МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ СТУДЕНТОВ, АСПИРАНТОВ И МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ ПО ФУНДАМЕНТАЛЬНЫМ НАУКАМ



# **"ЛОМОНОСОВ-2013"**

# секция **"ФИЗИКА"**

Сборник тезисов

# Том 2

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ МГУ 2013

#### РАДИОФИЗИКА

Председатель: проф. Митрофанов Валерий Павлович с.н.с. Шуруп Андрей Сергеевич



#### ВЛИЯНИЕ ПРОДОЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА СТАБИЛИЗАЦИЮ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ СКОРОСТНОЙ ВОЗДУШНО-ПРОПАНОВОЙ СМЕСИ

Алексеев А.И.

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

Приводятся результаты численных расчетов и экспериментов, посвященных исследованию влияния неоднородного продольного электрического поля на процесс горения высокоскоростной воздушно-пропановой смеси. Для инициации горения смеси в аэродинамическом канале использовался продольно-поперечный разряд (ППР) постоянного тока, питание которого осуществлялось от источника с  $U_0$ =5кB, I p = 25 A. Продольное электрическое поле создавалось в секции канала, расположенной непосредственно за секцией с ППР, при помощи двух изолированных овальных электродов (межэлектродное расстояние L изменялось), на которые подавалось постоянное напряжение U=1кB.



Рис. 1. Зависимости от разрядного тока интенсивности свечения разряда разряд в воздушнопропановый поток, U = 1000 B, ■ – при наличии электрического поля, ◆ – в отсутствии электрического поля.

– при наличии электрического поля, 

 – в отсутствии электрического поля.
 a- L = 100 мм, б - L = 25 мм.

Из результатов численного моделирования следует, что по мере возрастания напряженности электрического поля скорость потока в канале падает, а температура увеличивается. При этом средняя скорость потока уменьшается с ростом величины поля и стремится к постоянной предельной величине. На основании проведенных экспериментов выявлена частичная стабилизация горения высокоскоростной воздушнопропановой смеси при наличии неоднородного продольного электрического поля. Показано, что рост напряженности продольного электрического поля приводит к увеличению интегральной светимости продуктов горения. Причем, этот эффект проявляется тем сильнее, чем больше величина разрядного тока.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что влияние электрического поля на характер горения скоростной воздушно-пропановой смеси зависит, в основном, от ве-

личины напряженности этого поля и от тока разряда, который определяет концентрацию ионов (или степень ионизации), содержащихся в продуктах горения. *e-mail: ai.alekseev@physics.msu.ru* 

#### СХЕМА ПРЯМОГО СЧИТЫВАНИЯ СИГНАЛА (DC READOUT) И УСТОЙЧИВАЯ ОПТИЧЕСКАЯ ЖЕСТКОСТЬ В ЛАЗЕРНОЙ ГРАВИТАЦИОННОЙ АНТЕННЕ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ ADVANCED LIGO <sup>\*</sup>

#### Востросаблин Н.А.

#### МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Существование гравитационных волн было предсказано общей теорией относительности Эйнштейна. Лазерные интерференционно-гравитационные обсерватории (LIGO) призваны обнаружить эти волны и стать инструментом в изучении их источников [1]. В скором времени планируется запуск гравитационных антенн нового поколения (Advanced LIGO) [9], являющихся существенно модернизированными по отношению к своим предшественницам. Одной из модификаций будет переход от считывания сигнала с помощью гетеродинной схемы к схеме прямого считывания сигнала (DC readout scheme). Эта схема имеет ряд преимуществ: ожидается уменьшение влияния технических шумовых источников; полностью устраняются шумы, которые вносит гетеродинная схема. Кроме того, учитывая, что схема DC readout является частным случаем гомодинной схемы, можно указать на то, что опорная волна будет автоматически стабилизироваться, что является большим плюсом.

Техническая реализация данной схемы, в принципе, тоже проще, чем в гетеродине или гомодине [7]. Основная идея состоит в том, что необходимо обеспечить разбалансировку схемы, чтобы получить постоянную засветку на фотодетекторе, которая будет играть роль опорной волны. В таком случае нужен всего один фотодетектор, а не два, как в гетеродинной схеме. Как известно, гравитационная антенна представляет собой интерферометр Майкельсона с интерферометрами Фабри-Перо в восточном и северном плечах. Возможны два способа реализации разбалансировки: сместить находящиеся в резонансе интерферометры в противоположные друг другу стороны или, не меняя расстояния до светоделителя, сместить одно из зеркал в каждом резонаторе Фабри-Перо в противоположные стороны.

Мы рассчитываем спектральную плотность квантового шума на выходе такой системы и сравниваем ее со спектральной плотностью для «сбалансированной» гравитационной антенны.

Кроме того, мы рассматриваем несбалансированную систему интерферометра Майкельсона и рассчитываем оптические жесткости, возникающие в ней [3-6, 8]. Мы показываем, что в такой системе можно добиться устойчивой оптической жесткости, а следовательно, можно добиться аналогичного результата для более сложной системы aLIGO.

E-mail: vostrosablin@physics.msu.ru

#### Литература

1. Abbott B. P., et al. LIGO: the Laser Interferometer Gravitational-wave Observatory. Reports on Progress in Physics, 72(7):076901+, July 2009

2. V.B. Braginsky, I.I. Minakova: Dynamic back action of position meter on behavior of mechanical oscillator, Vestnik Moskovskogo Universiteta, Seria 3: Fizika I Astronomiya, No. 1, 83 (1964)

<sup>\*</sup> Доклад признан одним из лучших в подсекции

3. V.B. Braginsky, A.B. Manukin: About ponderomotive effects of electromagnetic radiation, Sov. Phys. JETP 25, 653 (1967)

4. V.B. Braginsky, A.B. Manukin, M. Yu. Tikhonov: Investigation of dissipative ponderomotive effects of electromagnetic radiation, Sov. Phys. JETP 31, 829 (1970)

5. V.B.Braginsky, F.Ya.Khalili: Low-noise rigidity in quantum measurements, Physics Letters A 257, 241-246 (1999)

6. F.Ya.Khalili: Frequency-dependent rigidity in large-scale interferometric gravitational-wave detectors, Physics Letters A 288, 251-256 (2001).

 Kirk McKenzie, Malcolm B. Gray, Ping K. Lam, and David E. McClelland: Technical limitations to homodyne detection at audio frequencies. Appl. Opt., 46(17):3389-3395, June 2007.
 Lazebny V.I., Vyatchanin S.P.: Optical rigidity in signal-recycled configurations of laser gravitational-wave detectors, Physics Letters. – 2005. – V.344, N 1. – P.7-1

9. http://www.ligo.caltech.edu/advLIGO (Advanced LIGO website)

#### ДИНАМИКА КВАНТОВОЙ ЗАПУТАННОСТИ СВЯЗАННЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ ПРИ НАЛИЧИИ НЕПРЕРЫВНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

#### Кирюхин О.М.

#### МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Одной из наиболее интересных экспериментальных задач современной физики является проверка парадокса Эйнштейна-Подольского-Розена в его исходной трактовке, то есть для координат и импульсов макроскопических механических объектов [1,4]. Следует отметить, что достижения последних лет в области прецизионных механических измерений, стимулированные, в частности, разработкой лазерных детекторов гравитационных волн [7], позволяют рассчитывать на практическую реализацию таких экспериментов.

Мы рассматриваем систему, состоящую из интерферометра Майкельсона с двумя резонаторами Фабри-Пери в плечах, в конфигурации, известной как «local readout» [6]. Система накачивается двумя лазерами на разных частотах. Мы используем приближение плохого резонатора, в котором ширина полосы резонаторов Фабри-Перо предполагается намного больше механической частоты. В резонаторы вносится отстройка, что создает оптическую жесткость между входными и боковыми зеркалами резонаторов [3]. Предполагается, что в схеме производятся непрерывные измерения квадратур выходящего света в тёмном порту. Одна накачка измеряет информацию о разностной координате входных зеркал, другая — информацию о разностной координате боковых зеркал. Соответствующие механические моды представляют собой осцилляторы. Из-за наличия оптической жесткости эти осцилляторы связаны, поэтому система эквивалентна двум связанным гармоническим осцилляторам с диссипацией. Система линейна, а все шумы гауссовские, поэтому её состояние полностью характеризуется условной ковариационной матрицей, которая может быть восстановлена путем непрерывных измерений.

Чтобы получить условное квантовое состояние, мы должны извлечь о нём максимум информации из наших измерений. Для этого необходимо решить стохастическое уравнение Линблада. Для гауссовских систем можно показать, что это эквивалентно применению фильтра Калмана-Белавкина [2]. Эта процедура минимизирует дисперсию и позволяет получить максимум информации, то есть восстановить условное квантовое состояние.

Мы показываем, что квантовая запутанность в такой системе осциллирует со временем и асимптотически достигает стационарного значения. Основным критерием существования стационарной запутанности является требование того, чтобы классический шум был ниже стандартного квантового предела (СКП). Таким образом, СКП является критерием для экспериментов по проверке ЭПР парадокса. Немаловажным результатом также явилось и то, что впервые для механической системы с непрерывным спектром мы предсказываем явления, известные как «внезапное исчезновение запутанности» [8] и «внезапное возрождение запутанности»[5].

E-mail: *kiryukhin@physics.msu.ru* 

#### Литература

1. Кирюхин О.М., Данилишин Ш.Л., Динамика квантовой запутанности в параметрических оптомеханических системах // Ученые записки физического факультета МГУ. 2012, № 1, с. 120110.

2. Belavkin V. P. Quantum continual measurements and a posteriori collapse on CCR // Comm. Math. Phys. 1992, vol. 146, pp. 611–635.

3. Danilishin S. L., Khalili F. Ya. Quantum Measurement Theory in Gravitational-Wave Detectors // Living Rev. Relativity. 2012, vol. 15, no. 5.

4. Einstein A., Podolsky B., and Rosen N. Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete? // Phys. Rev. 1935, vol. 47, pp. 777–780.

5. Ficek Z., Tanas R. Dark periods and revivals of entanglement in a two-qubit system // Phys. Rev. A. 2006, vol. 74, p. 024304.

6. Rehbein H. et al. Local readout enhancement for detuned signal-recycling interferometers // Phys. Rev. D. 2007, vol. 76, p. 062002.

7. www.advancedligo.mit.edu (Advanced LIGO project webpage).

8. Yu Ting, Eberly J. H. Finite-Time Disentanglement Via Spontaneous Emission // Phys. Rev. Lett. 2004, vol. 93, p. 140404.

#### АДАПТИВНЫЕ КВАНТОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ В ГРАВИТАЦИОННО-ВОЛНОВЫХ ДЕТЕКТОРАХ\*

#### Коробко М.С.

#### МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В современных гравитационно-волновых детекторах, таких как Advanced LIGO[1,2], Advanced VIRGO [3] и LCGT [4], которые находятся на стадии строительства, чувствительность будет ограничена квантовыми шумами. На высоких частотах гравитационных волн главным лимитирующим фактором будет шум, вызываемый флуктуациями фазы света внутри интерферометра (дробовой шум). На низких частотах главный вклад в суммарный шум будет давать случайная сила, создаваемая амплитудными флуктуациями света (шум светового давления). Для балансного детектора существует точка, называемая стандартным квантовым пределом (СКП) [5], в которой эти шумы уравниваются, и достигается наилучшая чувствительность.

Этот предел не является абсолютным, существуют различные методы преодоления, такие как: квантовые неразрушающие измерения (Quantum Non-Demolition, QND) [5,6] и измерения с избеганием обратного действия (Back-Action Evading, BAE) [6-13]. Однако эти методы требуют существенной модернизации существующих схем, и несмотря на то, что в гравитационно-волновых детекторах третьего поколения (Einstein Telescope) планируется их использование, множество технических трудностей значительно усложняет их реализацию.

Мы предлагаем иной подход, основанный на нестационарных измерениях — так называемые адаптивные линейные измерения, в которых параметры экспериментальной схемы изменяются с течением времени в зависимости от результатов предыдущих измерений.

<sup>\*</sup> Доклад признан одним из лучших в подсекции

В качестве простого примера мы рассматриваем систему из механического осциллятора и линейного измерителя координаты. На осциллятор в неизвестный нам момент времени т действует импульсная сила  $F(t) = F_0 \delta(t - \tau)$ . Нашей целью является измерить амплитуду этой силы, но сделать это мы не можем без знания времени прихода. Для решения этой задачи мы используем следующий адаптивный алгоритм:

Первый шаг. Измеряем две квадратуры осциллятора с равной точностью. Эти измерения должны быть достаточно слабыми, так как мы хотим получить некоторую информацию о состоянии осциллятора, не возмущая его значительно.

Вычисления. Зная эти две квадратуры, мы можем рассчитать оценку для времени прихода силы и использовать ее для получения приближенного знания о квадратуре, в которой лежит сигнал.

Шаг второй. Измеряем эту квадратуру с максимально возможной точностью и получаем амплитуду силы.

В итоге мы можем превзойти СКП для этой системы. Далее мы рассматриваем более сложную оптомеханическую систему, в которой положение осциллятора измеряется с помощью гомодинного детектора. Процедура адаптивных измерений в этой системе остается практически той же: мы измеряем комбинацию двух оптических квадратур, получаем из них информацию о времени прихода силы и используем эту информацию для вычисления оптимального гомодинного угла для следующего измерения. Эти шаги повторяются до тех пор, пока мы не получим наилучшую оценку амплитуды силы.

В работе представлен оригинальный метод адаптивного измерения импульсной силы с неизвестным временем прихода. Также мы показываем преимущества такого подхода перед обычными измерениями. Кроме того, представлен общий метод для создания схем адаптивных квантовых измерений и возможные его дальнейшего применения.

E-mail: korobko@physics.msu.ru

#### Литература

1. www.advancedligo.mit.edu

2. *G.M.Harry (for the LIGO Scientic Collaboration),* "Advanced ligo: the next generation of gravitational wave detectors." Classical and Quantum Gravity, 27:084006, 2010.

3. <u>http://www.cascina.virgo.infn.it/advirgo/</u>.

4. http://www.icrr.u-tokyo.ac.jp/gr/LCGT.html.

5. V.B.Braginsky, F.Ya.Khalili, "Quantum Measurement", Cambridge University Press, 1992.

6. V. B. Braginsky, F. Ya. Khalili, "Gravitational wave antenna with QND speed meter", Physics Letters A, 147:251–256, 1990.

7. A. Buonanno, Y. Chen, "Quantum noise in second generation, signal-recycled laser interferometric gravitational-wave detectors", Physical Review D, 64(4):1–21, July 2001.

8. *F.Ya.Khalili*, "Frequency-dependent rigidity in large-scale interferometric gravitational-wave detectors", Physics Letters A, 288:251–256, 2001.

9. *H.J.Kimble, Yu.Levin, A.B.Matsko, K.S.Thorne and S.P.Vyatchanin,* "Conversion of conventional gravitational-wave interferometers into qnd interferometers by modifying their input and/or output optics", Physical Review D, 65:022002, 2001.

10. V.B.Braginsky, Yu.I.Vorontsov, F.Ya.Khalili, "Quantum features of the pondermotive meter of electromagnetic energy", Sov. Phys. JETP, 46:705, 1977.

11.V. B. Braginsky, F. Ya. Khalili, "Quantum nondemolition measurements: the route from toys to tools", Review of Modern Physics, 68:1–11, 1996.

12. W.G.Unruh. In P.Meystre and M.O.Scully, editor, "Quantum Optics, Experimental Gravitation, and Measurement Theory", page 647. Plenum Press, New York, 1982.

13. *M.T.Jaekel and S.Reynaud,* "Quantum limits in interferometric measurements", Euro-physics Letters, 13:301, 1990.

(1)

#### РАЗРАБОТКА ФОКУСИРУЮЩИХ ФАЗИРОВАННЫХ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК ДЛЯ БЕСПРОВОДНОЙ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ

#### Лопатин Д.С.

Кубанский государственный университет, физико-технический факультет, Краснодар, Россия

#### E-mail:<u>dimitrylsm@gmail.com</u>

В последнее время ведущими мировыми компаниями в области электроники разрабатываются устройства для беспроводной передачи энергии. Одним из методов передачи энергии на средние и дальние расстояния является микроволновая передача. Ранее проводились исследования по передаче энергии вплоть до 1 км [1,2].

Одна из проблем, по сравнению с лазерным методом передачи имеем больший угол рассевания и сравнительно меньшую дальность. Существуют естественные физические ограничения на так называемую дифракционную расходимость, при этом угол расходимости рассчитывается как:

$$\alpha = \arcsin(\lambda/d)$$

где λ – длина волны, d – диаметр выходного пучка излучения. Схематически показано на рис. 1.



Рис. 1. Общая схема передачи энергии при помощи излучения.

Если взять несущую 2,45 ГГц с длиной волны 12,5 см, излучаемую решеткой антенн диаметром 2 м, то угол будет 3,5 градуса. Но если диаметр апертуры 20 см, как на представленных образцах, то имеем достаточно большой угол расхождения в 36 градусов. Уменьшая длину волны можно значительно уменьшить физические ограничения, для 24 ГГц угол при тех же размерах будет 1,7 градусов, что вполне достаточно для передачи до 10 м.

Однако при условии **сходящегося сфокусированного луча**, точность и минимально возможный диаметр сфокусированного пятна будет на расстоянии 2 м около 1,419 см, при этом на мишени диаметром 25 см будет рассеяние в 0,4 %, КПД передачи 99,6 %, и если считать КПД передатчика и приемника по 80 %, то общий КПД на **сходящемся луче** будет теоретически 63,9 %, на практике можно считать около 60 %. При этом основным лимитирующим фактором становится именно КПД передатчика и приемника.

В общем случае для формирования микроволнового луча используется фазированная антенная решётка. Массив антенн обеспечивает зону охвата происходит сложение интерференция смежных антенн и формируется направленный луч. Объёмная система антенн. Материалы преломляющие (СВЧ-линзы) на основе сегнетоэлектриков, позволяют сфокусировать и изменять направление как излучения системы в целом, так отдельных элементов под действием подаваемого напряжения. Минимальный возможный диаметр луча в точке приема будет  $\lambda$  или  $\lambda/2$ , где  $\lambda$  – используемая длина волны.

Также необходима обратная связь передатчика и приемника. При определении приёмника формируется ориентированный в его сторону луч. Поиск потребителя – по антеннам проходит импульс 1 раз в 20 секунд с длиной порядка 1- 10 микросекунд, который формирует сферический волновой фронт, излучающий во все стороны. После обнаружения приёмника, на передатчик поступает отклик (высокочастотный аналог RFID). Решётка (массив антенн) определяет уровень сигнала на каждой антенне, по уровню напряженности, соответственно определяет первичное направление. Определение направления происходит по источнику переизлучённого сигнала и в эту зону фокусируется луч. Обратная связь образуется кодом. RFID система работает с задержками порядка 20-80 микросекунд, для того чтобы антенны излучателя успели перейти в режим приема. Даётся по 3 затухающих импульса для пеленга. Методом итерации (последовательных приближений) формируется все более узконаправленный луч и положение приемника уточняется до  $\lambda$  (6,2 –12,5 см для 2.45 ГГц.).

