция**ФИЗИКИ МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ**

Стр.98-121

ТРАНСПОРТНЫЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА PbTe(Mn,V) И PbTe(V)	
**Добровольский А.А.....	98
ИЗМЕРЕНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ РАССЕЯНИЯ АМОРФНЫХ МИКРОПРОВОЛОК МЕТОДОМ СКАНИРУЮЩЕЙ СКВИД-МИКРОСКОПИИ	
*Пальванов П.С.	99
ВЛИЯНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАГНИТНОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ НА МАГНИТ- НУЮ ТЕКСТУРУ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ	
Курельчук У.Н., Милосердин В.Ю., Мищенко А.Ю., Самосадный В.Т.	101
МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В МАНГАНИТАХ $La_{1-x}AG_yMnO_3$ ($Y \leq X$)	
Гамзатов А.Г., Мельников О.В.	103
ВЛИЯНИЕ СОДЕРЖАНИЯ СЕРЕБРА НА ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАНГАНИТОВ $La_{0.8}AG_yMnO_3$	
Амиров А.А., Гамзатов А.Г., Мельников О.В.	104
МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ	
Гладких Д.В.	105
ОСОБЕННОСТИ ДЕФОРМАЦИИ НЕМАГНИТНОЙ КАПЛИ, ПОМЕЩЕННОЙ В МАГНИТНУЮ ЖИДКОСТЬ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ	
Константинова Н.Ю., Нечаева О.А.	106
ВЛИЯНИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ УРОВНЕЙ ЛАНДАУ НА ОБРАЗОВАНИЕ ДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОН-ДЫРОЧНОЙ ЖИДКОСТИ И НА БОЗЕ- ЭЙНШТЕЙНОВСКУЮ КОНДЕНСАЦИЮ ДВУМЕРНЫХ МАГНИТОЭКСИТОВ	
**Думанов Е.В.	107
МИКРОМАГНИТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИСТЕРЕЗИСА ОДНООСНОГО ВЫСОКОАНИЗОТРОПНОГО МАГНЕТИКА С ГЕТЕРОГЕННЫМ ВЫДЕЛЕНИЕМ ВТОРОЙ ФАЗЫ	
Ерёмин А.М.	108
МАГНИТНОЕ УПОРЯДОЧЕНИЕ В КУБИЧЕСКИХ РЕШЕТКАХ С РККИ- ВЗАЙМОДЕЙСТВИЕМ	
Савунов М.А., Нефедев К.В.	109
ИССЛЕДОВАНИЕ АНИЗОТРОПНОГО ХАРАКТЕРА РЕЛАКСАЦИИ ВЕКТОРА МАГНИТНОГО МОМЕНТА ОДНОДОМЕННЫХ ЧАСТИЦ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ КОЛЛОИДАХ	
Борисенко О.В.	110

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОКАЗАТЕЛЯ СТЕПЕНИ ПРИ ДЛИНЕ РАССЕЯННОГО СВЕТА	
Борисенко О.В.	112
 ВЛИЯНИЕ НЕМАГНИТНЫХ ВКЛЮЧЕНИЙ НА ХАРАКТЕР КОНЦЕНТРАЦИОННОЙ ЗАВИСИМОСТИ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ	
Борисенко О.В.	113
 ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССОВ СТРУКТУРООБРАЗОВАНИЯ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАГНИТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ЭМУЛЬСИЙ	
Закинян А.Р.	114
 РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК СПИНОВОЙ ДИНАМИКИ ФЕРРОМАГНЕТИКА С УЧЕТОМ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЭНЕРГИИ	
Магомедов Ш.А., Рабазанов А.К., Мусаев Г.З.	116
 ИССЛЕДОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ КАПЕЛЬ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПРИ УСЛОВИИ ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ	
Копылова О.С.	117
 ИССЛЕДОВАНИЕ МОДЕЛИ ДВОЙНОГО ОБМЕНА МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО	
Магомедов М.А., Арсланов Т.Р.	118
 СТАТИЧЕСКИЕ КРИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОДЕЛИ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА MNF_2	
Магомедов М.А., Арсланов Т.Р.	119
 О ДВОЙНОМ ЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИИ В ТОНКОМ СЛОЕ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ ПРИ НАЛИЧИИ СДВИГОВОГО ТЕЧЕНИЯ	
**Куникин С.А.	120