Зарядка нескольких потребителей происходит при формировании нескольких лучей на 3D решётке . работают параллельно. 3 устройства максимум. Направленный луч (зарядка) – задействуются 80% антенн в решетке. На поиск потребителя до 20% антенн в решетке, после нахождения 2-го потребителя формируется 2 луча по 40%. При этом происходит постоянный мониторинг перемещения потребителя 1 раз в 20 сек.

#### Литература

1. Диденко А. Н. СВЧ-энергетика. М., 2003.

2. Рачников А.В. Физические процессы в системах передачи энергии СВЧ-пучком: дис. к.ф.м.н. / МГУ. М., 1987.

#### МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОГОЛУЧЕВЫХ ЦИФРОВЫХ ШИРОКОПОЛОСНЫХ ФАР

#### Лу Гомин, Захаров П.Н.

#### МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В работе исследованы методы построения цифровых микрополосковых  $\Phi AP$ , обеспечивающих формирование нескольких независимых лучей в пространстве и относительную полосу пропускания не менее 20%. Методом численного трехмерного электромагнитного моделирования определено влияние геометрической формы и параметров элемента  $\Phi AP$  на ширину полосы, проведено сравнение методов уменьшения уровня боковых лепестков, проанализировано формирование нескольких независимых лучей в  $\Phi AP$ .

В современных системах беспроводной передачи информации, в частности, в системах сотовой связи, высокоскоростных локально-вычислительных сетях и др. существует необходимость повышения пропускной способности. Для этого может быть использован разнесенный прием и передача (МІМО). В МІМО-системах в большинстве случаев используется несколько антенн, либо многоэлементные антенны, для передачи и приема. Многолучевые цифровые фазированные антенные решетки ([1], [2]) – один из многих способов, которые удовлетворяют требованиям МІМО-систем. Выраженное многолучевое распространение радиоволн, характерное для городской, пригородной среды и связи внутри зданий, предоставляет возможность осуществлять передачу энергии по нескольким пространственным траекториям, что может быть использовано для повышения энергетической и спектральной эффективности передачи. Многолучевая диаграмма направленности для широкополосных и сверхширокополосных ФАР может быть сформирована как аналоговыми, так и цифровыми методами. В цифровых многолучевых ФАР [3] сигнал для каждого элемента решетки независимо дискретизируется (как правило, на промежуточной частоте), формирование диаграммы направленности осуществляется программным способом. Цифровая схема формирования диаграммы направленности имеет ряд преимуществ: возможность динамического изменения лучевой структуры во времени при отсутствии механического вращения, совместимость с современными эффективными методами модуляции (в частности, OFDM), простота модификации системы.

Исследования проводились при помощи моделирования в программном пакете CST Місгоwave Studio, использующем численное решение уравнений Максвелла в интегральной форме [4]. При моделировании использовались следующие параметры: центральная частота 7ГГц, материал диэлектрика Arlon AD255,  $\varepsilon$ =2.55, h=2.032 мм, толщина меди 18 мкм. Были исследованы: зависимость ширины полосы от диэлектрической проницаемости и толщины диэлектрика, геометрической формы элементов ФАР; методы уменьшения боковых лепестков, формирование многолучевой диаграммы направленности. Для подавления боковых лепестков диаграммы направленности (дифракционных максимумов) были исследованы следующие способы: а) расположение элементов ФАР на расстояниях, меньших  $\lambda/2$ ; б) неэквидистантное расположение элементов; в) неравномерное распределение токов по элементам. Созданы модели многолучевых широкополосных решеток 4×1, 4×4, 6х6.

Было получено, что наиболее широкую относительную полосу частот (22%) среди исследованных форм микрополосковых элементов обеспечил элемент в форме квадрата со скруглением. В качестве метода подавления боковых лепестков наилучший результат (~18 дБ) обеспечило Чебышевское распределение токов по элементам; неэквидистантное распределение широкополосных элементов решеток 4x1 и 6x1 не давало существенного преимущества в подавлении боковых лепестков. Показана возможность независимого излучения (приема) нескольких лучей в широкополосной цифровой ФАР при малом уровне боковых лепестков (рис. 1); для излучения сигнала в нескольких направлениях каждый элемент ФАР возбуждался суперпозицией сигналов.



Рис. 1. Диаграмма направленности решетки 4х4 при излучении 3-х лучей в линейном масштабе.

*E*-mail: luguoming.hit@gmail.com *E*-mail: zakharov@phys.msu.ru

#### Литература

1. Michael A. Jensen, Jon W. Wallace. "A Review of Antennas and Propagation for MIMO Wireless Communications," IEEE Transactions on antennas and propagation, vol. 52, pp. 2810 – 2812, №11. November, 2004.

2. Andreas F. Molisch, Moe Z. Win. Mimo systems with antenna selection, IEEE microwave magazine, pp. 47 - 48, mach 2004.

3. К. А. Гениатулин, В. И. Носов. Планирование систем спутниковой связи с зональным обслуживанием// Вестник СибГУТИ. 2009. №4. С. 11 – 19.

4. P.N. Zakharov, R.A. Dudov, E.V. Mikhailov, A.F. Korolev, A.P. Sukhorukov, "Finite Integration Technique Capabilities for Indoor Propagation Prediction," 2009 Loughborough Antennas & Propagation Conference (LAPC), pp. 369 – 372, 2009, Loughborough, UK

# РАЗРАБОТКА ЦИФРОВОГО СИНТЕЗАТОРА ЧАСТОТЫ ДЛЯ КВАНТОВОГО СТАНДАРТА ЧАСТОТЫ НА АТОМАХ Rb<sup>87\*</sup>

#### Петров А.А.

# Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, радиофизический факультет, Санкт-Петербург, Россия

Квантовые стандарты частоты (КСЧ) находят широкое применение в измерительной технике, в разнообразных метрологических службах и в системе единого времени [3]. Концепция развития космической навигационной системы и развитие метрологической службы исходит из необходимости постоянной модернизации используемых в настоящее время стандартов частоты с целью совершенствования их метрологических и эксплуатационных характеристик [1]. Это делается в основном с одной целью - соответствовать современным требованиям и совершенствовать свой научный потенциал для создания новых моделей квантовых стандартов частоты. Достижение этой цели, прежде всего, связано с улучшением характеристик используемых эталонов частоты и времени, как первичных, так и вторичных [2].

В работе представлено одно из направлений модернизации КСЧ на атомах Rb<sup>87</sup>, а именно отдельного блока – синтезатора частоты с целью повышения точностных характеристик стандарта, компактности самого блока и увеличения его универсальных возможностей по применению.

Новая конструкция генератора синусоидального сигнала (цифрового синтезатора) создана с использованием метода прямого цифрового синтеза (DDS – Direct Digital Synthesis). Разработана возможность загрузки кода частоты, как в последовательном, так и в параллельном режиме.

Принципиально новым является блок модуляции частоты синусоидального сигнала. Устройство модуляции осуществляет мультиплексирование кода частоты из двух регистров на вход аккумулятора фазы сигналом Fm, являющимся меандром низкой частоты (15, 30 или 78 Гц). Аккумулятор фазы реализован в виде 40-разрядного накапливающего сумматора. Он представляет собой 10-ступенчатый конвейер, разбивающий суммирование 40-разрядных слов на суммирование 10 групп по 4 разряда. Накопительный сумматор формирует аргумент функции синус, который поступает на логическое устройство, реализующее функцию синус с помощью таблицы синусов, заложенной в ПЗУ. На выходе этого блока формируется 10-разрядный цифровой код синуса, который далее поступает на ЦАП. В связи с применением 10-ступенчатого конвейера обеспечивается стабильная работа на заданной тактовой частоте 40 МГц. Большая разрядность аккумулятора фазы, а также возможность модуляции, обеспечивают высокую точность выходной частоты.

Результаты исследований работы синтезатора частоты показали, что появляется возможность получения различных частот синусоидального сигнала, увеличивается быстродействие, точность воспроизведения частоты, разрешение по частоте и фазе. Реализована возможность цифрового управления частотой и фазой. Е-mail: *Alexandrpetrov.spb@yandex.ru* 

#### Литература

1. Гужва Ю.Г., Геворкян А.Г., Басевич А.Б. и др. Глобальная навигационная спутниковая система ГЛОНАСС и роль РИРВ в ее создании и совершенствовании. — Радионавигация и время, 1997, № 1,2

2. Дудкин В.И., Пахомов Л.Н. Квантовая электроника. Приборы и их применение. - М.: Техносфера, 2006.

3. Риле Ф. Стандарты частоты. Принципы и применения. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009. – 511 с.

<sup>\*</sup> Доклад признан одним из лучших в подсекции

#### РЕЗОНАТОРНЫЙ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ С ЗАПРЕДЕЛЬНОЙ ЧАСТЬЮ

#### Полетаев Д.А.

#### Таврический национальный университет имени В.И.Вернадского, физический факультет, Крымский научный центр НАН Украины и МОН Украины, Симферополь, Украина

Современная влагометрия широко использует СВЧ методы [1], благодаря их экспрессности и воспроизводимости. Наибольшей чувствительностью обладают резонаторные СВЧ методы.

В настоящее время, широкое применение нашли датчики на основе коаксиальных резонаторных измерительных преобразователей (КРИП) [2]. Преимущества использования четвертьволновых коаксиальных резонаторов очевидны: возможность внешнего расположения объекта исследования, регулировка чувствительности измерительного преобразователя путём выбора апертуры.

Конструкция датчика на основе КРИП с запредельной частью (рис. 1) позволяет уменьшить излучательные потери электромагнитной энергии, что позволяет увеличить нагруженную добротность. Положительной чертой данного измерительного преобразователя также является отсутствие паразитного влияния воздушного зазора между торцом резонатора и образцом на информационные сигналы КРИП.

Рабочая частота КРИП определяется максимумом дисперсии воды [1, 2], а также размером отдельного зерна материала (различают, например, крупно- и мелкодисперсные).

Целью работы является изучение электродинамических характеристик КРИП при изменении длины запредельной части, заполненной исследуемым материалом, и частоты.

Общий вид КРИП с запредельной частью приведен на рис. 1. КРИП включает коаксиальный резонатор, высотой H и запредельную часть, общей длиной  $h_z$ ; h – длина запредельной части, содержащая исследуемую пробу с электрофизическими параметрами  $\varepsilon$ ,  $tg\delta$ , относительной диэлектрической проницаемостью и тангенсом угла диэлектрических потерь, соответственно. Для исключения проникновения исследуемого материала в коаксиальный резонатор, последний отделён от запредельной части разделительной вставкой, высотой  $h_v$ , с электрофизическими параметрами:  $\varepsilon_v = 2$ ;  $tg\delta_v = 0,001$ .



Рис. 1. КРИП с запредельной частью.

Для обеспечения запредельного режима работы запредельной части с помещённой пробой, были выбраны следующие геометрические размеры модели:

1:  $R_2/\lambda = 0,07$ ;  $R_1/R_2 = 0,28$ ;  $H/\lambda = 2,75$ ;  $h_V = 1$  мм;  $\lambda = 22$  см – для крупно- и мелкодисперсных материалов;

2:  $R_2/\lambda = 0,07$ ;  $R_1/R_2 = 0,28$ ;  $H/\lambda = 2,75$ ;  $h_v = 1$  мм;  $\lambda = 3$  см – только для мелкодисперсных материалов. Значения добротности получены из прямого численного решения волнового уравнения [2], с учётом тепловых потерь в стенках резонатора (проводимость металла  $\sigma = 58 \cdot 10^6 \text{ См/м}$ ).

Зависимость добротности от  $h_z$  (рис. 2,а) получена при воздушном заполнении запредельной части, нагруженной на свободное пространство.

Чувствительность определялась исходя из изменения добротности  $\Delta Q/Q = (Q_1 - Q_2)/Q_1$  для двух образцов: 1)  $\varepsilon = 7$ ;  $tg\delta = 0,01$  и 2)  $\varepsilon = 7$ ;  $tg\delta = 0,012$ . Графики зависимости добротности и чувствительности от длины запредельной части приведены на рис. 2,6,8.

Как видно из графика на рис. 2,а, изменение добротности резонаторного преобразователя практически прекращается, при  $h_z / \lambda \ge 0,6$  для всех указанных длин волн. Таким образом, с учётом диэлектрического заполнения, длина запредельной части не должна быть меньше  $0,6\lambda$ .

Как видно из графиков на рис. 2,6,в, КРИП с запредельной частью обладает высокой добротностью и чувствительностью к изменению параметров материала. Из графика на рис. 2,6 видно, что добротность резонаторного преобразователя определяется только параметрами пробы и практически не зависит от длины запредельной части h, заполненной исследуемым материалом, при изменении последней от  $0,05\lambda$  до  $0,6\lambda$ . Этот факт позволяет упростить проведение практических измерений с применением описанного КРИП.



Рис. 2. Зависимость добротности от длины запредельной части (а) и параметров материала (б,в).

Наибольшая чувствительность достигается при большей длины волны (рис. 2, в). Физически это интерпретируется тем, что СВЧ поле с меньшей длиной волны глубже проникает в запредельный волновод. Таким образом, для повышения точности измерения параметров мелкодисперсных диэлектриков, следует проводить измерение на большей длине волны.

Проведено теоретическое исследование основных электродинамических характеристик КРИП с запредельной частью и установлено, что добротность резонаторного преобразователя определяется только параметрами пробы, при изменении длины запредельной части, заполненной материалом, от  $0,05\lambda$  до  $0,6\lambda$ .

Описанная конструкция резонаторного измерительного преобразователя защищена патентом Украины на полезную модель.

*E-mail: dmltry@tnu.in.ua* 

#### Литература

1. Лисовский В. В. Теория и практика сверхвысокочастотного контроля влажности сельскохозяйственных материалов. – Мн.: УОБГАТУ, 2005. – 292 с.

2. Гордиенко Ю. Е., Петров В. В., Хаммуд Ф. М. Оценка численно-аналитических моделей СВЧ резонаторных датчиков с коаксиальной измерительной апертурой // Радиотехника. – 2005. – № 140. – С. 156 – 162.

#### ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ УДЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК В СОСТАВЕ КОМПОЗИТНОГО МАТЕРИАЛА, ОПРЕДЕЛЕННАЯ В СВЧ-ДИАПАЗОНЕ

#### Романов А.В.

# Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского нано- и биомедицинских технологий, Саратов, Россия

При использовании композитов на основе диэлектрических матриц с включениями в виде углеродных нанотрубок является актуальным определение температурной зависимости диэлектрической проницаемости и электропроводности не только композита в целом, но и отдельных входящих в него компонентов, например, нанотрубок, физические характеристики которых могут существенно изменяться в процессе образования композита. Знание температурных характеристик компонентов композита позволяет определить вклад в интегральные температурные характеристики материала в целом каждого из них. Это важно при выявлении роли каждого из компонентов композита при изменении технологического процесса создания композита.

Целью настоящей работы являлось исследование температурной зависимости диэлектрической проницаемости и электропроводности отдельных компонент композитов, созданных на основе диэлектрических матриц с включениями из углеродных нанотрубок.

С помощью анализатора цепей N5230A Agilent PNA-L Network Analyzer были получены частотные зависимости коэффициента прохождения электромагнитного излучения СВЧ-диапазона через микрополосковую структуру [1], один из отрезков с воздушным заполнением которой содержал исследуемые образцы с различным объемным содержанием углеродных нанотрубок. Для определения комплексной диэлектрической проницаемости композитного материала решалась обратная задача. Значение диэлектрической проницаемости композитного образца определялось методом наименьших квадратов.

Исследуемые образцы композита с различной величиной объемной концентрации наполнителя (0-15% от объема) вместе с микрополосковой измерительной структурой помещалась на нагревательный элемент, температура которого изменялась в диапазоне 293 К – 353 К. Температура контролировалась с помощью термопары алюмель-хромель. Были измерены частотные зависимости коэффициента прохождения электромагнитной волны по мощности через микрополосковую структуру с исследуемым образцом при различной температуре.

Используя экспериментально определённые зависимости действительной и мнимой части комплексной диэлектрической проницаемости от объемной доли углеродных нанотрубок и применяя формулу Нильсена, была решена вторая обратная задача по нахождению диэлектрической проницаемости углеродных нанотрубок в матрице из эпоксидного клея для различных значений температуры образца композита [2].

По величине мнимой части комплексной диэлектрической проницаемости углеродных нанотрубок были определены средние значения удельной объёмной электропроводности нанотрубок в диапазоне температур 293 К–353 К.

На температурной зависимости наблюдаются два линейных участка, характеризующихся различными углами наклона, что свидетельствует о существовании двух механизмов, определяющих температурную зависимость электропроводности углеродных нанотрубок с энергиями активации, определяемыми тангенсами углов наклона этих участков и составляющих соответственно 1,5эВ и 0,5эВ.

Таким образом, в результате решения первой обратной задачи по спектрам пропускания электромагнитного излучения СВЧ-диапазона, взаимодействующего с микрополосковой фотонной структурой с исследуемым образцом, определены температурные зависимости комплексной диэлектрической проницаемости композитов, созданных на основе эпоксидного двухкомпонентного клея с различной объемной концентрацией включений в виде многослойных углеродных нанотрубок.

В результате решения второй обратной задачи по зависимости комплексной диэлектрической проницаемости композита от объемной доли входящих в состав композита углеродных нанотрубок определены их диэлектрическая проницаемость и среднее значение удельной объёмной электропроводности при различных значениях температур.

Установлено существование двух механизмов, определяющих температурную зависимость электропроводности углеродных нанотрубок с энергиями активации 1,5 эВ и 0,5 эВ.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ, грантом Правительства РФ для государственной поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских образовательных учреждениях высшего профессионального образования 11.G34.31.0030, ФЦП «Научнопедагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы ГК № 16.740.11.0512 и РФФИ (проект 12-02-31880).

E-mail:Romanov-AV@yandex.ru

#### Литература

1. Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Абрамов А.В. Боголюбов А.С., Куликов М.Ю., Пономарев Д.В. Микрополосковые фотонные кристаллы и их использование для измерения параметров жидкостей // ЖТФ. 2010. Т. 80. В. 8. С. 143–148.

2. Усанов Д.А., Скрипаль А.В. Романов А.В. "Комплексная диэлектрическая проницаемость композитов на основе диэлектрических матриц и входящих в их состав углеродных нанотрубок"//ЖТФ. 2011. №1. С. 106-110.

#### ОСОБЕННОСТИ НЕОДНОРОДНОГО МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В ПЛЕНКАХ ФЕРРИТОВ ГРАНАТОВ\*

#### Сизов А.Д., Монахов А.С, Сечин Д.А., Власов А.М

#### МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В последние годы проявляется повышенный интерес к магнитоэлектрическому (далее МЭ) эффекту, т.е. явлению зависимости электрической поляризации вещества от его намагниченности и наоборот. Одной из разновидностей МЭ эффекта является так называемый неоднородный МЭ эффект, связанный с магнитными неоднородностями и пропорциональный пространственной производной от магнитного параметра порядка [1]. Наличие в веществе пространственной модуляции направления вектора намагниченности может приводить к локальному понижению симметрии и возникновению полярного направления, что означает принципиальную возможность взаимосвязи неоднородной магнитной структуры и электрической поляризации. Пространственная модуляция намагниченности может возникать в любом магнитном веществе, которому свойственно разбиваться на области с различным направлением намагниченности (магнитные домены). Границы между ними – доменные стенки, в которых вектор намагниченности плавно разворачивается от направления одного домена к другому. Таким образом, с доменными стенками может быть ассоциирована некоторая электрическая поляризация, наличие которой позволяет нам воздействовать на магнитную структуру при помощи электрического поля.