Подсекция

ФИЗИКИ ПОЛИМЕРОВ

Стр.122-136

СЕНСОР НА ОСНОВЕ ПРОВОДЯЩИХ ПОЛИМЕРНЫХ ВОЛОКОН.	
Османов ТЭ., Яминский И.В.	122
 ГЕНЕРАЦИЯ ДОЛГОЖИВУЩИХ ЗАРЯЖЕННЫХ СОСТОЯНИЙ В КОМПОЗИЦИЯХ ДОНОР-АКЦЕПТОР-АКЦЕПТОР НА ОСНОВЕ СОПРЯЖЕННОГО ПОЛИМЕРА	
**Запуниди С.А.	123
 ИЗМЕРЕНИЕ АНИЗОТРОПИИ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В ТОНКОЙ ПЛЕНКЕ СОПРЯЖЕННОГО ПОЛИМЕРА ПОЛИПАРАФЕНИЛЕНВИНИЛЕНА	
Зябко И.А.	124

ИНВЕРСИЯ ЗАРЯДА ЧАСТИЦЫ МИКРОГЕЛЯ ПРИ ЕЕ КОМПЛЕКСАЦИИ С ПРОТИВОПОЛОЖНО ЗАРЯЖЕННЫМИ ПОЛИМЕРНЫМИ ЗВЕЗДАМИ Осколков Н.Н., Потемкин И.И.....	125
КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА УЛЬТРАМЕТРИЧЕСКОЙ ДИФФУЗИИ Башевой К.В.....	126
КОНФИГУРАЦИОННАЯ СТАТИСТИКА ПРОДУКТОВ ОБРАТИМОЙ СОПОЛИМЕРИЗАЦИИ Погодин С.Г., Кучанов С.И.....	127
МИКРОФАЗНОЕ РАССЛОЕНИЕ В РАСПЛАВЕ ДВОЙНЫХ ГРЕБНЕОБРАЗНЫХ ПОЛИМЕРОВ *Палюлин В.В., Потемкин И.И.....	128
КОЛЛАПС ПОЛИЭЛЕКТРОЛИТНОГО ГЕЛЯ С УЧЕТОМ ОБЪЕМНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ МЕЖДУ ПРОТИВОИОНАМИ Бодрова А.С., Потемкин И.И.....	129
ИЗУЧЕНИЕ ДВУМЕРНОЙ КОНДЕНСАЦИИ МОЛЕКУЛ ДНК МЕТОДАМИ КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ Спирина Л.А., Иванов В.А.....	131
ВОСПРИИМЧИВЫЕ ПОЛИМЕРНЫЕ СИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ АССОЦИИРУЮЩЕГО ПОЛИМЕРА И ВЯЗКОУПРУГОГО ПОВЕРХНОСТНО-АКТИВНОГО ВЕЩЕСТВА. Молчанов В.С.....	132
ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ОТКЛИКА РАСТВОРОВ НЕФТИАХ МАКРОМОЛЕКУЛ В АРОМАТИЧЕСКИХ РАСТВОРИТЕЛЯХ Балабин Р. М.....	133
ПОСТРОЕНИЕ КРИВОЙ СТЕКЛОВАНИЯ НЕФТИ ПО ДАННЫМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ Балабин Р. М.....	135
ТЕОРИЯ ОРИЕНТАЦИОННОЙ РЕЛАКСАЦИИ ОТДЕЛЬНЫХ ВЫДЕЛЕННЫХ ЗВЕНЬЕВ В ДЕНДРИМЕРЕ Маркелов Д.А.....	136

Подсекция**ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА 1**

Стр.137-157

ЛОКАЛЬНЫЙ РЕНТГЕНОДИФРАКЦИОННЫЙ АНАЛИЗ ОСТАТОЧНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КАПИЛЛЯРНОЙ ОПТИКИ *Порохова А.В.....	137
--	-----