Ранее была теоретически рассмотрена [2] возможность смещать доменные стенки с помощью неоднородного электрического поля. Соответствующий эффект наблюдался

<sup>\*</sup> Доклад занял первое место в подсекции

[3] в эпитаксиальных пленках феррит-граната (поле создавалось заостренной металлической проволокой).

Целью данной работы является теоретическое и экспериментальное исследование следующих новых аспектов описываемого эффекта:

Наряду с движением доменных границ наблюдается также наклон их плоскости в электрическом поле, особенно заметный при полосковой геометрии электродов. Магнитная доменная граница представляет собой электрический диполь, который стремится ориентироваться в электрическом поле. Результирующий угол наклона определяется балансом уменьшения энергии электростатического взаимодействия и роста поверхностной энергии доменной границы за счет увеличения ее площади при наклоне. По максимальному углу наклона доменной границы ~10° можно оценить электрическую поляризацию доменной границы Р~1µС/m<sup>2</sup>.

В постоянном магнитном поле, перпендикулярном плоскости доменных границ, выше критического значения 25 Э происходит переход доменной структуры в состояние с сильно выраженным МЭ эффектом, позволяющее более чем на порядок снизить значения управляющих электрических напряжений.

Помимо научного данные явления имеют практическое значение, поскольку позволяют модулировать магнитооптические свойства среды электрическим полем, а также существенно снизить управляющие напряжения, необходимые для перестройки микромагнитной структуры.

*E*-mail: anatoliy.sizov@gmail.com

#### Литература

- 1. В.Г. Барьяхтар и др., Письма в ЖЭТФ **37**, 565 (1983).
- 2. I. Dzyaloshinskii, EPL, 83 (2008) 67001.
- 3. А.С. Логгинов и др., Письма в ЖЭТФ **86**, 124 (2007).

### ПЛАЗМОННЫЕ МАГНИТОФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ НА ОСНОВЕ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ МНОГОСЛОЙНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР

#### Сылгачева Д.А., Хохлов Н.Е.

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

Плазмоника является быстро развивающейся областью оптики. Это связано с практически важными перспективами, которые она открывает. Несмотря на то, что свойства поверхностных плазмон-поляритонов и фотонных кристаллов исследуются уже несколько десятилетий, практический потенциал плазмоники все еще не раскрыт до конца [1].

Фотонные кристаллы – периодические диэлектрические или металл-диэлектрические структуры, взаимодействие света с которыми аналогично взаимодействию электронов с периодическим потенциалом кристаллической решетки. Результатом такого взаимодействия является наличие фотонной запрещенной зоны (ФЗЗ) [2]. Из-за ФЗЗ в спектре пропускания фотонного кристалла наблюдается широкий провал. Если в фотонном кристалле существует дефект (один слой имеет толщину отличную от остальных), то внутри провала в спектре возникает узкий резонансный пик.

Поверхностные плазмон-поляритоны (ППП) - связанные колебания электромагнитного поля в диэлектрике и плазмы электронов проводимости в металлах [3]. На практике для возбуждения ППП один из слоев (металл или диэлектрик) периодически перфорируют.

В данной работе исследовался фотонный кристалл с дефектом из магнитного материала: кварц/ $(TiO_2/SiO_2)^4/Bi:YIG/(SiO_2/TiO_2)^4$ , т.е. восемь (по четыре сверху и снизу магнитного слоя) пар диэлектрических зеркал TiO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub>, толщина каждого слоя  $\lambda/4$ , где  $\lambda$  – длина волны света в веществе. Толщина магнитного слоя Bi:YIG равна  $\lambda$ . Экспериментально измеренный спектр пропускания структуры показал, что центр фотонной запрещенной зоны находится на длине волны 674 нм (рис. 1).

Внутри запрещенной зоны на длине волны 612 нм наблюдается узкий пик коэффициента пропускания, обусловленный наличием дефекта в фотонном кристалле. Результаты экспериментального измерения угла поворота Фарадея показали, что максимум фарадеевского вращения внутри запрещенной зоны фотонного кристалла совпадает с пиком коэффициента пропускания.

Также в работе рассматривается совмещение двух периодических структур: фотонного кристалла и периодически перфорированной золотой пленки. Геометрические параметры золотого слоя (толщина, период решетки, ширина щелей) подбирались таким образом, чтобы в структуре возбуждался ППП на границе золота и верхнего слоя TiO<sub>4</sub>. Аналитическое решение уравнений Максвелла в подобной структуре невозможно, поэтому расчет параметров решетки проводился при помощи численного моделирования методом связанных волн в пространстве Фурье (Rigorous coupled-wave analysis, RCWA) [4].

Результаты численного моделирования показали, что при нанесении слоя золота внутри запрещенной зоны появляется второй пик пропускания, связанный с плазмонным

резонансом, т.е. слой золота действует аналогично дефекту внутри фотонного кристалла. При этом также появляется дополнительный пик в спектре фарадеевсого вращения в районе плазмонного резонанса. Подбором геометрических параметров золотой решетки можно добиться ситуации, когда максимумы обоих резонансов структуры (связанные с дефектом фотонного кристалла и с возбуждением ППП) находятся на одной длине волны. В этом случае максимальное значение угла фарадеевского вращения вблизи резонанса пропускания увеличивается по сравнению со случаем, когда золотая пленка отсутствует.



Рис. 1. Спектр пропускания исследуемого фотонного кристалла.

Также положение пика пропускания, обусловленного возбуждением ППП, зависит от угла падения и поляризации света. Таким образом, изменяя эти параметры можно управлять углом поворота Фарадея (и, соответственно, поляризацией) прошедшего через кристалл излучения. Это может быть использовано для создания оптических невзаимных элементов нового типа.

sylgacheva.darjja@physics.msu.ru<sup>1</sup>, n.e.khokhlov@gmail.com<sup>2</sup>

#### Литература

1. Стефан А. Майер «Плазмоника: теория и приложения» - М. – Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2011. – 296 с

2. В.И. Белотелов, А.К. Звездин «Фотонные кристаллы и другие метаматериалы». – М.:Бюро Квантум, 2006. – 144 с

3. S.A. Maier "Plasmonics - Fundamentals and applications" New York: Springer, 2007

4. Li L. Use of Fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures. // J.Opt.Soc.Am. A. 13, 1996 p. 1870-1875.

#### МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН БЕСПРОВОДНЫХ СЕТЕЙ ВНУТРИ ПОМЕЩЕНИЙ

Хромых А.А.

Воронежский институт высоких технологий, Воронеж, Россия

Анализ развития современных средств связи показывает, что сейчас решениям задач, связанным с распространением волн внутри помещений посвящено довольно большое число работ. Это обусловлено тем, что идет разработка новых аппаратных и программных средств для средств связи. Когда проводится построение моделей распространения волн внутри замкнутых пространств помещений, то при этом можно выделить такие составляющие, как большое число лучей, которые образуются в результате множества переотражений от различных объектов (предметы мебели, стены, потолки, полы и т.д.). В итоге можно наблюдать весьма сложную картину для общего распределения поля.

К настоящему времени было разработано достаточно большое число методов и подходов по оценке характеристик распространения радиоволн внутри помещений [1-3].

Мы исследовали подход, приведенный в [4]. В нем используется формула

$$L(d) \approx L_p(d/d_0)^{-n}, \tag{1}$$

в ней  $L_p$  являются потерями, обусловленными распространением на трассе прямой видимости длиной  $d_o$ , d - это расстояние между передатчиком и приемником, n – зависит от условий распространения.

Проводились расчеты по модели, приведенной в [5], которая учитывала распространение радиоволн через различные преграды. Теоретические результаты сравнивались с экспериментальными данными, полученными в нашем институте. Были проведены оценки затухания волн Wi-Fi при прохождении через бетонные и кирпичные стены. Проводилась аппроксимация полученных экспериментальных данных в рамках метода наименьших квадратов.

Результаты различались не более, чем на 2-3 дБ в области нормали к бетонной или кирпичной стене.

Полученные теоретические данные полезны при оценке характеристик распространения в помещениях.

E-mail: Hromyhalv@yandex.ru

#### Литература

1. Suzuki H., Mohan A.S. Ray tube tracing method for predicting indoor channel characteristics map. Electronics Letters, 1997, v. 33, no. 17, pp. 1495-1496.

2.Kalivas G.A., El-Tanany M., Mahmoud S. Millimeter-wave Channel Measurements with Space Diversity for Indoor Wireless Communications, IEEE Transactions on Vechicular Technology, 1995, vol. 44, no. 3, pp. 494-505.

3.Авдеев В.Б., Катруша А.Н. Методический подход к оценке возможностей подавления мобильной УКВ-радиосвязи внутри здания / Изв. вузов. Радиоэлектроника, т.49, № 3, с.51-57, 2007.

4. Nobles P. A study into indoor propagation factors at17Ghz and 60 GHz – Final Report. http://www.radio.gov.uk/topics/ptopagation/indprop.

5. Гавриленко В.Г., Яшнов В.А. Распространение радиоволн в современных системах мобильной связи, Издательство НГУ, Н.Новгород, 2003, 148 с.

#### ОРГАНИЗАЦИЯ АДАПТИВНОГО УПРАВЛЕНИЯ ПРОЦЕССА ОБРАБОТКИ ВОДОНЕФТЯНЫХ ЭМУЛЬСИЙ В СВЧ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ КОМПЛЕКСАХ

#### Шангараева Я.Н.

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики, факультет электродинамики и антенны, Казань, Россия

Особенности взаимодействия электромагнитных полей (ЭМП) СВЧ диапазона и водонефтяных эмульсий (ВНЭ) доказали целесообразность применения СВЧ технологических комплексов (СВЧТК) в нефтедобывающей промышленности. Однако в данной области существует ряд нерешенных проблем: отсутствие эффективных по энергозатратам и времени технологических решений для деэмульсации ВНЭ, прогнозирование технологических параметров нефти и воды проводится вне зависимости от их физико-химических свойств [3].

В целях совершенствования подобных технологий для достижения более эффективных результатов следует учитывать неоднородность состава добываемой нефти, постоянно контролируя и учитывая множество параметров процесса. В связи с этим растет потребность в создании адаптивных СВЧТК, использующих обратную связь, обеспечивающих адаптивное регулирование и оптимизацию технологических процессов обработки ВНЭ.

Рассмотрим подходы к созданию СВЧТК. В соответствии с первым подходом имеется изначально заданная информация об электрофизических свойствах обрабатываемой среды (диэлектрическая проницаемость, тангенс угла диэлектрических потерь, процентное содержание воды), а в излучающей подсистеме устанавливаются измерительные датчики параметров излучения (амплитуды, частоты, скважности и т.д.), распределения ЭМП в СВЧ-камере обработки и в обрабатываемой среде, состояния механической системы передвижения обрабатываемой среды. На основе показаний измерительных датчиков происходит управление процессом технологической обработки. Недостатки данного подхода состоят в том, что в большинстве случаев неизбежны разбросы параметров обрабатываемых сред, а также априорной недостаточностью исходной информации, в частности относительно точных значений электрофизических параметров материалов.

Следующий подход назовем модельным термоэлектродинамическим, главное отличие которого от ранее упомянутого подхода состоит в том, что показания параметров излучения (амплитуды, частоты, скважности и т.д.) распределения ЭМП в СВЧ - камере и температуры в обрабатываемой среде поступают в блок математической обработки с заложенной в нем моделью технологического процесса. На основе результатов математического моделирования определяются параметры и характер управляющего воздействия на излучающую подсистему. Однако эффективное использование интенсивного нагрева сред с плохой теплопроводностью СВЧ полем ограничивается зачастую трудностями расчета электромагнитных и тепловых полей в среде [2].

Многокомпонентный состав ВНЭ является одной из основных проблем развития методов их разделения в нефтедобывающей промышленности, в том числе и с применением СВЧТК. Было установлено, что добытые из скважин эмульсии становятся устойчивыми благодаря образованию на поверхности дисперсных глобул воды жестких межфазных пленок, которые препятствуют их слиянию. В добываемой нефти встречаются ПАВ, такие как асфальтены, смолы, масла растворимых органических кислот, твердые вещества, воск, которые также способствуют образованию межфазных пленок. Существенное влияние на эффективность СВЧ обработки оказывает вязкость нефти, определяемая вышеуказанными факторами.

Таким образом, помимо электродинамических и термодинамических существует ряд немаловажных параметров (обводненность эмульсии, наличие солей, в том числе водорастворимых, структура воды, а именно размер водяных глобул, pH воды, состав твердых водорастворимых осадков), детальный учет динамики изменений которых может позволить найти решения для повышения эффективности обработки ВНЭ с точки зрения не только сепарации, но обезвоживания и обессоливания.

Было рассмотрено влияние различных параметров ВНЭ на эффективность деэмульсации, рассчитываемой по формуле:

$$\Im = 1 - (B_{KOH} / B_{HAY}),$$

где *B<sub>нач</sub>* - начальное содержание воды в эмульсии (%), *B<sub>кон</sub>* - содержание воды в эмульсии после СВЧ обработки (%).

Для обеспечения достоверности экспериментов были приготовлены эмульсии ряда, аналогичного представленным в [1].

В результате исследований было выявлено, что наибольшую эффективность деэмульсации имеет СВЧ обработка ВНЭ с процентным содержанием воды 45%, поэтому дальнейшие опыты проводились с ВНЭ(45%). Также была определена эффективность деэмульсации и в зависимости от содержания соли (NaCl).

Цель экспериментов заключалась в определении наиболее эффективного режима работы СВЧТК, при котором происходит более быстрое и качественное выделение воды из эмульсии с наименьшими затратами электроэнергии.

Очевидно, что математическая модель при данном подходе должна состоять из двух частей. Первая соответствует базовому термоэлектродинамическому подходу, вторая – уточняющая, основанная, например, на построении нейросетевых многофакторных моделей, определяющих либо интегральную эффективность, либо эффективность с одной стороны по обезвоживанию, с другой по обессоливанию, и выбираемая в соответствии с приоритетом задач. На основе результатов математического моделирования определяются параметры и характер управляющего воздействия на излучающую подсистему и на обрабатываемую среду.

Применение комплексного модельного термоэлектродинамического подхода с учетом динамики физико-химического состава обрабатываемой среды для адаптивного управления параметрами технологических процессов деэмульсации, обезвоживания и обессоливания нефти позволит значительно повысить эффективность системы управления и осуществить разработку и эксплуатацию СВЧТК с улучшенными техникоэкономическими показателями. Тем самым открываются новые возможности для более широкого применения технологической обработки тяжелых водонефтяных эмульсий энергией электромагнитных полей СВЧ диапазона.

*E-mail: yana-tina18@mail.ru* 

#### Литература

1. Patent №US 7,705,058 B2. Method for the microwave treatment of water- in-oil emulsions / M.F.Heredia [et al.]; date of patent 27 apr. 2010. 25p.

2. Гараев Т.К. Методы и устройства повышения эффективности СВЧ комплексов обработки нефтепродуктов. Казань: Изд-во Казан. гос. техн. унта, 2004. 144с.

3. Морозов Г.А., Морозов О.Г., Седельников Ю.Е. Низкоинтенсивные СВЧ-технологии. М.: Радиотехника, 2003. 112с.

### ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ АНАЛОГОВОЙ РЕТРАНСЛЯЦИИ С ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫМ КОДИРОВАНИЕМ

#### Шантуров Е.М.

#### Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики, факультет телекоммуникаций и радиотехники, Самара, Россия

Последнее поколение беспроводной системы связи обеспечивает передачу данных на высоких скоростях. Несмотря на внедрение новых технологий, проблема ненадежной передачи радиосигнала при наличии замираний в канале остается. Это вызвано нахождением абонента в затененной зоне, например в зоне высокой застройки или за границей области обслуживания. Для решения указанной проблемы нами было проведено данное исследование.

Один из самых мощных методов для улучшения производительности в каналах с замираниями является разнообразие. Любой метод разнообразия (например, пространство, время или частота) обеспечивает статистически независимые копии передаваемой последовательности в приемник для успешного обнаружения, что даст нам дополнительные преимущества в отношении сигнал/шум (С/Ш), без использования дополнительной пропускной способности и увеличения мощности.

Для схем пространственного разнесения можно использовать ретрансляцию. В такой системе будет иметься источник сообщения (ИС), несколько параллельных ретрансляторов (РТ) и получатель (ПЛ). ПЛ принимает сигналы только от РТ, а последний в свою очередь от ИС. РТ-ы будут передавать независимые копии первичного сигнала (ПС) к ПЛ [2].



Рис. 1. Схема ретрансляции с применением пространственного разнесения.

На основе идеи ретрансляции развивается новая технология, называемая кооперацией. Кооперация может быть понята, как совместные действия для взаимной или персональной выгоды, т.е. возможность передавать не только свои данные, но и данные партнера. Следовательно, создаются независимые копии сигналов, что позволяет получить преимущества обоим партнерам [1]. Отличия кооперативной схемы передачи данных от классической релейной схемы следующие: ретранслятором может быть назначен любой участник сети в любое время, который имеет возможность передавать не только свои данные, но и данные партнера. Появляются дополнительные требования к ретранслятору: техническая возможность работы в режиме кооперации, хороший канал связи с ПЛ и ИС, а так же достаточный уровень заряда батареи.

В работе проанализирована схема кооперации, в которой ретранслятором является мобильный терминал (МТ). МТ работает в режиме простого усиления и передачи данных (Amplify-and-Forward). В свою очередь на базовой станции находятся несколько пространственно разнесенных антенн. В данной схеме применяется пространственновременное кодирование (алгоритм Аламоути *MISO* (multiple input single output)). На участке БС-МТ будет Релеевский замирающий канал, классический случай. На участке ретрансляции имеется канал с двумя пролетами имеющие характеристики Релеевского канала, их комплексное влияние на сигнал будет отличаться от канала с одним пролетом.



Рис. 2. Схема кооперации с режимом аналоговой ретрансляции. Проведен анализ данной системы с помощью следующих формул [3].

 $P_{E} = \int_{0}^{\infty} P_{E}(\beta) p(\beta) d(\beta)$  — вероятность ошибки;

$$P_{E} \approx (G_{\mathcal{C}} \cdot \tilde{\gamma})^{G_{d}}$$
 — вероятность ошибки при высоком отношении С/Ш

 $P(\beta) \rightarrow (a,t)$  описывает канал с параметрами *a* и *t*;

$$G_{c} = k \left( \frac{2^{t} a \Gamma(t + \frac{3}{2})}{\sqrt{\pi}(t+1)} \right)^{-\frac{1}{(t+1)}}$$
 и  $G_{d} = t+1$  коэффициенты кодирования и разнесения соот-

ветственно, имеют условное наименование.

Расчеты проводились при высоком отношении С/Ш с двумя каналами имеющими разные характеристики. Один из них имеет один пролет, а другой два. Каждый пролет по отдельности имеет характеристику Релеевского канала. В качестве ретранслятора выступает мобильное устройство. Полученные результаты представлены в виде графиков, где видно, что характеристика системы практически не хуже стандартной схемы Аламоути, которая предполагает использование двух классических независимых каналов, которые имеют идентичные характеристики.

Используя мобильный ретранслятор, система получается более гибкой. Применение нескольких новейших технологий в совокупности, например: кооперации (аналоговой ретрансляции), пространственно-временного кодирования - дает возможность получить дополнительную выгоду в качественной характеристике канала связи, если МТ расположен отдаленно или в затененной зоне относительно от БС. Полученные положительные результаты должны найти дополнительную аргументацию в научной литературе.

E-mail: Shanturov-EM@yandex.ru

#### Литература

1. Frank H.P. Fitzek, Marcos D. Katz Cooperation in Wireless Networks: Principles and Applications Real Egoistic Behavior is to Cooperate! // Published by Springer, P.O. Box 17, 3300 AA Dordrecht, The Netherlands 2006. p. 2, 12-26.

2. Peter Hong Y.-W, Huang W-J, Jay Kuo C.-C Cooperative Communications and Networking // Springer Science+Business Media, LLC 2010. p. 1-8.

3. Zhengdao Wang, Georgios B. Giannakis A Simple and General Parameterization Quantifying Performance in Fading Channels // IEEE Transactions on Communications, vol. 51, no. 8, august 2003. p. 1390-1394.

#### СТАТИСТИКА ПОВТОРНЫХ ГРОЗОВЫХ РАЗРЯДОВ ДЛЯ СЕВЕРО-ВОСТОКА АЗИИ

#### Иванова Д.И.

#### Северо-восточный федеральный университет имени М. К. Аммосова, Физико-технический институт, Якутск, Россия

В [1] отмечается, что накопленные фактические данные о параметрах нисходящих молний не позволяют судить об их различиях в разных географических регионах. Поэтому для всей территории России их вероятностные характеристики приняты одинаковыми. Таким образом, исследования характеристик повторных грозовых разрядов в Северо-Восточной Сибири, где инструментальные наблюдения гроз только начаты, особенно актуальны.

Обработан материал инструментальных наблюдений радиоимпульсов 79 молниевых разрядов, зарегистрированных рядом с поселком Батагай в июне 2011 г. Радиоимпульсы зарегистрированы от внутримассовых гроз на южных отрогах Верхоянского хребта, севернее р. Алдан, на удалении 400 км от пункта наблюдения. По длительным наблюдениям (1995-2009 гг.) в этом регионе находится очаг с повышенной грозовой активностью [2].

В [1] принято, что нисходящие молнии с положительными импульсами тока наблюдаются примерно в 10 % случаев. Наши наблюдения показали, что количество положительных разрядов составляет 3%.

В [1] принято, что в 70 % нисходящих отрицательных молний за первым импульсом наблюдаются последующие с меньшими амплитудами. В наших наблюдениях в отрицательных молниях случаев единичного радиоимпульса без повторных разрядов не наблюдалось. Среднее, медианное и модальное значение числа повторных разрядов в одной молнии – 3, минимальное 2, а максимальное 7.

Для общей длительности молнии получены значения: среднее 317 мс, медианное 140 мс, минимальное 13 мс и максимальная длительность 1844 мс.

Разность времени между повторными разрядами: среднее 157 мс, медиана 66 мс, минимум 13 мс и максимум 1088 мс.

Частота максимального квазиполупериода: среднее 15,8 кГц, медиана 11,2 кГц. Отношение амплитуд первого и последующего разряда: среднее 1,2, медиана 1,1, минимальное 0,6 и максимальное 1,4.

Работа поддержана грантами РФФИ 12-05-98528-р\_восток\_а и 12-02-00174-а и программами Мин.ОиНРФ Гос. задание 2.1626.2011 и ФЦП НиН-ПКИР Соглашение № 8404.

E-mail: v.kozlov@ikfia.ysn.ru

#### Литература

1. Инструкция по устройству молниезащиты зданий и сооружений РД 34.21.122-87. М.: ГОСЭНЕРГОНАДЗОР. 1995.

2. Соловьев В.С., Козлов В.И., Муллаяров В.А. Дистанционный мониторинг лесных пожаров и гроз в Якутии. Якутск: ЯНЦ СО РАН, 2009.

#### НЕЛИНЕЙНЫЕ СВОЙСТВА МОДЕЛИ ТРЕЩИНЫ В МЕТАЛЛЕ, ЗАПОЛНЕННОЙ ЖИДКОСТЬЮ\*

#### Козлов В.С.

#### МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В настоящее время акустические методы находят широкое применение для решения разнообразных задач не только в физике, но также в промышленности, медицине, биологии, военном деле и т. д. Примером применения является ультразвуковая диагностика в медицине, дефектоскопия, локация, томография и т.д. [1].

Проблемы нелинейной акустической диагностики вызывают повышенный интерес, поскольку имеют огромное значение для решения прикладных задач. По нелинейному отклику системы можно судить о наличии различных дефектов данной системы. Обратная задача нелинейного неразрушающего контроля решается нелинейной дифракционной томографией [2].

В данной работе рассматривается модель структурной неоднородности – флюидонасыщенной трещины в металле. Данная модель является хорошим и достаточно простым способом описать реально существующую неоднородность. Нужно отметить, что ранее также проводились исследования нелинейных свойств тонкого слоя [2,3]. Вообще задача о падении плоской волны - может быть решена аналитически и она представлена в ряде работ и учебной литературе, где описано ее точное решение [2, 4, 5]. Для изучения свойств модели создана схема из двух металлических тел из одинакового материала, промежуток между которыми заполнен слоем жидкости, в частности водой, таким

<sup>\*</sup> Доклад признан одним из лучших в подсекции

образом, получается тонкий нелинейный слой, поджатый двумя телами, который резко отличается по свойствам от окружающей среды. Для изучения нелинейности посылается ультразвуковой импульс и наблюдается прошедший сигнал. При этом можно наблюдать его форму, а также проводить его спектральный анализ.

Для изучения нелинейности модели флюидной трещины в твердом теле экспериментально исследуется слой воды, толщина которого значительно меньше длины волны. Акустический импеданс слоя на порядок меньше импеданса границ.

В основе работы с системой лежит ультразвуковой метод. Он заключаются в том, что через образец пропускают серию импульсов и следят за динамикой их фаз и амплитуд, через которые в свою очередь получают различные характеристики. Используется установка, схема которой приведена на рис.1. Акустический сигнал определенной частоты подается на преобразователь на границе и проходит через слой воды. На другой границе принимается модифицированный сигнал, прошедший через слой.



Рис. 1. Схема установки и основные характеристики.

Исследования нелинейных свойств образцов, проводятся спектральным методом по эффективности генерации акустических гармоник в зависимости от амплитуды волны основной частоты.

В результате работы:

1. Создана экспериментальная установка для исследования нелинейных упругих свойствтонкого поджатого слоя воды на базе ультразвуковой автоматизированной системы Ritec RAM-5000. Освоена методика измерения, обработки и анализа зависимостей амплитуд гармоник прошедшего сигнала от амплитуды исходного.

2. Получен профиль импульса, прошедшего через тонкий нелинейный слой воды, проведен качественный анализ наблюдаемых явлений.

3. Получены зависимости амплитуд 1-5 гармоник прошедшего сигнала от амплитуды исходного сигнала. Дана качественная характеристика экспериментальных данных.

4. По результатам измерений были рассчитаны показатели степени, определяющие зависимость амплитуд гармоник от амплитуды основной волны. Выявлено характерное поведение гармоник.

5. В целом, эксперимент показал, что тонкий поджатый слой воды является хорошей реализацией модели флюидной трещины, вида структурной нелинейности, вызывающей характерное поведение волны – изменение профиля, рождение высших гармоник и т.д. kozlov.viktor@physics.msu.ru

#### Литература

1. О.В. Руденко (2006) Гигантские нелинейности структурно-неоднородных сред и основы методов нелинейной акустической диагностики, // Успехи физических наук. Т.176, № 1. С. 77-95 2. Claes M. Hedberg, Oleg V. Rudenko (2001) Pulse response of nonlinear layer,

Acoustical Society of America.

3. S. Hirsekorn, M. Hirsekorn, and P.P. Delsanto, Nonlinear ultrasonic transmission through thin bonded interfaces: theoretical background and numerical simulations.

4. Л.Е. Собисевич, А.Л. Собисевич (2004) О нелинейном отклике слоя на импульсное воздействие, Объединенный институт физики Земли имени О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва.

5. Руденко О.В., Солуян С.И. «Теоретические основы нелинейной акустики», – М.: Наука, 1975.

#### НЕЛИНЕЙНЫЕ УПРУГИЕ ЭФФЕКТЫ ВО ФЛЮИДОНАСЫЩЕННОЙ ЗЕРНИСТОЙ СРЕДЕ

#### Кокшайский А.И

#### МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Исследование флюидонасыщенных зернистых неконсолидированных сред, подверженных внешней статической одноосной нагрузке представляет большой интерес в связи с их широкой распространенностью в природе и интересными нелинейными упругими свойствами [1-3], которые еще недостаточно полно изучены. Примером флюидонасыщенных зернистых сред может служить песок, насыщенный водой или углеводородами [4].

Для моделирования флюидонасыщенных зернистых неконсолидированных сред нами использовались металлические шары диаметром 2 и 4 мм. Пространство между шарами



Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

заполнялось различными жидкостями: этиловым спиртом, водой, глицерином И углеводородом – автомобильным маслом. Экспериментальные исследования упругих свойств образцов проводились импульсным и спектральным методами. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Образец помещался в цилиндрическую ячейку из текстолита диаметром 22 мм, высотой 28 мм. К системе с помощью домкрата прикладывалась сила, величина которой контролировалась образцовым динамометром. Для проведения измерений использовался автоматизированный ультразвуковой приемо-передающий комплекс RITEC RPR-4000. Для возбуждения продольных упругих волн использовались преобразователи из пьезокерамики. Прошедшая через образец упругая волна регистрировалась широкополосным пьезоэлектрическим преобразова-

телем, сигнал с которого поступал для анализа в автоматизированный ультразвуковой приемо-передающий комплекс RITEC RPR-4000.

Экспериментально исследовались зависимости скорости во флюидонасыщенной неконсолидированной среде от величины внешнего статического давления на образец и влияние внешнего давления на нелинейные параметры среды. Измеренная скорость во флюидонасыщенных зернистых средах оказалась больше, чем в зернистых неконсолидированных средах без заполнения жидкостью, но меньше скорости в заполняющих флюидах. Влияние внешнего давления на скорость упругих волн во флюидонасыщенных зернистых средах оказалось значительно меньше, чем в зернистых неконсолидированных средах. Теоретический анализ распространения продольных акустических волн малой и конечной амплитуды проводился согласно теории Био [5, 6].

E-mail: kokshajskij@physics.msu.ru

#### Литература

1. Л.Д. Акуленко, С.В. Нестеров. Упругие свойства гранулированной среды, пропитанной жидкостью, Известия РАН Механика твердого тела, 2008, № 1, с. 3-16

2. G. Renaud, S. Calle, M. Defontaine. Dynamic acoustoelastic testing of weakly pre-loaded unconsolidated water-saturated glass beads. J. Acoust. Soc. Am. 128 (6), 2010, pp. 3344-3354

3. Руденко О.В., Собисевич А.Л., Собисевич Л.Е., Хедберг К.М., Шамаев Н.В. Нелинейная модель гранулированной среды, содержащей слои вязкой жидкости и газовые полости. Акустический журнал, 2012, том 58, №1, с. 112-120

4. V. Y. Zaitsev, A. B. Kolpakov, and V. E. Nazarov, "Detection of acousticpulses in river sand: Experiment," Acoust. Phys. 45(2), 202–208 (1999).

5. Biot M. A. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid, I: Low-frequency range. J. Acoust. Soc, Am., 28, 1956a, 168–178.

6. Biot M. A. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid, II: Higher frequency range. J. Acoust. -Soc. Am., 28; 1956b, 179-191.

#### РАСЧЕТ ДОБРОТНОСТИ ОТКРЫТЫХ РЕЗОНАТОРОВ

#### Корольков А.И.

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

Рассматривается новый метод расчета добротности открытых резонаторов. В работе [1] было показано, что данная задача сводится к задаче дифракции на периодической системе поглощающих экранов (рис. 1). К таким задачам применим недавно развитый метод формулы расщепления и спектрального уравнения [2].



Рис. 1. Резонатор Фабри – Перо и соответствующая ему система поглощающих экранов.

Мною был рассмотрен резонатор Фабри – Перо со смещенными зеркалами и с помощью формулы расщепления были получены оценки добротности этого резонатора. В дальнейшем планируется применение метода формулы расщепления к системам, которые раннее не допускали аналитического рассмотрения.

Работа поддержана грантом Правительства РФ 11.G34.31.0066, грантом "Научные школы" 2631.2012.2, а также грантом РФФИ 12-02-00114. *E-mail: korolkov@physics.msu.ru* 

#### Литература

 E. D. Shabalina, N. V. Shirgina, and A. V. Shanin High Frequency Modes in a Two Dimensional Rectangular Room with Windows, Acoustical Physics, 2010, 56, pp. 525-536.
 A. V. Shanin, Weinstein's Diaraction Problem: Embedding Formula and Spectral Equation in Parabolic Approximation, SIAM J. Appl. Math., 2009, 70, pp. 1201-1218. 3. А.В. Шанин, Дифракция высокочастотной волны на решетке со сложным периодом при скользящем падении, Зап. науч. сем. ПОМИ, 2012, 409. С. 212-239.

#### ДВИЖЕНИЕ СФЕРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ В ВЯЗКОУПРУГОЙ СРЕДЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ АКУСТИЧЕСКОЙ РАДИАЦИОННОЙ СИЛЫ

#### Корольков З.А.

#### МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Теоретическое и экспериментальное исследование движения жестких сферических объектов в вязкоупругой среде под действием акустической радиационной силы представляет большой интерес, так как данное исследование может быть использовано в различных биомедицинских приложениях, например, таких как, офтальмология, детектирование и определение характерных параметров повреждений, визуализация артерий с кальцификацией. По измерениям смещения частиц можно определить модуль сдвига, характеризующий упругость среды, зная параметры частицы. Также, зная свойства среды, можно оценить акустическое радиационное давление в среде.

Была написана программа для численного теоретического расчета смещения твердой частицы в вязкоупругой среде под действием акустической радиационной силы. Проведены расчеты для смещений маленьких частиц в гелеобразной среде для характерных упругих и вязких параметров среды и частиц с различной плотностью и размерами. Показано, что характер смещения частиц определяется отношением плотностей частицы и среды и имеет осцилляционный характер, если ее плотность выше, чем 0,7 плотности среды.

E-mail: korolkov.zahar@physics.msu.ru

#### Литература

1. Aglyamov S.R. et. al.: Solid sphere motion in viscoelastic medium

2. Зарембо Л.К. : Введение в нелинейную акустику

#### ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ НА ЯЧЕЙКЕ ГИЛБЕРТА ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В КОРРЕЛЯЦИОННОМ ПРИЁМНИКЕ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ (СШП) СИГНАЛОВ<sup>\*</sup>

Усков Г.К., Лысенко Н.А.

#### ФГБОУ ВПО «Воронежский государственный университет», физический факультет, Воронеж, Российская Федерация

Была поставлена задача: обеспечить с помощью СШП сигналов локацию объектов и обнаружение людей за препятствиями (стены, завалы). Для обеспечения приёма отражённых от объекта информационных радиоволн необходимо сконструировать СШП корреляционный приёмник (КП). Генератор и излучатель сверхкоротких импульсов (СКИ) был изготовлен ранее.

Проблема приёма и обработки радиосигнала заключалась в том, что даже при рассогласованных сигналах на входах (от антенны и опорного генератора) мы получаем при умножении отличный от нуля выходной сигнал, что крайне неприемлемо. Эта проблема может быть частично решена представлением входного радиосигнала в виде дифференциального. Т.е. вместо сигнала заданной амплитуды, он представляется в виде двух сиг-

<sup>\*</sup> Доклад занял первое место в подсекции

налов в два раза меньшей амплитуды (чем входной радиосигнал) равной между собой по модулю, но разной по знаку.

Идея преобразования входного сигнала приёмника СШП в дифференциальный основана на том факте, что при вычислении первоначального сигнала шумы вычитаются, и получается незашумлённый сигнал. При этом сам информационный СШП сигнал остаётся неизменным.

В качестве основного элемента преобразователя и умножителя СШП сигналов в КП была взята ячейка Гилберта вследствие её конструктивных и технических особенностей. Она представляет собой ядро умножителя на трёх дифференциальных каскадах, дополненное диодными преобразователями входных напряжений в токи. Ячейка Гилберта, в модифицированной бета-зависимой форме, выполняет функцию смесителя или балансного модулятора в большинстве современных радиоприёмников и сотовых телефонов. В отличие от предшествовавших схем умножителей, оперировавших напряжениями, элементарная ячейка Гилберта оперирует исключительно токами: множители на входе задаются не напряжениями, а токами, их произведение считывается также в форме тока.

Проведено программное моделирование ДУ, основанного на конкретной ячейке Гилберта, которую производит Intersil Corporation – HFA3101. Для проектирования всех моделей использовалась САПР ADVANCED DESIGN SYSTEM 2011.10.



При моделировании схемы умножителя была создана PSpice модель транзистора, которая впоследствии использовалась для сбора ячейки Гилберта HFA3101 в ADS 2011.10. Для анализа полученной схемы использовались моноциклы Гаусса, заданные программно: длительность 1 нс, период – 10 нс, амплитуда 50 мВ. У данной модели имеется один входной канал и два выходных. Вход *signal\_in* является входом радиосигнала, который приходит в приёмное устройство от принимающей антенны. Выходной сигнал – дифференциальный. Так как схема основана на ячейке Гилберта, она, помимо дифференцирования сигнала по двум каналам, усиливает его. Таким образом, на выходе имеется два сигнала, разность между которыми является выходным сигналом ДУ.

Результат анализа модели на ячейке Гилберта, которая преобразовывает радиосигнал в дифференциальный сигнал, показана на рис. 1.

Во-первых, входной сигнал становится дифференциальным (нижние два графика); во-вторых, радиосигнал усиливается. В пределах динамического диапазона ячейки Гилберта зависимость выходного сигнала (суммы двух дифференциальных) от входного остаётся линейной. В среднем усиление составляет от 4,3 дБ при малых амплитудах до 4,7 дБ при больших амплитудах.

Была реализована схема ДУ (преобразова-теля недифференциального радиосигнала в дифференциальный). Реализация ДУ проанализирована по структуре блок-схемы, по-казанной на рис. 2. Исполь-зовался запускающий генератор Agilent 81104A для запуска

генератора сверх-коротких импульсов и синхронизации с осциллографом Agilent DCA-X 86100D (встроен стробоскопический модуль 86112А).



При анализе сигналов для ослабления амплитуды использовалось несколько аттенюаторов номиналом 20 дБ, 10 дБ, 3 дБ. В качестве генератора сверхкоротких импульсов использовались два вида:

• генератор 250 пс импульсов с амплитудой 500 мВ,

• генератор 1 нс импульсов с амплитудой 100 мВ.

Результаты преобразования сигнала (моноцикла Гаусса) с периодом 1,1 нс и амплитудой 65 мВ представлены на рис. 3.



Рис. 3.

На графиках 1 и 2 показаны выходные сигналы с каждого из дифференциальных выходов. На графике 3 показана разность между каналами – амплитуда выходного сигнала 110 мВ. На графике 4 показана сумма выходных сигналов на двух каналах амплитудой около 15 мВ.