ТЕРМОДИНАМИКА И АСИМПТОТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ: ФАЗОВОЕ И КОМПОНЕНТНОЕ РАЗДЕЛЕНИЕ В БИНАРНЫХ СИСТЕМАХ Николаев А.Н., Грачёв Н.Е.....	138
ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЙ СТРУКТУРЫ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ Ni-Cr МЕТОДОМ АНИГИЛИЯЦИИ ПОЗИТРОНОВ **Зин Мин У, Милосердин В.Ю., Мищенко А.Ю., Самосадный В.Т.	139
ПОИСК ВКЛЮЧЕНИЙ БЛАГОРОДНЫХ МЕТАЛЛОВ В ОБРАЗЦАХ ГОРНЫХ ПОРОД МЕТОДАМИ ГАММА- И НЕЙТРОННО-АКТИВАЦИОННОГО АНАЛИЗА И АВТОРАДИОГРАФИИ Вин Мью Тхун, Нассан Лина, Минаев В.М., Самосадный В.Т.....	141
ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СТАБИЛЬНОСТИ СВОЙСТВ ЭЛЕКТРЕТОВ ПОЗИТРОННЫМ МЕТОДОМ Зин Мин У, <u>Биленко О.Ю.</u> , Мищенко А.Ю., Самосадный В.Т.	143
XAFS исследование локальной атомной структуры в InAs при низких давлениях Джелаухова М.С.....	145
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА ДИСКРЕТНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ УПАКОВОК ДЛЯ РЕШЕНИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ В РЕНТГЕНДИ-ФРАКЦИОННОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ Житков И.К.	146
ВЛИЯНИЕ СИЛЬНОТОЧНОГО ИМПУЛЬСНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ДИНАМИКУ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ КРИСТАЛЛОВ ТГС Лебедева Т.В.	147
ПРОЦЕССЫ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ НИОБИЙСОДЕРЖАЩИХ КРИСТАЛЛОВ ТИТАНАТА БАРИЯ Большакова О.В.....	148
ОСОБЕННОСТИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В НАНОСТРУКТУРНОМ KNBO ₃ Тесленко П.Ю., Назаренко А.В., Куприна Ю.А.....	149
МИКРОСКОПИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ДИФФУЗИИ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ NI-AL Величко И.С., Бокоч С.М., Кулиш Н.П., Ряшко В.В., Снаговский А.В.....	150
МЕТОД ПАТЕРСОНА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ КРИСТАЛЛОВ ПОСЛЕ ИХ ЛАЗЕРНОЙ ОБРАБОТКИ Гей С.Л.	151
ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И СВОЙСТВ ПОРИСТЫХ КЕРАМИК Мангутов Б.В.	152

СТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК $(Fe_{0,45}Co_{0,45}Zr_{0,10})_x(Al_2O_3)_{1-x}$ КАК ФУНКЦИЯ СОСТАВА И АТМОСФЕРЫ НАПЫЛЕНИЯ	
*Залесский А.В.	153
КИНЕТИКА РЕЛАКСАЦИИ НЕОДНОРОДНОГО БЛИЖНЕГО ПОРЯДКА В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ NI-MO	
Снаговский А.В., Бокоч С.М., Кулиш Н.П., Ряшко В.В.	154
ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ТВЕРДОГО РАСТВОРА $(Si_2)_{1-x-y}(Ge_2)_x(GaAs)_y$ Холиков К.Т.	155
АДСОРБЦИЯ КИСЛОРОДА И ОБРАЗОВАНИЕ ZNO ФАЗЫ НА ПОВЕРХНОСТИ МОНОКРИСТАЛОВ ZNSE В ГАММА-ПОТОКЕ ОСТАНОВЛЕННОГО РЕАКТОРА BVR-CM.	
Эльмуротова Д.Б. (м.н.с., Магистр), Ибрагимова Э.М. , Каланов М.У.	156

Подсекция**ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА 2****Стр.158-**

РАСЧЕТ ТУННЕЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД МЕТОДОМ РЕЛАКСАЦИИ ПОТЕНЦИАЛА	
Сумин А.А.	158
ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ В МАТЕРИАЛАХ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИХ ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ В РАМКАХ МОДЕЛИ ТЕРМИЧЕСКОГО ПИКА С УЧЕТОМ ВОЛНОВОГО ХАРАКТЕРА ПЕРЕНОСА ТЕПЛА	
Шарипов З.А.	159
ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ В МАТЕРИАЛАХ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИХ ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ В РАМКАХ МОДЕЛИ ТЕРМИЧЕСКОГО ПИКА С УЧЕТОМ ДВИЖЕНИИ ТЯЖЕЛОГО ИОНА В МАТЕРИАЛЕ	
Музрафов Д.З.	