Таким образом, удалось добиться преобразования радиосигнала, приходящего с антенны, в дифференциальный с помощью преобразователя (ДУ) на ячейке Гилберта. Обнаружено также, что преобразователь является усилителем сигнала. Усиление в пределах динамического диапазона ячейки Гилберта составляет порядка 4,5 дБ.

e-mail: lysenko.hvr@gmail.com; uskov@phys.vsu.ru

#### Литература

1. Радзиевский В.Г., Трифонов П.А. Обработка сверхширокополосных сигналов и помех / В.Г. Радзиевский, П.А. Трифонов - М.: Радиотехника, 2009. - 288 с.

2. Chao Y., Scholtz R. Optimal and suboptimal receiver for ultrawideband transmitted reference systems // Proc. IEEE GLOBECOM. – 2003. - №3, pp. 759-763.

3. Gilbert, Barrie A precise four-quadrant multiplier with subnanosecond response (reprint) // IEEE Solid-State Circuits Society News. - 2007. - T.12. - №4. - p. 29-37. - ISSN 1098-4232. — DOI:10.1109/N-SSC.2007.4785651

#### ЭЛЕКТРОДИНАМИКА ДВУХДИАПАЗОННОЙ ПЛОСКОЙ АНТЕННЫ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

#### Нудьга А.А.

# Севастопольский национальный технический университет, факультет физики и радиоэлектроники, Севастополь, Украина

В современном многообразии стандартов передачи данных и частотных диапазонов, на которых они работают, антенное устройство является одним из важнейших составляющих систем, использующих радиоканал. Создать широкополосную антенну, способную охватить все используемые диапазоны, весьма проблематично, поэтому разработчики отдают предпочтение многодиапазонным структурам, что также позволяет уменьшить пространство, которое занимали бы отдельные антенные устройства.

Рассмотрим плоскую антенну линейной поляризации, способную резонировать на двух частотах, структура показана на рис. 1 (а).



Рис. 1. — (а) Треугольная двухдиапазонная плоская антенна, (б) двухдиапазонная плоская антенна разбитая на элементарные площадки постоянного поверхностного тока.

Питание структуры обеспечивается подключением внешнего источника возбуждения к точке C. Используя методику аффинных преобразований, разобьем поверхность антенны на элементарные треугольные площадки, в пределах которых ток будем считать постоянным и линейно поляризованным (далее рассмотрим случай ориентации элементарных токов вдоль оси Z). Высота элементарных треугольников определяется исходя из условия: L < h/16, где h — длинна излучателя антенны [1]. Геометрия задачи показана на рис. 1 (б).

В пределах условно элементарной площадки ток постоянен и равен величине  $I_{11}$ .

Необходимо найти напряженность электрического поля в точке наблюдения *M*, расположенной в дальней зоне треугольника (и элементарных площадок). По известной плотности токов в каждой точке антенны, можно рассчитать электромагнитное поле ее излучения [1].

Определить напряженность электрического поля от каждой элементарной площадке по формуле [2]:

$$E(r, \vartheta) = I_{ct} \cdot \frac{\widetilde{k}^2 Z_B l}{4\pi} \begin{cases} 2 \left[ \frac{1}{(\widetilde{k}r)^2} + \frac{1}{(\widetilde{k}r)^3} \right] \cos \vartheta e_r + \\ + \left[ \frac{1}{\widetilde{k}r} + \frac{1}{(\widetilde{k}r)^2} + \frac{1}{(\widetilde{k}r)^3} \right] \sin \vartheta e_\vartheta \end{cases} e^{-\widetilde{k}r}$$

где  $Z_B = \sqrt{\widetilde{\mu}_a / \widetilde{\varepsilon}_a} = \frac{\widetilde{k}}{i\omega\widetilde{\varepsilon}_a} \approx \frac{k}{\omega\varepsilon_a}$  — волновое сопротивление среды,  $\widetilde{k} = k_{\alpha} + ik_{\beta} = i\omega\sqrt{\widetilde{\mu}_a / \widetilde{\varepsilon}_a}$  — коэффициент распространения волны в среде;  $I_{ct}$  — ток элементарной площадки неизменный по длине *L*;

*г* — расстояние от элементарного излучателя до точки наблюдения *М*.

Рассмотрим среду без потерь, тогда  $k_{\alpha} = 0$  и  $\widetilde{k} = ik_{\beta} = ik$ .

Найдём напряженность электрических полей, которые действуют на произвольный треугольник *ij* 

$$E_{\sum ij} = \sum_{m=1}^{n} E_m - E_{ij}$$

где  $E_{\sum ij}$  — суммарная напряженность электрических полей всех треугольников действующих на треугольник *ij*, кроме поля излучаемого самим треугольником,

 $\sum_{m=1}^{n} E_m$  — суммарная напряженность электрических полей всех элементарных тре-

угольников, E<sub>ij</sub> — напряженность электрического поля треугольника ij.

Из условий геометрии напряженность поля элементарного треугольника в точке наблюдения для этого треугольника вдоль осей *Y* и *X* равно нулю, следовательно:

$$\sum_{Y} E_n = 0; \sum_{X} E_n = 0.$$
<sup>(2)</sup>

Далее, используя (2), упростим выражение (1) и приведем его к виду

$$E(r_{ij}, 9_{ij}, \varphi_{ij}) = I_{ct_{ij}} \cdot \frac{k^2 Z_B l}{4\pi} \begin{cases} 2 \left[ \frac{1}{(kr_{ij})^2} - \frac{1}{i(kr_{ij})^3} \right] \cos 9_{ij}^2 - \\ - \left[ \frac{1}{ikr_{ij}} + \frac{1}{(kr_{ij})^2} - \frac{1}{i(kr_{ij})^3} \right] \sin 9_{ij}^2 \end{cases} \cdot e^{-ikr_{ij}} \cdot e_z = I_{ct_{ij}} \cdot K_p . (3)$$

где К — коэффициент места расположения.

Составим систему уравнений, решая которую найдем токи, текущие по структуре.

$$\begin{cases} 0 + I_{ct_{12}} \cdot K_{12} + \dots + I_{ct_{1n}} \cdot K_{1n} = E_{\sum 1}; \\ I_{ct_{11}} \cdot K_{11} + 0 + \dots + I_{ct_{1n}} \cdot K_{1n} = 0; \\ \dots \dots \dots \\ I_{ct_{n1}} \cdot K_{n1} + I_{ct_{n2}} \cdot K_{n2} + \dots + 0 = 0, \end{cases}$$

Подставляя найденные токи в (3) найдем общее поле антенны в точке наблюдения *М*, сложив в точке наблюдения напряженности от всех элементарных излучателей.

Проведенное исследование показало, что, используя данный алгоритм расчета, можно определить напряженность электрического поля разработанной плоской двухдиапазонной антенны, рассчитав токи на всех элементарных треугольных излучателях.

#### Литература

1. Ашихмин А.В., Маршаков В.К., Преображенский А.П. Анализ направленных свойств плоского биконического вибратора // Вестник ВГУ. 2005, Серия Физика. Математика, №1. 2. Семенов Н.А. Техническая электродинамика. М.: Связь. 1973.

#### ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГИХ СВОЙСТВ ВОДЫ ВБЛИЗИ 4°С

Пионткевич А.Г., Коробов А.И.

#### МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Вода является самой распространенной жидкостью на нашей планете. Она обладает рядом интересных свойств, одним из которых является нелинейная зависимость плотности от температуры. Известно, что максимальная плотность воды достигается при 4°C, а коэффициент теплового расширения при 4°C меняет знак. В результате лед образуется на поверхности водоемов, не давая им промерзать до дна.

Целью работы является экспериментальное исследование нелинейных упругих свойств воды в области 4°С. Для проведения исследования нами использовался измерительный комплекс Ritec, который работал в импульсном режиме. Начальные параметры, такие как амплитуда зондирующего импульса, частота излучаемого сигнала и коэффициент усиления регулировались с помощью компьютерной пограммы. Полученные в результате измерений данные записывались в файл на компьютере. Для обработки результатов использовались фазовый и спектральный методы. Фазовый метод позволяет рассчитать скорость акустической волны. Спектральный метод позволяет рассчитать величину нелинейного параметра по эффективности генерации второй гармоники.

Измерительная ячейка представляет собой две пластины, на которых параллельно друг другу расположены излучающий (на 5 МГц) и принимающий (на 10 МГц) пьезопреобразователи из ниобата лития. Пластины соединены латунным каркасом. Ячейка целиком помещается в цилиндрическую емкость с водой, что позволяет компенсировать тепловое расширение воды. Блок схема экспериментальной установки изображена на рис. 1. С помощью комплекса Ritec на один из преобразователей (источник) подается сигнал частотой 5 МГц. Прошедший сигнал регистрируется вторым преобразователем (приемник). Также в измерительную ячейку помещена термопара, показания которой синхронизированы с измерительным комплексом Ritec.



Рис. 1. Блок схема установки.

В ходе проведенного исследования нами было обнаружено аномальное поведение амплитуд волн первой и второй гармоник в зависимости от температуры вблизи 4°С (рис. 2). Амплитуды первой и второй гармоник в окрестности 4°С имеют максимум. Амплитуда второй гармоники возрастает на 3% по сравнению с начальной величиной.



Рис. 2. Зависимость амплитуд первой и второй гармоник акустической волны от температуры.

#### Литература

1. Зацепина Г.Н. Свойства и структура воды. Москва: Наука, 1974, 166 с.

2. Красильников В.А. Звуковые и ультразвуковые волны. Гостехиздат, Москва 1960, 550 с.

3. Таблицы физических величин. Под ред. Кикоина И.К. Москва: Атомиздат, 1976, 1232 с.

4. А. Вуд Звуковые волны и их применение, ГТТИ, 1934.

5. С.Н. Ржевкин Колебания и волны. Акустика. Курс физики под редакцией акад. Н.Д. Папалекси, том I, Гостехиздат, 1948.

#### УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СДВИГОВЫХ МОДУЛЕЙ РЕЗИНОПОДОБНЫХ МАТЕРИАЛОВ

#### Полюшко А.С.

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

Целью настоящей работы являлась разработка экспериментальной установки для измерения упругих модулей резиноподобных материалов импедансным методом [1].

К одному концу акустической длинной линии – металлической трубки, выполненной из дюралюминия – прикреплялся пьезоэлектрический преобразователь, служивший излучателем и приемником акустических волн (измерения производились в режиме «на отражение»). Исследуемый образец в форме кольца надевался на свободный конец трубки и являлся акустической нагрузкой. В металлической трубке два раза возбуждалась ультразвуковая волна, первый раз – без исследуемого образца, второй раз с исследуемым образцом. Измерялся комплексный коэффициент отражения, по изменению фазы отраженной волны и коэффициента отражения можно определять упругие характеристики нагруженного образца, в том числе модуль сдвига.

Комплексный коэффициент отражения определяется формулой:

$$\beta = |\beta| \cdot \exp(-i\phi)$$

где  $|\beta| = A_1 / A_2$  - модуль коэффициента отражения ( $A_1$  -амплитуда импульса, отраженного от нагрузки,  $A_2$  - амплитуда импульса, отраженного от свободного конца образца).

Фаза коэффициента отражения определяется по формуле:

$$\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 + \pi - 2kl,$$

где  $\phi_1$  и  $\phi_2$  - соответствующие фазы описанных выше волн,  $k = \omega/c$ ,  $\omega$  - круговая частота, c - скорость продольных волн в стенке трубки, l - длина части трубки, оклеенная резиной.

По экспериментально измеренным значениям |β| и φ сначала рассчитывается импеданс нагрузки Z<sub>н</sub>:

$$Z_{\rm H} = \rho c (R_{\rm H} + X_{\rm H})$$

Здесь рс-волновое сопротивление линии,

$$R_{_{H}} = \frac{1 - |\beta|^2}{1 + |\beta|^2 - 2|\beta|\cos\phi}$$
$$X_{_{H}} = \frac{2\beta\sin\phi}{1 + |\beta|^2 - 2|\beta|\cos\phi}$$

Далее с помощью номограмм, приведенных в работе [2], рассчитывается механический импеданс на единицу поверхности Z<sub>0</sub>:

$$Z_0 = R_0 + iX_0$$

В номограмме по координатным осям отложены значения  $klR_{\mu}$  и  $klX_{\mu}$ , а по криволинейным сеткам определяются вспомогательные величины  $L_1$  и  $\eta_1$ , с помощью которых определяются  $R_0$  и  $X_0$  [1]:

$$R_{0} = \rho \omega d' \eta_{1} \left(\frac{L_{1}}{kl}\right)^{2}$$
$$X_{0} = \rho \omega d' \eta_{1} \left[\left(\frac{L_{1}}{kl}\right)^{2} - 1\right]$$

 $d' = d(1 - \frac{d}{2R})$ , где d -толщина стенок трубки, R -внешний радиус трубки.

Далее из  $R_0$  и  $X_0$  определяется модуль сдвига исследуемого материала, как описано в работе [3].

Блок-схема экспериментальной установки показана на рис.1.



Рис.1. Блок-схема экспериментальной установки (1-ультразвуковой приёмно-передающий комплекс Ritec RPR-4000; 2-алюминиевая трубка; 3-нагрузка в виде резинового кольца; 4-осциллограф Agilent Infinium; 5-АЦП; 6-персональный компьютер).

Импульсный сигнал с ультразвукового комплекса (1) подается на трубку (2), проходит по ней, часть сигнала отражается от нагрузки (3) и возвращается на приемник. Серию импульсов можно наблюдать на экране осциллографа (4). Далее вернувшийся на приемное устройство сигнал усиливается и передается на АЦП (5), где он оцифровывается, а затем поступает на компьютер (6). Специальная программа-обработчик сигнала может записать его амплитуду и фазу, что дает возможность провести расчеты, описанные выше и получить значение модуля сдвига исследуемого образца.

С помощью описанной установки были проведены тестовые измерения модуля сдвига нескольких резиновых образцов. Результаты измерений находятся в удовлетворительном согласии с литературными данными.

Работа была выполнена в Центре коллективного пользования физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова по нелинейной акустической диагностике и нераз-

рушающему контролю при поддержке гранта Президента Российской Федерации № НШ-2631.2012.2 и гранта РФФИ № 12-02-00349-а. *E-mail: polushko.anna@gmail.com* 

#### Литература

1. Тютекин В.В. Метод измерения механических параметров резины на звуковых и ультразвуковых частотах. Акустический журнал, 1, 4, 356.

2. Агеева Н.С. Измерение упругих параметров материалов методом импульсной трубы. Акустический журнал, т.1, №2, 1955, с. 110

3. Агеева Н.С., Жуков И.П., Исакович М.А., Соседова А.Л., Сухаревский Ю.М. Электромеханический ку-метр – установка для измерения модуля упругости и потерь в материалах на ультразвуке. Журнал технической физики, т.22, №6, 1952, с.1030.

#### ОСОБЕННОСТИ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ МОЩНЫХ ФАЗИРОВАННЫХ РЕШЕТОК ДЛЯ НЕИНВАЗИВНОЙ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ХИРУРГИИ

#### Росницкий П.Б., Ильин С.А.

#### МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В настоящее время для медицины представляет большой интерес проведение неинвазивных, т.е. без обычного хирургического вмешательства, операций, например, при лечении онкологических заболеваний. Одним из способов решения этой задачи является облучение опухоли мощным фокусированным ультразвуком [1,2]. При облучении опухоли через ребра возникают такие эффекты, как уменьшение дошедшей до фокуса энергии и расщепление фокуса [3-5]. Для преодоления этих проблем в последнее время применяются мощные многоэлементные фазированные решетки, позволяющие проводить электронное смещение фокуса. При электронном смещении фокуса необходимо учитывать возникающие побочные эффекты, обусловленные дискретной структурой решетки: уменьшение амплитуды поля в основном фокусе и появление побочных максимумов. Для их оценки необходимо проводить многочисленные измерения либо трудоёмкие численные расчеты. В данной работе использован быстрый метод расчета для анализа полей решеток, позволяющий вычислять поле решеток более эффективно (в 40 раз быстрее), чем путем прямого численного расчета [6].

Поле каждого элемента решетки выражается интегралом Рэлея:

$$p_i(\vec{r},t) = -\frac{i\omega\rho_0 e}{2\pi} \int_{S} \frac{\upsilon_n(\vec{r}')e^{ikR}}{R} dS',$$

где  $p_i(\vec{r},t)$ -давление, создаваемое одним излучателем в точке  $\vec{r}$  в момент времени t,  $\rho_0$  – плотность среды, k – волновое число,  $\omega$  – циклическая частота излучателя, S – площадь поверхности излучателя,  $\upsilon_n$  – скорость колебаний поверхности излучателя, R – расстояние от центра излучателя до точки наблюдения поля.

Аналитический метод заключается в вычислении интеграла Рэлея в приближении дальнего поля и представлении поля решетки в виде суммы полей всех излучателей. В рамках данного приближения получено аналитическое выражение для поля одного излучателя:

$$p_i(\theta, r) = -\frac{ip_0 z_R e^{ikr}}{r} \frac{2J_1(ka\sin\theta)}{ka\sin\theta}$$

где  $p_0$  – давление на поверхности элемента, а – радиус элемента, г – расстояние от центра элемента до точки наблюдения поля,  $\theta$  – угол между осью элемента и лучом из центра элемента до точки наблюдения,  $J_1$  – функция Бесселя первого порядка.

Для удобства использования представленного аналитического алгоритма создана специальная программа. Она служит графическим интерфейсом для представления многоэлементной фазированной решетки с известными параметрами и аналитического расчёта поля, создаваемого решеткой в различных плоскостях (рис. 1) С помощью данной программы рассчитаны акустические поля, создаваемые решеткой при различных положениях фокуса, и проанализировано их качество; рассмотрены возникающие при этом основные побочные эффекты, состоящие в уменьшении амплитуды в основном максимуме и возникновении сильных побочных максимумов (рис. 2). При анализе полей решетки, сфокусированной в разные точки, получена качественная оценка проявления побочных максимумов в зависимости от точки фокусировки и показана возможность компенсации уменьшения интенсивности в основном фокусе с помощью увеличения общей излучаемой мощности решетки без снижения уровня безопасности облучения.



Рис. 1. Окна выбора плоскости расчетов и результатов.



Рис. 2. Области смещения фокуса, соответствующие уменьшению амплитуды в основном максимуме на 10, 30 и 50% от наибольшего значения (тонкая линия), и области, в которых интенсивность побочных максимумов не превышает 10% от интенсивности основного максимума (жирная линия).

Авторы выражают благодарность своему научному руководителю доценту В.А. Хохловой и доценту О.А. Сапожникову за научное руководство и ценные замечания при работе над докладом.

#### Литература

1. Хилл К., Бэмбер Дж., тер Хаар Г. (ред.). Ультразвук в медицине. Физические основы применения. - М.: Физматлит. 2008.

2. Бэйли М.Р., Хохлова В.А., Сапожников О.А., Каргл С.Г., Крам Л.А. Физические механизмы воздействия терапевтического ультразвука на биологическую ткань (Обзор) // Акуст. журн. 2003. Т. 49. № 4. С. 437–464.

3. Бобкова С. М., Цысарь С.А., Хохлова В.А., Андреев В.Г. Дифракционные эффекты при распространении фокусированного ультразвукового импульса в среде с тепловой неодно-

родностью // Акуст. журн., 2009, Т.55, №4-5, с. 457-465.