УЧЕТ ВЛИЯНИЯ ОБМЕННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В ДОНОРНО-АКЦЕПТОРНЫХ ПАРАХ НА ВЕРОЯТНОСТЬ ИНТЕРКОМБИНАЦИОННЫХ ПЕРЕХОДОВ В МОЛЕКУЛАХ АКЦЕПТОРОВ	
Тищенко А.Б.	160

ПОЗИЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ ФОТОПРИЕМНИКИ НА ОСНОВЕ СЛОЕВ NCDTE:IN	
*Сенокосов Э.А., Сорочан В.В.	161

О МЕХАНИЗМЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ S-ТИПА В СЛОЯХ NCDTE:IN.162163 Сенокосов Э.А., Сорочан В.В.	163
THE SHAPE RESONANCES IN PHOTOIONIZATION SPECTRA NEAR S 2P IONIZATION THRESHOLDS IN SULFUR HEXAFLUORIDE CLUSTERS Brykalova K.O.	164
МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ПОРОШКОВОЙ СМЕСИ CU-AL ПРИ САМОРАСПРОСТРАНЯЮЩЕМСЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОМ СИНТЕЗЕ Орлов С.А., Дмитриева М.А.	165
ВЛИЯНИЕ ТЕРМООБРАБОТКИ НА СВОЙСТВА КРЕМНИЯ С ПРИМЕСЬЮ ГАФНИЯ Далиев Ш.Х.	166
К ТЕОРИИ ЭЛЕКТРОН-ЭЛЕКТРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В СИЛЬНОЛЕГИРОВАННЫХ ГЕТЕРОПЕРЕХОДАХ Лысов Р.В.	167
РАЗНОСТНЫЕ СХЕМЫ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ТДС-СПЕКТРА ДЕГИДРИРОВАНИЯ МЕТАЛЛОВ С УЧЕТОМ ТЕПЛОПОГЛОЩЕНИЯ И ЭФФЕКТА СЖАТИЯ Родченкова Н.И.	168
СПЕКТРЫ ЯКР СИ И ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ В СОЕДИНЕНИЯХ CU _{2-x} S Сафонов А.Н.	169
РАСЧЕТ МАТРИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ <R ^K > НА МОДИФИЦИРОВАННЫХ ВОДОРОДОПОДОБНЫХ ФУНКЦИЯХ Фомичева Л.А.	171
МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОГОСТАДИЙНОСТИ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ Ниндаков А.А., Дмитриева М.А., Колмакова Т.В.	172
РАСЧЕТ ОПТИЧЕСКИХ ФУНКЦИЙ КРИСТАЛЛОВ CUIN ₃ SE ₅ , CUGA ₃ SE ₅ **Левченко С.В.	173
МЕЖЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СИСТЕМАХ В ОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ Хамидуллин Р.А.	174

ИССЛЕДОВАНИЕ СРЕДНЕКВАДРАТИЧНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ СМЕЩЕНИЙ ТЕКСТУРИРОВАННЫХ КРУПНОЗЕРНИСТЫХ ПОЛИКРИСТАЛЛОВ ТЕЛЛУРИДА КАДМИЯ	
Музафарова С.А., Шукров А.Х., Хайтов З.Т., Хушвактов Б.Н.	175
МЕХАНИЗМ ОПТИМИЗАЦИИ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ГЕТЕРОСИ- СТЕМЫ CDS/CDTE	
Шукров А.Х., Музафарова С.А., Хайтов З.Т., Хушвактов Б.Н.	176
О СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ СВОЙСТВАХ КВАРЦЕВЫХ СТЕКОЛ	
Юсупов А.А., Мажидов Д.Ф.	177