4. Bobkova S, Shaw A, Gavrilov L, Khokhlova V, Hand J. Focusing of high intensity ultrasound through the rib cage using therapeutic random phased array // Ultrasound in Medicine and Biology, 2010,V. 36, N 6, p. 888-906.

5. Хохлова В.А., Бобкова С.М., Гаврилов Л.Р. Расщепление фокуса при прохождении фокусированного ультразвука сквозь грудную клетку // Акуст. журн., 2010, Т. 56, № 5, с. 622-632.

6. Ильин С.А., Юлдашев П.В., Хохлова В.А., Гаврилов Л.Р., Сапожников О.А. Оценка качества акустических полей при смещении фокуса многоэлементных фазированных решеток устройств ультразвуковой хирургии // Сборник трудов Научной конференции "Сессия Научного совета РАН по акустике и XXV сессия Российского акустического общества". 17-20 сентября 2012 года. Таганрог. Т. 2. С. 87-90.

#### ЭФФЕКТЫ ШУМОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ВОЛНОВЫЕ РЕЖИМЫ АКТИВНОЙ СРЕДЫ\*

Шепелев И.<sup>1</sup>, Слепнев А.В.<sup>2</sup>

Национальный исследовательский Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, физический факультет, Саратов, Россия

Исследуется модель активной среды с периодическими граничными условиями, элементарной ячейкой которой является осциллятор ФитцХью-Нагумо, представляющий собой упрощенную модель нейрона [2]. Модель среды описывается уравнениями:

$$\varepsilon \frac{\partial x}{\partial t} = x - y - \alpha x^3 + d \frac{\partial^2 x}{\partial s^2}, \quad \frac{\partial y}{\partial t} = \gamma x - y + \beta + \sqrt{2D}\xi, \quad (1)$$

где x = x(s,t), y = y(s,t) – безразмерные вещественные динамические переменные,  $\xi = \xi(s,t)$  – источник нормированного гауссова белого шума, s – безразмерная пространственная координата, t – безразмерное время,  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\varepsilon$  – управляющие параметры, d – коэффициент диффузии, D – интенсивность шума. Подобные системы используются для моделирования процессов, протекающих в нейронных волокнах [1, 3]. В зависимости от значений управляющих параметров, элемент среды (1) может проявлять как возбудимый, так и автоколебательный характер. Независимо от характера элементарной ячейки в среде без шума (D = 0) наблюдается фазовая мультистабильность – в ней сосуществуют режимы бегущих волн с различными длинами волн. Было исследовано влияние шумового воздействия на волновые режимы активной среды, проведено сравнение влияния пространственно некоррелированного ( $\langle \xi(s_1,t)\xi(s_2,t) \rangle = \chi(t)\delta(s_2 - s_1) \rangle$ ) и пространственно однородного ( $\xi(s,t) \equiv \xi(t)$ ) шума. Показано, что пространственно однородный шум значительно быстрее (при меньших значениях интенсивности шума), чем пространственно некоррелированный приводит к разрушению волновых режимов и переходу к однородному (в среднем синфазному) режиму колебаний. Выявлено нелинейное поведение функции R(D) в

возбудимом режиме, где  $R = \frac{\sqrt{\langle T^2 \rangle - \langle T \rangle^2}}{\langle T \rangle}$ , T – интерспайковый интервал. Как в случае

однородного, так и в случае пространственно некоррелированного шума, при некотором оптимальном значении интенсивности шума в среде наблюдается минимум величины R, т.е. имеет место явление когерентного резонанса. Оптимальный уровень шума

<sup>\*</sup> Доклад признан одним из лучших в подсекции
в среде значительно отличается от уровня шума, соответствующего когерентному резонансу в одиночном осцилляторе ФитцХью-Нагумо.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России (2009–2013 годы)» (контракт №14.В37.21.0751).

*E-mail: igor sar@li.ru<sup>1</sup>, a.v.slepnev@gmail.com<sup>2</sup>* 

## Литература

1. Ermentrout B., Pinto D. Neurophysiology and waves // SIAM News, 2007, vol. 40, no. 2.

2. FitzHugh R.A. Impulses and physiological states in theoretical models of nerve membrane // Biophysical Journal, 1961, vol. 1, pp. 445–466.

3. Lancaster J. L., Hellen E.H., Leise E.M. Modeling excitable systems: Reentrant tachycardia // American Journal of Physics, 2010, vol. 78, no. 1, pp. 56–63.

# НЕЛИНЕЙНОЕ ОТРАЖЕНИЕ УПРУГИХ ВОЛН ОТ ГРАНУЛИРОВАННОГО НЕКОНСОЛИДИРОВАННОГО СЛОЯ

## Ширгина Н.В.

## МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В ряде экспериментальных работ [1, 2] наблюдались нелинейные явления при отражении упругих волн от границы контакта двух твердых тел. Было показано, что нелинейность шероховатых границ намного превосходит объемную нелинейность, связанную с ангармонизмом сил межмолекулярного взаимодействия. Контактная акустическая нелинейность (КАН) перспективна для использования в устройствах акустоэлектроники на поверхностных акустических волнах [3]. Представляет значительный интерес задача отражения от гранулированного неконсолидированного слоя в связи с сильными нелинейными свойствами последнего [4]. В работе [5] проведен анализ измерений коэффициентов отражения волн 1-й и 2-й гармоник от контакта двух шероховатых поверхностей в зависимости от прижимающего давления.

Рассмотрим отражение упругой гармонической волны от гранулированного неконсолидированного слоя, представляющего собой слой стальных шаров, средний диаметр которых 4 мм. Шары обладают небольшой дисперсией в размере. Нами был проведен следующий эксперимент (рис. 1).



Рис. 1. Отражение упругой волны от слоя шаров.

Между двумя отполированными пластинами был уложен слой стальных шаров. К одной из пластин был прикреплен пьезокерамический преобразователь, на который подавался гармонический сигнал частотой 2.5 МГц с автоматизированного приемопередающего комплекса RITEC RPR-4000. Отраженная от слоя волна принималась, усиливалась и поступала для обработки на компьютер. К образцу было приложено внешнее контролируемое статическое давление. В спектре отраженного сигнала наблюдались первая и вторая акустические гармоники частотой 2.5 МГц и 5 МГц соответвенно. Зависимость амплитуды отраженной первой гармоники от величины давления указана на рис. 2а. Видно, что при малых прижимающих давлениях p контакта фактически нет, амплитуда отраженной первой гармоники максимальна. С ростом давления поверхности подложки и образца сближаются, улучшая акустическое качество контакта. При этом все большая часть энергии волны проходит в образец, а амплитуда отраженной первой гармоники уменьшается. При этом в области падения коэффициента отражения первой гармоники |K| наблюдается максимум амплитуды отраженной второй гармоники (рис. 2б), черная кривая с экспериментальными точками. Для объяснения результатов эксперимента будем пользоваться методикой, изложенной в [5]. Шары обладают разными диаметрами  $D_i$ . Каждый из шаров деформируется по закону Герца, когда его диаметр больше толщины контакта h:

$$F_{i} = \frac{4E * \sqrt{R_{0}}}{3} (D_{i} - h)^{3/2} \theta (D_{i} - h)$$
(1)

 $R_0$  – средний радиус шаров,  $E^* = E/(1-v^2)$  - приведенный модуль Юнга, Е-модуль Юнга, v - коэффициент Пуассона материала шаров,  $\theta$  – единичная функция Хевисайда.



Рис. 2. Амплитуда отраженной а) первой и б) второй гармоники от слоя шаров в зависимости от статического давления.

Пользуясь методикой, предложенной в [5] и выражением (1), можно рассчитать качественную зависимость коэффициента генерации второй гармоники |N| от коэффициента отражения первой гармоники |K|:

$$|N| = \frac{12\omega\rho c\cos^{4}\theta (|K(p)|')^{2} (D - h_{0})}{|K(p)|^{3} (1 - |K(p)|^{2}) \sqrt{(25\cos^{2}\theta - 4\rho^{2}c^{2}) |K(p)|^{4} + (4\rho^{2}c^{2} - 10\cos^{2}\theta) |K(p)|^{2} + \cos^{2}\theta}}$$
(2)

Где  $\theta$  – угол падения волны,  $\rho$  – плотность материала поверхности, с – скорость звука в материале поверхности,  $h_0$  – толщина слоя в отсутствие волны. Таким образом, коэффициенты отражения первой и генерации второй гармоник связаны между собой соотношением (2). Пользуясь экспериментально измеренной зависимостью амплитуды первой гармоники (рис.2а), можно построить качественную зависимость |N(p)| для второй гармоники. Эта зависимость, показанная сплошной серой кривой линией на рис. 26, показывает качественное соответствие по форме с экспериментально определенной амплитудой второй гармоники.

*E*-mail: natalia.shirgina@physics.msu.ru

## Литература

1. Richardson T. Harmonic generation at an unbounded interface. I. Planar interface between semiinfinite elastic media. Intern. J. Eng. Sci., 1979. T.17, №1, P. 73-85. 2. Северин Ф.М., Солодов И.Ю., Шкуланов Ю.Н. Экспериментальное наблюдение нелинейности отражения звука от границы раздела твердых тел // Вестник МГУ, сер. 3, физика, астрон. 1988. Т.29. №4. С. 94-96.

3. Solodov I.Yu., Asainoiv A.F., Ko Sel Len. Nonlinear SAW reflection: experimental evidence and NDE applications. Ultrasonics, 1993. T.31, №2, P. 91-96.

4. V.E. Gusev, V. Aleshin and V. Tournat, Reflection of nonlinear acoustic waves at the mechanically free surface of an unconsolidated granular medium, Acustica-Acta-Acustica, 94, 215-228 (2008).

5. Руденко О.В., Чинь Ань Ву. Нелинейные акустические свойства контакта шероховатых поверхностей и возхможности акустодиагностики статистических характеристик поверхностей. Акустический журнал, 1994, том 40, № 4, с. 668-672.

# СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ И ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Председатель: проф. Кульбачинский Владимир Анатольевич



# ПРОЦЕССЫ РАССЕЯНИЯ В СТРУКТУРАХ InAs/AlSb С КВАЗИДВУМЕРНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ГАЗОМ

# Афанасова М.М., Хавронина М.В.

Рязанский государственный университет им. С.А. Есенина, физико-математический факультет, Рязань, Россия

Рассмотрены эффекты взаимодействия электронов в наносистемах с тонкой структурой энергетического спектра в магнитном поле до 8 Тл и в диапазоне температур  $T = 4.2 \div 29.6$  К. Квазидвумерный электронный газ заключен в потенциальной яме образованной слоем InAs и слоями AlSb.

В настоящей работе исследованы особенности взаимодействия квазидвумерного электронного газа при заполнении основной и возбужденной подзоны размерного квантования. В соответствии с правилом Матиссена необходимо учесть механизмы релаксации носителей тока внутри и между подзонами.

В качестве метода исследования взаимодействия были использованы осцилляции поперечного магнитосопротивления в квантующем магнитном поле и квантовое время релаксации, характеризующее столкновительное уширение уровней Ландау, как основной информационный параметр. Детальное изучение процессов рассеяния на малые углы в возбужденной подзоне при различных физических условиях  $B = 0 \div 8$  Тл,  $T = 4.2 \div 29.6$  К, позволило установить следующее:

1. квантовое время релаксации в возбужденной подзоне  $\tau_q^p = (3.4 \div 3.0) \cdot 10^{-14} c$  не зависит от времени релаксации в первой подзоне  $\tau_q^m = (6.2 \div 7.2) \cdot 10^{-14} c$ , что свидетельствует о восприятии возмущения от внешних источников электронами возбужденной подзоны размерного квантования и распространение его в основную подзону за счет межподзонного электрон - электронного взаимодействия.

2. квантовое время рассеяния в возбужденной подзоне  $\tau_q^p$  не зависит от концентрации

 $n_p = (0.6 \div 1.1) \cdot 10^{15} \, \text{m}^{-2}$ , что свидетельствует об эффективности рассеяния электронов на внешнем потенциале, вклад электрон - электронного рассеяния менее существенно. Эффективными рассеивающими центрами являются дельта слои, находящиеся в пределах длины экранирования.

3. квантовое время релаксации в возбужденной подзоне проявляет нелинейную зависимость от температуры. До определенного значения (температурного предела) T=9Kувеличивается, затем уменьшается до значения  $2.5 \cdot 10^{-14} c$  при T=29.6K. Проведенные нами вычисления показали, что выше этого температурного предела, существенный вклад в процесс рассеяния вносит электрон-фононного взаимодействие. Установление теплового стационарного состояния в неравновесных физических условиях, т.е. при наличии квантующего магнитного поля, происходит за счет взаимодействия электронов возбужденной подзоны.

# ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕРМООБРАБОТКИ НА СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ КРИТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ПРОВОДА НА ОСНОВЕ FESE<sup>\*</sup>

<u>Власенко В.А<sup>1</sup></u>, Перваков К.С<sup>1,2</sup>, Ельцев Ю.Ф.<sup>1</sup>, Бербенцев В.Д.<sup>3</sup>, Гаврилкин С.Ю<sup>1</sup>, Прудкогляд В.А.<sup>1</sup>, Пудалов В.М.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, отделение физики твердого тела,

<sup>2</sup> Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева,

<sup>3</sup> Институт физики высоких давлений им. Л. Ф. Верешагина РАН,

Москва, Россия

Нами был изготовлен сверхпроводящий провод с использованием порошка FeSe. Изготовление провода осуществлялось методом порошок в трубке (PIT)[1]. Длина полученного провода составила 40см, площадь сечения сверхпроводящей жилы порядка 2.5х10<sup>-3</sup> cm<sup>2</sup>. Предварительно синтезированное поликристаллическое соединение FeSe имеет T<sub>c bulk</sub>-<sup>onset</sup> ≈12.1К, что выше на 1.2К температуры сверхпроводящего перехода изготовленного провода (T<sub>c</sub><sup>onset</sup> ≈10.9К). Термообработка полученного провода проводилась в аргоновой атмосфере. Плотность тока на проводе без термообработки имеет значение примерно 75 A/cm<sup>2</sup> при температуре T=4.0К. После термообработки при температуре 350С в течении 24 часов образец показал прирост плотности тока на 15%, а при увеличении времени отжига до 72 часов увеличение составило 60%, при этом плотность тока в достигла 127 A/cm<sup>2</sup> при температуре Т=4.0К. Также были проведены исследования поведения в магнитных полях до 16Тл сверхпроводящего провода, не подвергнутого термообработке, а также провода отожженного в течение 24 часов. Из полученных данных видно, что сверхпроводимость не подавляется в обоих образцах при T=4.2К вплоть до 12Тл. Заметно некоторое улучшение в поведении кривых резистивных переходов после отжига, в частности, уменьшение ширины перехода с ∆Т(10%-90%)≈1.75К без отжига до ∆Т≈0.9К (при термообработке в течении 24 часов) без заметного изменения производной верхнего критического поля по температуре dH<sub>c2</sub>/dT~2.9T/K, определенной по середине сверхпроводящего перехода. Линейная экстраполяция данных к нулевой температуре дает значение ~27Тл. Используя формулу, полученную в модели (Вертхамер-Хелфанд-Хохенберг)[2] мы получили значение верхнего критического поля H<sub>c2</sub>(0) порядка 19.8Тл. Из измерений вольтамперных характеристик построены трехмерные магнитные фазовые диаграммы для различных режимов термообработки. Мы считаем, что метод ПВТ перспективен для изготовления сверхпроводящих проводов на основе железосодержащих сверхпроводников, при этом длительная термообработка сверхпроводящего провода положительно сказывается на его сверхпроводящих характеристиках.

*E*-mail: vlasenkovlad@gmail.com

## Литература

1. Toshinori Ozaki et al. 2011 Supercond. Sci. Technol. 24 105002.

2. N. R. Werthamer, E. Helfand, and P. C. Hohenberg, Phys. Rev., 1966, 147: 295

# МОДЕЛИ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ СОПРОТИВЛЕНИЯ В САМОВОССТАНАВЛИВАЮЩИХСЯ ПРЕДОХРАНИТЕЛЯХ

Домкин К.И.

Пензенский государственный университет, факультет естественных наук, нанотехнологий и радиоэлектроники

<sup>\*</sup> Доклад признан одним из лучших в подсекции

Для электрических цепей существует несколько типов защитных устройств [1]: плавкие предохранители, биметаллические предохранители, керамические резисторы с положительным ТКС, самовосстанавливающиеся предохранители (СВП). Принцип действия упомянутых типов устройств основан на резком изменении (возрастании) сопротивления  $R_{gkl}$  прибора при превышении в нем температуры выше пороговой  $T_{nop}$ .

Так как функционирование СВП осуществляется при участии тепловых полей, возникает задача исследования вида функции R = f(T), не принимая на первом этапе рассмотрения геометрические размеры прибора, временные характеристики процесса переключения сопротивления.

Для описания изменения состояния сопротивления можно воспользоваться пороговой моделью непосредственно вытекающей из существования двух состояний, в которых находится предохранитель: проводящее и непроводящее предполагающее существование в среде порогового эффекта переключения сопротивления. Согласно этой модели, названной пороговой моделью бинарного типа, сопротивление материала предохранителя определяется безгистерезисной ступенчатой кривой [2].

Более тщательные эксперименты по изучению экспериментальной кривой показали, что изменение сопротивления наблюдается в узком, но конечном температурном диапазоне и предложенная модель нуждается в уточнении.

Также можно обосновать модель переключения сопротивления предохранителя пороговой непрерывной моделью или кусочно-линейной, в которой сопротивление предохранителя изменяется в некоторых пределах непрерывно в зависимости от темпера-

туры в соответствии с функцией передачи  $R = f_{tf}(T)$ . Модель данного типа можно проиллюстрировать линеаризованной кривой изменения сопротивления [3].

Для описания кривой переключения можно воспользоваться также следующими методами аппроксимации: нелинейные, полиномиальные. Кроме того, достаточно хорошо аппроксимация осуществляется функцией гиперболического тангенса Для динамического моделирования процесса переключения предохранителя желательно аналитически определить зависимость

Все модели получены на основе экспериментальных данных и являются адекватными для описания работы самовосстанавливающихся предохранителей.

ego85@mail.ru

### Литература

1. Каминская Т.П., Недорезов В.Г. Самовосстанавливающиеся предохранители на фазовом переходе / Каминская Т.П., Недорезов В.Г // Труды международного симпозиума «Надежность и качество-2006», Пенза, 2006 г.

2. Кейслер Г.Дж., Чень-Чунь Теория непрерывных моделей. М. Мир 1971, 184с.

3. Янке Е., Эмде Ф., Лёш Ф. Специальные функции: Формулы, графики, таблицы. М.: Наука, 1964

# СИНТЕЗ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ХАЛЬКОГЕНИДОВ ЖЕЛЕЗА И ИССЛЕДОВАНИЕ ИХ СВОЙСТВ<sup>\*</sup>

# Козлякова Е.С.

## МГУ им. М.В.Ломоносова, факультет наук о материалах, Москва, Россия

Сверхпроводники на основе железа представляют огромный интерес как с точки зрения нахождения взаимосвязи между сверхпроводимостью и магнетизмом, так и для понимания сверхпроводимости в целом. За четыре года с момента их открытия было

<sup>\*</sup> Доклад занял первое место в подсекции

опубликовано огромное количество статей по этой тематике, однако ученые так и не приблизились к разгадке механизма возникновения высокотемпературной сверхпроводимости. Одна из возможных причин состоит в том, что зачастую высокоточными физическими методами изучаются образцы низкого качества, что затрудняет интерпретацию полученных результатов. Для более глубокого понимания необходимы данные, полученные высокоточными методами на более качественных образцах.

Таким образом, целью работы стало получение высококачественных монокристаллов сверхпроводников на основе железа и исследование их физических характеристик. В качестве объекта исследования был выбран тетрагональный халькогенид железа Fe(S,Se,Te), как наиболее простой из сверхпроводников данного типа.

Синтез монокристаллических образцов Fe(S,Se,Te) проводили методом кристаллизации в расплавах хлоридов щелочных металлов в условии стационарного градиента температур ( $50 - 100^{\circ}$ C), использовали различные комбинации солей NaCl, KCl, CsCl, RbCl в соотношениях, близких к эвтектическим. Температуры синтеза подбирали в соответствии с фазовыми диаграммами FeTe, FeSe и FeS в зависимости от соотношения S : Se : Te. Состав и качество полученных монокристаллов оценивали с помощью растровой и просвечивающей электронной микроскопии, рентгеноспектрального микроанализа, рентгеновской дифракции и соответствующих физических измерений. Исследования зависимостей магнитной восприимчивости и сопротивления по четырехконтактной схеме проводили с помощью системы измерения физических свойств (Physical Property Measurement System, Quantum Design).

В системе FeTe<sub>1-x</sub>Se<sub>x</sub> (0,1<x<0,45) при нулевом поле на зависимостях сопротивления от температуры наблюдается не равномерное падение сопротивления, а ступенчатое, что можно интерпретировать как сосуществование в образце нескольких фаз с различными сверхпроводящими параметрами. Причем «сосуществовать» могут как фазы в объеме, так и основная фаза с так называемой «поверхностной», в которой за счет поверхностных дефектов и взаимодействия с воздухом может достигаться дефектность даже ближе к оптимальной, чем у объемной фазы, что имеет следствием более высокую критическую температуру. Для определения, какой именно случай реализуется в данной системе, требуется более детальное исследование структуры полученных соединений. Также было замечено, что найденные значения верхнего критического поля  $\mu_0 H_{c2}^{*}(0)$  из теории Вертхамера-Гельфанда-Хоэнберга, что характерно для

В системе FeTe<sub>1-x</sub>S<sub>x</sub> при 0,05<x<0,1 наблюдается сверхпроводящий переход с  $T_C$  около 8 К. Кроме того, парамагнитные области температурной зависимости магнитной восприимчивости были описаны с помощью закона Кюри-Вейсса, откуда были найдены значения констант Кюри, температур Вейсса и Нееля, а также остаточной намагниченности. Зависимость этих величин от содержания серы в образце имеет «точку перехода» порядка x(S)=0,05, в которой характер этих зависимостей меняется, и одновременно с этим, возможно, связано возникновение сверхпроводимости. При этом антиферромагнитный переход наблюдается вплоть до x(S) = 0,1. Это может говорить о «сосуществовании» магнетизма и сверхпроводимости в этих образцах, что, однако, требует дальнейших исследований для подтверждения.

высокотемпературных сверхпроводников.

Помимо хорошо известных в литературе двойных систем Fe(Se,Te), Fe(S,Se) и Fe(S,Te), нами впервые были синтезированы монокристаллы тройной системы Fe(S,Se,Te) с содержанием серы до 10% с  $T_C$  порядка 10К.

В результате, в рамках данной работы была разработана методика синтеза высококачественных монокристаллов FeTe<sub>1-y-x</sub>Se<sub>x</sub>S<sub>y</sub> с долей теллура больше 50% и серы меньше 10% и измерены и охарактеризованы их температурные зависимости магнитной восприимчивости и сопротивления. Образцы с долей теллура меньше 50% также получаются с использованием данной методики при подборе соответствующих термодинамических параметров.

*E*-mail: evenuel1@gmail.com

# ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СВОЙСТВ GDO(F)FEAS МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ ВНУТРЕННИХ МНОГОКРАТНЫХ АНДРЕЕВСКИХ ОТРАЖЕНИЙ

Кузьмичева Т.Е.<sup>1,2\*</sup>, Кузьмичев С.А.<sup>1</sup>, Садаков А.В.<sup>2</sup>, Усольцев А.С.<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup> МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет <sup>2</sup> ФИАН им. П.Н. Лебедева, Отделение физики твердого тела, Москва, Россия

Соединение GdO(F)FeAs относится к классу слоистых многощелевых сверхпроводящих оксипниктидов (система 1111) [1]. В работе использовались поликристаллы GdO<sub>1-x</sub>F<sub>x</sub>FeAs (x = 0.09  $\div$  0.21) и GdO<sub>0.88</sub>FeAs с критическими температурами T<sub>C</sub><sup>bulk</sup> = 48  $\div$  53 K. Энергии сверхпроводящих щелей определялись с помощью андреевской спектроскопии контактов сверхпроводник – металл – сверхпроводник (SnS); SnSконтакты формировались с помощью техники "break-junction".

Как известно, на производной вольтамперной характеристики SnS-контакта возникает субгармоническая щелевая структура (СГС) – серия минимумов проводимости на смещениях  $V_n = 2$  /ne, где n = 1, 2... [2], связанная с эффектом многократных андреевских отражений (в случае двухщелевого сверхпроводника будут наблюдаться две такие структуры, соответствующие каждой из щелей). По присутствию двух независимых СГС нами было установлено [3-5], что в GdO(F)FeAs реализуется двухщелевая сверхпроводи-(T = 4.2 K):определены энергии двух щелей  $_{\rm L} = (11 \pm 1)$  мэВ, мость, И  $s = (2.6 \pm 0.4)$  мэВ. При измерении характеристик стопочных контактов (т.е. структур типа S-n-S-...-S) наблюдался эффект внутренних многократных андреевских отражений. Т.к. это объемный феномен, то минимумы СГС оказывались на смещениях V<sub>л</sub>= 2 N/ne, где N – количество контактов в стопке. При нормировке на один контакт (см. рис. 1) андреевские рефлексы на кривых проводимости стопочных контактов совпадают с аналогичными особенностями одноконтактных характеристик, что позволяет определять значения щелей с большей точностью. На рис. 2 построена зависимость полуширины андреевских рефлексов для большой щели, нормированная на 2 <sub>L</sub>, для стопочных контактов с различными N. Хорошо видно, что при увеличении N минимумы СГС становятся более резкими, влияние поверхностных дефектов уменьшается пропорционально количеству контактов в стопке, что увеличивает точность определения шели.

Влияние температуры на СГС большой щели для контакта с локальной критической температурой  $T_C^{local} \approx 49$  К показано на рис. 3 [5]. Уникальной особенностью интерпретации спектров **SnS**-контактов является то, что для определения температурных зависимостей щелей не требуется проведение фитинга: значения щелей при  $T \leq T_C$  могут быть получены из формулы  $V_n = 2$  /ne. Температурные зависимости обеих щелей нестандартны (рис. 4). Функция  $_L(T)$  проходит ниже БКШ-образной зависимости, а характеристическое отношение 2  $_L/kT_C^{local} = (5.0 \div 5.9)$  заметно превосходит БКШпредел 3.52. Величина малой щели  $_S(T)$  резко падает при  $T \approx 15$  K, но не обращается в ноль, а медленно тянется к локальной  $T_C$  контакта. Подобный ход  $_{L,S}(T)$  типичен для двухщелевой БКШ-модели (сплошные линии на рис. 4) и является следствием внутреннего эффекта близости между двумя сверхпроводящими конденсатами. Для малой щели 2  $_S/kT_C \approx 1.4$ , что заметно ниже БКШ-предела 3.52 и говорит о наведенном характере сверхпроводимости в этих зонах. Различное поведение зависимостей  $_{L,S}(T)$  подтверждает тот факт, что двухщелевое состояние GdO(F)FeAs является внутренним свойством этого соединения.



Рис. 1. Нормированная динамическая проводимость одиночного (верхняя кривая) и стопочных **SnS**-контактов при T = 4.2 К. Андреевские минимумы определяют значения щелей  $_L \approx 11$  мэВ (значки  $\mathbf{n}_L$ ) и  $_S \approx 2.7$  мэВ (значки  $\mathbf{n}_S$ ).



Рис. 3. dI/dV-характеристика андреевской стопки (3 SnS-контакта), измеренная при 4.2 K  $\leq$  T  $\leq$  49 K = T<sub>C</sub><sup>local</sup>. Положения андреевских рефлексов (при 4.2 K) от большой щели <sub>L</sub>  $\approx$  12.5 мэВ и малой щели <sub>S</sub>  $\approx$  3 мэВ отмечены значками **n**<sub>L,S</sub>.



Рис. 2. Зависимость полуширины андреевских рефлексов  $n_L=1$ , нормированная на 2  $_L$ , от N для исследованных одиночных и стопочных **SnS**-контактов.



Рис. 4. Температурные зависимости сверхпроводящих щелей для GdO(F)FeAs (локальная TC  $\approx$  49 K), построенная по данным рис. 3. Однощелевые БКШ-образные функции приведены пунктиром, двухщелевые – сплошными линиями.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №№ 12-02-31269 и 13-02-01451) и МОН (проект №11.519.11.6012). Авторы благодарят Пономарева Я.Г., Ельцева Ю.Ф., Куликову Л.Ф., Михеева М.Г., Пудалова В.М., Хлыбова Е.П. и Чеснокова С.Н. *e-mail: kute@sci.lebedev.ru* 

## Литература

1. Y. Kamihara, et al. // J. Am. Chem. Soc. 2008, No130, p. 3296.

2. R. Kummel, et al. // Phys. Rev. B. 1990, №42, p. 3992.

- 3. T.E. Shanygina, et al. // JETP Lett. 2011, №93, p. 94.
- 4. T.E. Shanygina, et al. // J. Phys.: Conf. Ser. 2012, №391, p. 012138.

5. T.E. Shanygina, et al. // J. Supercond. Novel Magn. (in press) [arXiv:1211.0257].

# ХАРАКТЕРИЗАЦИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ НИТЕЙ ДЛЯ ВТСП ПРОВОДНИКОВ ТРЕТЬЕГО ПОКОЛЕНИЯ

Кулаков П.А.<sup>1</sup>, Порохов Н.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> – МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, 2 – МГУ им. М.В. Ломоносова, НИИ ядерной физики, Москва, Россия

С момента открытия в 1986 году явления высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) было сделано много попыток создать провода, передающие значительные токи без омических потерь. Производство ВТСП проводов началось с так называемого первого поколения, получаемого при помощи технологии «оксидный порошок в трубке», методом пиролиза аэрозоля, а также по расплавной технологии. Основным параметром для ВТСП проводов является плотность критического тока. Для первого поколения она составляла примерно  $J_c = 4 \times 10^4 \text{ A/cm}^2$  при температуре T = 77 K [1], что почти на три порядка меньше максимально возможных плотностей тока для ВТСП материалов.

Около 10 лет назад на рынке появились так называемые проводники второго поколения, представляющие собой ленту с многослойной структурой. Она состоит из текстурированной подложки сплава NiW, изготовленной по технологии RABiTS (аббревиатура англ. – Rolling - Assisted Biaxial Textured Substrate), буферного слоя и слоя ВТСП (YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-8</sub>). Преимуществом этих ВТСП проводов является то, что текстурирование и упорядочение кристаллитов, во многом определяющие сверхпроводящие свойства ленты и, в первую очередь, плотность транспортного тока, могут быть достигнуты достаточно просто на конечной стадии изготовления образца. Электрофизические свойства получаются лучше, токонесущая способность достигает порядка Jc =  $5 \times 10^6$  A/cm<sup>2</sup>. В настоящее время кабели на основе ВТСП второго поколения, представляют собой коммерческий продукт. Например, компания «SuperPower, Inc.» предлагает провода длиной до 1 км с хорошими техническими характеристиками: величиной критического тока  $I_C$  более 300А при его критической плотности  $J_C$  достигающей  $6,6 \times 10^6$  A/см<sup>2</sup> при T = 77 K [2].

В 2010 году была опубликована работа [3] по нанесению ВТСП материала на подложку, представляющую собой сапфировую кристаллическую нить с фасеткой, совпадающей с так называемой г-плоскостью кристаллической решетки сапфира. Диаметр нити составлял около 100 мкм. Преимуществом такой подложки является близость размеров кристаллических решёток сапфира и ВТСП (YBCO), отсутствие омических и магнитных потерь в подложке при передаче переменного тока, небольшое аспектное соотношение ширины к толщине сверхпроводящего слоя, позволяющее использовать данные провода 3го поколения в больших магнитных полях. Основным требованием к подложке-нити является ее выращивание с выходом на поверхность г-ориентированной грани, для последующего осаждения на него ВТСП пленки. Также эксперименты показывают, что в качестве кристаллических нитей-подложек можно использовать кристаллы YSZ (диоксид циркония, стабилизированный оксидом иттрия) или волокна на основе кремния. Однако как получение таких нитей с необходимой ориентацией, так и напыление высококачественных буферных и токонесущих слоев является новой современной физико-технологической задачей.

Проведены исследования поверхности фасеток на поверхности образцов монокристаллических нитей-подложек с использованием атомно-силовой микроскопии и структурные исследования сапфировой нити с использованием рентгеновского метода Лауэ.

Выражаю благодарность своему научному руководителю Снигиреву О.В. за всестороннюю поддержку во время выполнения работы; Левину Э.Е., Полякову С.Н., за помощь в рентгеновских исследованиях; Цветкову В.Б., Русанову С.Я., Кашину В.В из Института общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук за предоставленный материал для исследования.

e-mail: pavel.kulakov92@gmail.com

# Литература

 Yasuhiro Iijima1, Kazuomi Kakimoto, Yasunori Sutoh, Shoji Ajimura and Takashi Saitoh "Development of long Y-123 coated conductors by ion-beam-assisted-deposition and the pulsedlaser-deposition method" Supercond. Sci. Technol. vol.17 (2004) pp. S264–S268.
 Xie Y.Y., Knoll A., Chen Y., Li Y., Xiong X., Qiao Y., Hou P., Reeves J., Salagaj T., Lenseth K., Civale L., Maiorov B., Iwasa Y., Solovyov V., Suenaga M., Cheggour N., Clickner C., Ekin J.W., Weber C., Selvamanickam V. Progress in scale-up of second-generation hightemperature superconductors at SuperPower Inc. // Physica C: Superconductivity and its Applications. 2005. T. 426-431. № II. C. 849-857.

3. Yongli Xu, Nick Djeu, Zongqi Qian, Ziyang Xu, Peng He, and Rabi Bhattacharya «YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub> Films grown on faceted sapphire fiber», IEEE Transactions on applied superconductivity, vol. 21, No. 3, june 2011.

## ДВУХЩЕЛЕВАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ ДОПИРОВАННЫХ РТУТНЫХ КУПРАТОВ

### Кульбачинский С.В., 1 Пономарев Я.Г., 2Фишер Л.М.1

# 1ФГУП ВЭИ, 2МГУ им. М.В.Ломоносова, экономический факультет, Москва, Россия

В сверхпроводящих купратах HgBa<sub>2</sub>Ca<sub>n-1</sub>Cu<sub>n</sub>O<sub>2n+2+</sub> (HBCCO) соединение Hg-1201 содержит одну, Hg-1212 - две, Hg-1223 - три Cu-O<sub>2</sub> плоскости, которые в Hg-1221 и Hg-1223 интеркалированы атомами Ca [1-3]. В ртутных купрвтах сверхпроводящие CuO<sub>2</sub> - блоки разделены диэлектрическими структурными блоками BaO - HgO - BaO (спейсерами), являющимися поставщиками дырок в CuO<sub>2</sub>-блоки (O – примесный кислород)... Следует отметить, что с повышением числа **n** CuO<sub>2</sub> - плоскостей в сверхпроводящих блоках (при **n** > 3) проблема получения оптимально допированных образцов HgBa<sub>2</sub>Ca<sub>n</sub>-1Cu<sub>n</sub>O<sub>2n+2+</sub> стандартным методом существенно усложняется. Так в работе [4] с помощью ЯМР – спектроскопии было установлено, что ЯМР – резонанс на ядрах меди в HgBa<sub>2</sub>Ca<sub>n-1</sub>Cu<sub>n</sub>O<sub>2n+2+δ</sub> с **n** ≥ 3 трансформируется в дублет, что объясняется различным уровнем допирования кислородом внутренних (IP) и внешних (OP) CuO<sub>2</sub> – плоскостей в сверхпроводящих блоках. Указанный эффект объясняет нетривиальную зависимомть критической температуры от числа CuO<sub>2</sub> – плоскостей **n**.

В настоящей работе с помощью андреевской спектроскопии определена сверхпроводящая щель у близких к оптимальному допированию поликристаллических образцов ртутных купратов Hg-1201 (однослоевая фаза,  $T_c = 93 \pm 2$  K) и Hg-1212 (двухслоевая фаза,  $T_c = 120 \pm 5$  K). Качественно отличные результаты получены для трехслоевой фазы. У слабо передопированных поликристаллических образцов Hg-1223 ( $T_c = 124 \pm 5$  K) обнаружены две сверхпроводящие щели, соответствующие одной внутренней (IP) и двум внешним (OP) CuO<sub>2</sub> – плоскостям в сверхпроводящем блоке. Существование многощелевой сверхпроводимости в ртутных купратах HgBa<sub>2</sub>Ca<sub>n-1</sub>Cu<sub>n</sub>O<sub>2n+2+δ</sub> с n  $\geq$  3 объясняется различием в уровнях допирования внешних и внутренних CuO<sub>2</sub> – плоскостей [4].

Обнаружены признаки неупругих многократных андреевских отражений в ScS – наноконтактах ртутных купратов, связанных, скорее всего, с излучением неравновесных оптических фононов с энергией ≈ 14 мэВ.

Работа поддержана проектами РФФИ. *E-mail:* <u>ru@pop3.ru</u>, *E-mail:* ponomarevy@mail.ru

## Литература

1. Putilin S.N., Antipov E.V., Chmaissem O., Marezio M. Nature 362 (1993) 226.

2. Putilin S.N., Antipov E.V., Marezio M. Physica C 212 (1993) 266.

3. V.A. Alyoshin, D.A. Mikhailova, E.B. Rudnyi, E.V. Antipov. Physica C 383 (2002) 59.

4. H. Mukuda\_, S. Shimizu, A. Iyoi, Y. Kitaoka. Journal of the Physical Society of Japan 81 (2012) 011008.

# ДИНАМИКА ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЛНОВЫХ ПАКЕТОВ В УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ

## Поздеева Ю.С., Мајіd М.Ј.

Удмуртский государственный университет, физико-энергетический факультет, г. Ижевск, Россия

В длинноволновом приближении  $ak_0 \leq 1$ , где a – межатомное расстояние в углеродной нанотрубке,  $k_0$ - несущий волновой вектор рассматривается задача эволюции волновых пакетов с использованием модельного электронного гамильтониана Ando [1]. Показано, для волновых пакетов в углеродных нанотрубках может иметь место сложная динамика связанная с интерференцией состояний валентной зоны и зоны проводимости. Интерференция приводит к осциллирующей зависимости средних значений координат и скоростей электронных состояний известной в литературе как явление Zitterbewegung (ZBW). Включение внешнего магнитного поля направленного вдоль оси нанотрубки позволяет управлять шириной запрещенной щели в энергетическом спектре и соответственно частотой осцилляций ZBW).

Для волнового пакета в углеродной нанотрубке представляющего собой квантовое состояние с цилиндрической симметрией (см. рис.1b) явление интерференции приводит к осцилляции осевой координаты пакета [2, 3]. В случае локализованного волнового пакета по угловой и осевой координатам (см. рис.1а) могут иметь место осцилляции осевой и угловой средних координат при эволюции пакета. В докладе приводятся расчетные данные средних значений координат в зависимости от параметров локализации волнового пакета в начальный (нулевой) момент времени для проводящих нанотрубок. Используется гамильтониан электрона углеродной нанотрубки наследуемый от гамильтониана графена в длинноволновом приближении

$$H = V_F(\sigma_x p_x + \sigma_y p_y)$$

 $V_F$  - скорость носителей,  $p_x, p_y$  - компоненты оператора импульса,  $\sigma_x, \sigma_y$  – матрицы Паули.

Расчеты проведены для локализованного псевдоспинового электронного состояния представляющего собой в нулевой момент времени волновой пакет, центрированный на поверхности углеродной нанотрубки для средних значений угла  $\overline{\phi}(0) = \pi$  и координаты  $\overline{z}(0) = 0$ 

$$\left|\psi(0)\right\rangle = A \exp\left(-\frac{z^2}{2d^2} + ik_0 z\right) \exp\left(-\frac{(\varphi - \pi)^2}{2\sigma^2} + im_0\varphi\right) \begin{pmatrix}\alpha\\\beta\end{pmatrix}, \quad A = \frac{1}{\sqrt{\left|\alpha\right|^2 + \left|\beta\right|^2} \sqrt{\pi \, dR \, \sigma \, erf\left(\frac{\pi}{\sigma}\right)}}$$

где d – определяет размер области локализации пакета по осевой координате, параметр  $\sigma$  – область локализации пакета по угловой переменной,  $k_0$  – несущий волновой век-

тор,  $m_0$  – магнитное квантовое число. Параметры  $\alpha$  и  $\beta$  определяют соотношения между компонентами псевдоспиновой волновой функции.

На рис. 1а схематически показано локализованное квантовое состояние в исходный (нулевой) момент времени и трансформация этого состояния в последующие моменты времени на два волновых пакета соответствующих валентной и проводящим зонам. Рассмотренные в докладе квантовые волновые пакеты построены из состояний валентной и проводящих зон электронного спектра, явление ZBW возможны только в данной ситуации. Приведенные оценки для частот и амплитуд ZBW в углеродной нанотрубке могут быть использованы для их экспериментальной идентификации.

*E*-mail: majid\_alsamer@mail.ru



Рис.1. Временная эволюция локализованных квантовых состояний на углеродной нанотрубке.

## Литература

- 1. T.Ando, J.Phys.Soc.Jpn.V74, 777 ( 2005).
- 2. T.M.Rusin, W.Zawadzki, Phys.Rev, B76, 195439(2007).

3. W.Zawadzki, T.M.Rusin, J. Phys.: Condens. Matter, 23, 143201(2011).

# ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ЩЕЛИ ВаFe<sub>2-х</sub>Ni<sub>x</sub>As<sub>2</sub> МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ ВНУТРЕННИХ МНОГОКРАТНЫХ АНДРЕЕВСКИХ ОТРАЖЕНИЙ

<u>Усольцев А.С.</u><sup>1,2</sup>, Власенко А.В.<sup>1</sup>, Кузьмичева Т.Е.<sup>1,2</sup>, Кузьмичев С.А.<sup>2</sup>, Перваков К.С.<sup>1</sup>, Садаков А.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ФИАН им. П.Н. Лебедева, Отделение физики твердого тела, <sup>2</sup> МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Соединение BaFe<sub>2</sub>As<sub>2</sub> относится к классу слоистых многощелевых сверхпроводящих оксипниктидов (система 122) [1]. В работе использовались монокристаллы BaFe<sub>2-x</sub>Ni<sub>x</sub>As<sub>2</sub> с температурой сверхпроводящего перехода  $T_C^{bulk} = 21 \pm 1$  К. Энергия сверхпроводящей щели была определена методом андреевской спектроскопии SnS-контактов (сверхпроводник – нормальный металл – сверхпроводник), полученных с помощью техники "break-junction".

Как было показано в теоретической работе [2], на производных вольтамперных характеристик симметричных **SnS**-контактов будут появляться серии минимумов на смещениях  $V_n = 2$  /ne, где n = 1, 2... Нами были экспериментально измерены соответствующие характеристики для одиночного и стопочных контактов (которые представляют собой N последовательно соединенных SnS-контактов). Для определения величи-

ны щели стопочные контакты были нормированы на один контакт. На полученных кривых хорошо видны особенности на смещениях  $V_{nL=1}$ =8.8-9.5 мВ и  $V_{nL=2} \approx 5$  мВ (рис. 1), что соответствует значению щели  $_L \approx 5$  мэВ. Также были получены путём последовательной перестройки контакта серии характеристик, имеющие особенности на смещениях  $V_{nL=1} \approx 7.2$ -7.9 мВ и  $V_{nL=2} \approx 4$  мВ (рис. 2), что соответствует щели  $_L \approx 3.6$ -4 мэВ (и меньшей локальной  $T_C^{local}$ ). Спектр 2-контактной стопки был измерен в интервале температур 4.2 К  $\leq T \leq T_C^{local}$  (рис. 3), а также построены температурные зависимости щели (рис. 4). При  $T_C^{local} \approx 18.4$  К производные линеаризовались, что соответствует переходу контактных областей в нормальное состояние. Вычисленное характеристическое соотношение БКШ 2  $_L/kT_C^{local} = 4.5 \div 6$  превышает стандартное для БКШ 3.52 и является следствием сильного электрон-бозонного взаимодействия в «ведущих» зонах с большой щелью. Хорошо заметно небольшое отклонение экспериментальных зависимостей от стандартной однощелевой БКШ-образной функции (сплошные линии на рис. 4): как и в работе [3],  $_L(T)$  имеет небольшой прогиб вниз, что характерно для двухщелевого сверхпроводника со слабым межзонным взаимодействием (эффект близости в k-пространстве между двумя конденсатами) и является косвенным подтверждением наличия второго сверхпроводящего конденсата.



Рис. 1. Динамическая проводимость одиночного SnS-контакта (фиолетовая линия) и стопок из двух SnS-контактов нормированных на один контакт. Величина большой щели  $L = 4.4 \div 5.0$  мэВ.



Рис. 3. Динамическая проводимость стопки из 2 SnS-контактов, нормированная на один контакт и измеренная в интервале температур 4.2 К  $\leq$  T  $\leq$  TClocal  $\approx$  18.4 К. Величина большой щели L = 4.0  $\pm$  0.8 мэВ (T = 4.2 K)



Рис. 2. Динамическая проводимость стопки из 2 SnS-контактов (зеленая линия) и 3 SnS-контактов (красная линия), нормированная на один контакт. Величина большой щели  $L = 3.6 \div 4.0$  мэВ.



Рис. 4. Температурная зависимость большой щели L(T), построенная для контактов приведенных на рис. 2. Соответствующие однощелевые БКШ-образные функции построены сплошными линиями.

## Литература

1. M. Rotter, al. // Phys. Rev. Lett. 2008, No101 (10), p.107006.

2. R. Kummel, et al. // Phys. Rev. B. 1990, №42, p. 3992.

3. T.E. Shanygina, et al. // J.Supercond. Nov. Magn., in press [arXiv:1211.0257].

# ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ АТОМОВ НИОБИЯ ПО ГЛУБИНЕ СПЛАВА МОЛИБДЕНА С НИОБИЕМ

# Эргашов Ё.С.

Национальный университет Узбекистана им. М. Улугбека, физический факультет, Ташкент, Узбекистан

Введение. Разбавленные сплавы переходных металлов, на основе ниобия, молибдена, циркония и.т.д. представляют интерес с применением их в новой технике. (ТЭПы, СВЧ и газоразрядные приборы, электровакуумная техника и технология, ядерная и космическая энергетика и т.д.). Известно, что многие физико – химические свойства сплавов в основном определяются элементным составом, фазовым состоянием и электронной структурой их поверхностного слоя. Поэтому, создание сплавов с определенной концентрацией легирующих элементов является актуальной задачей. Один из эффективных методов получения сплавов на основе тугоплавких металлов является метод ионной имплантации. Подбирая энергию ионов и их дозу можно получить сплавы с нужными поверхностными характеристиками.

Цель работы заключалось в экспериментальном исследовании имплантации ионов ниобия в монокристаллических образцах молибдена (111), (100) и (110); изменения концентрации атомов ниобия, приповерхностной области сплава при нагревах образца; глубину проникновения атомов ниобия в монокристаллической мишени; определение элементного состава поверхности в различных режимах термообработки исследуемых кристаллов.

Методика эксперимента. Получение низкоэнергетических ионов тугоплавких металлов представляет собой самостоятельную задачу и подробно описано в работе [1]. Аналогично, как в работе [1], в экспериментах по имплантации ионов Nb в монокристалле Мо использовали только однозарядные ионы ниобия, и нами получены интегральный ток на мишени ~  $4 \cdot 10^{-7}$  А. При этом вакуум в камере прибора не хуже ~  $10^{-8}$ Торр. Ионный ток измерялся цилиндром Фарадея установленного в манипуляторе экспериментальной установки. Поток ионов ниобия составляет ~  $10^{11}$  ион см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup>, энергия ионов E=3 кэВ. При этих же значениях потоков ионов Nb можно увеличить дозу за счет времени облучения. В манипулятор, экспериментальной установки, были вмонтированы монокристаллы Мо(111), Мо(100) и Мо(110). Подготовка образцов к имплантации ионами ниобия детально описано в работе [2]. Кристаллы прогревались в температурном интервале 2000-2300 К с кратковременным повышением температуры до 2400 К. Общее время прогрева каждого кристалла ~50 часов. При этом через каждые 2-3 часа снимались оже-спектры поверхности кристаллов. Количественный анализ ожеспектров снятых с поверхности молибдена (111), (100) и (110) легированного ионами ниобия с дозой 5·10<sup>14</sup> ион·см<sup>-2</sup> показал, что концентрация атомов ниобия составляет ~2-3 ат%. Количественный анализ оже-спектров проводился методом факторов элементной чувствительности, в качестве эталона нами был использованы интенсивный оже пик ниобия с энергией 169 эВ (переход M<sub>5</sub>N<sub>3</sub>N<sub>3</sub>) измеренный в этом же спектрометре. В связи с тем, что концентрация атомов ниобия в поверхностном слое ионно легированного молибдена состовляло всего ~2-3 ат%, построит кривую распределения концентрации атомов Nb по глубине, ионно-имплантированного монокристалла молибдена, представлял определенную трудность. Распределение атомов ниобия по глубине монокристаллов молибдена определялось следующим образом. Одного из ионноимплантированного монокристалла молибдена устанавливали на против фланца с аргоновой пушкой и проводилось послойное травление поверхности кристалла ионами аргона и через каждые 6-7 минут, т.е. после удаление одного атомного слоя с поверхности ионно-имплантированного молибдена снимались оже-спектры. Такие измерения проводилось и для других граней молибдена. Эта средняя глубина выхода ожеэлектронов для таких переходных элементов как Mo, W [2]. Концентрация атомов Nb на глубине ~4 атомных слоев составляла ~3-4 (ат)%.

Прогрев молибдена легированного ионами Nb в температурном интервале 1350-1400 К приводил к незначительному увеличению концентрации атомов Nb в молибдене. А повышение температуры прогрева до 1500 К и выше с одновременным снятием оже-спектров, приводил к уменьшению концентрации атомов ниобия в приповерхностной области ионно-имплантированного молибдена. Данное явление мы связываем с тем, что как показано [3], в результате термодиффузии и сегрегации атомов примесного элемента и металла матрицы в разбавленных металлических сплавах, в зависимости от атомных размеров этих элементов и теплоты сублимации, поверхностный слой сплава может обогатиться атомами примесного элемента, либо наоборот концентрация примесного элемента может заметно уменьшится. В [4] на примере ряда сплавов тугоплавких металлов данное явление хорошо проиллюстрировано. Здесь, необходимо, отметить еще следующий экспериментальный факт что, в случае имплантации атомов молибдена в ниобий заметной сегрегации и термодиффузии на поверхности сплава не наблюдались [1]. В системе Mo-Nb при имплантации ионами ниобия на поверхности разбавленного сплава наблюдалась заметная термодиффузия и сегрегация при нагревах кристалла относительно системы Nb- Mo.

Обсуждение полученных результатов. Анализируя результаты по имплантации ионов ниобия в монокристаллических образцах молибдена (111), (100) и (110) можно отметить следующее. При бомбардировке поверхности мишени ионами легирующего металлического элемента происходит распыление атомов поверхностного слоя металла матрицы и атомов имплантируемой примеси. Эти процессы дают ограничение на число внедряемых атомов в поверхностный слой мишени. Из литературы известно, что при имплантации малыми дозами (<10<sup>16</sup>ион · см<sup>-2</sup>) легирующего элемента образуются разбавленные ионно-имплантированные сплавы с концентрацией примесного элемента ~1(ат)%. Кроме того, глубина максимального содержания атомов легирующих элементов, в основном, определяется энергией ионов примесного элемента. Из результатов этих работ следует, что при энергии ионов ниобия при Е=3кэВ глубина максимального содержания атомов ниобия в молибдене не должна превышать ~3-5 атомного слоя. Заметные изменения амплитуды оже спектров легированного элемента с поверхности сплава молибдена ниобия, относительно, сплава ниобия-молибдена, нам кажется, связано с неравновесными процессами на поверхности разбавленного сплава. В случае сплава молибдена с ниобием, подвижность атомов Nb больше чем молибдена. Поток атомов Nb в поверхностный слой легированного кристалла больше потока атомов молибдена. А в случае Nb-Mo по всей видимости в приповерхностной области, в процессах термодиффузии и сегрегации основную роль играет атомы ниобия. На эти процессы накладываются, атомные размеры металла основы и примеси: (R<sub>Nb</sub>=1,625Å, R<sub>Mo</sub>=1,550Å) также температура плавления этих же элементов и постоянная решетки кристалла матрицы.

## Заключение

1. Путем низкоэнергетической ионной имплантации (E<sub>p</sub>=3кэB, Д= 5-6·10<sup>14</sup>ион·см<sup>-2</sup>) получены разбавленные сплавы молибдена с ниобием на трех гранях монокристалла молибдена.

2. Исследована глубина проникновения атомов ниобия в приповерхностной области молибдена. Распределение концентрации атомов ниобия по глубине одинакова для трех исследованных кристаллографических направлений монокристалла молибдена.

3. Экспериментально установлено, что в системе Nb-Mo при снятие оже спектров, регистрация атомов молибдена довольно трудно. В случае Mo-Nb атомы ниобия быстро и отчетливо проявляются в оже спектрах сплава.

4. Роль движущей силы в процессах термодиффузии и сегрегации в сплаве Mo-Nb в основном играет атомы ниобия.

e-mail: yergashev@mail.ru

## Литература

1. Н.А.Нурматов, Ё.С.Эргашов, А.Холов, "Исследование ионно-имплантированных атомов молибдена на поверхности монокристаллов ниобия"// Ж.Ўзбекистон физика журнали. 2011, V.13, №2, стр.129-132

2. И.Бурибаев, Н.А.Нурматов, Ё.С.Эргашов, Н.Талипов, А.Холов, "Исследование фотоэлектронных спектров ионно-имплантированного монокристалла Mo(111)"// Ж. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. - 2012. - №9 -С. 55-58. 3. Бокштейн Б.С. Диффузия в металлах. М., Металлургия. -1978, -245 с.

4. Бурибаев И., Холов А. Изучение сегрегации атомов циркония, имплантированных в ниобий. /Материалы Всероссийского Симпозиума по эмисионной электронике. - 1996. Рязань, - С 232.

# SM(TH)OFEAS: ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТЕХНИКИ «BREAK-JUNCTION» ДЛЯ РЕАЛИЗАЦИИ МЕТОДА СПЕКТРОСКОПИИ ВНУТРЕННИХ МНОГОКРАТНЫХ АНДРЕЕВСКИХ ОТРАЖЕНИЙ\*

<u>Юрасов А.Д.</u><sup>1</sup>, Кузьмичева Т.Е.<sup>1,2</sup>, Кузьмичев С.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, <sup>2</sup> ФИАН им. П.Н. Лебедева, Отделение физики твердого тела, Москва, Россия

Техника «break-junction» [1] позволяет получать симметричные микроконтакты типа ScS (S = сверхпроводник, c = слабая связь) и используется для реализации методов туннельной и андреевской спектроскопии сверхпроводников. Образец в виде тонкой пластинки ( $3 \times 1.5 \times 0.2 \text{ мм}^3$ ) прикрепляется к столику с помощью жидкого In-Ga припоя по 4-контактной схеме. Прецизионный изгиб столика при T = 4.2 K образует микротрещину, разделяющую образец, т.е. контакт двух криогенных сколов (ScS). В случае слоистого материала на криогенных сколах образуются ступеньки-и-террасы, которые могут играть роль стопочных контактов, т.е. структур типа S-c-S-...-S. В работе использовались поликристаллы сверхпроводника Sm<sub>0.7</sub>Th<sub>0.3</sub>OFeAs [2] с T<sub>C</sub><sup>bulk</sup> = 48 ÷ 52 K.

На производной вольтамперной характеристики (ВАХ) стопочного SnS-контакта в двухщелевом сверхпроводнике возникают субгармонические щелевые структуры (СГС) – серии минимумов проводимости на смещениях  $V_{n L,S} = N 2_{L,S} / ne$  ( $_{L,S}$  – величины сверхпроводящих щелей, n = 1, 2... - номер андреевского рефлекса, N – число контактов в стопке) [3], соответствующие большой и малой щелям и вызванные эффектом (внутренних) многократных андреевских отражений. Избыточный ток на ВАХ и СГС на спектрах (рис. 1-3) говорят о том, что теория [3] применима к нашим данным, а слабая связь в баллистических контактах проявляет свойства нормального металла.

На рис. 1 приведены нормированные ВАХ и спектр проводимости стопочного контакта (N = 4). Хорошо видно, что dI/dV-характеристика не описывается однощелевой моделью. Положения особенностей (минимумов и перегибов)  $V_{nL} = (17.4, 9.3, 6.3)$  мВ соответствуют величине большой щели  $_L \approx 9.2$  мэВ;  $V_{nS} = (3.8, 2.1)$  мВ – малой щели

<sup>\*</sup> Доклад признан одним из лучших в подсекции

 $_L \approx 2.0$  мэВ. На рис. 2 показаны ВАХ и спектры стопочных контактов, полученных последовательной перестройкой: несмотря на изменение сопротивления контакта, положения минимумов СГС для обеих щелей осталось прежним; таким образом, наблюдаемые на спектрах особенности не могут быть следствием размерных эффектов.



Рис. 1. Нормированные ВАХ и ее производная для стопочного контакта (N = 4). СГС от большой щели  $L \approx 9.2$  мэВ отмечена знач-ками nL, для малой щели  $S \approx 2.0$  мэВ – знач-ками nS.



Рис. 3. Нормированные спектры стопочных SnS-контактов. СГС большой щели L  $\approx$  10 мэВ отмечена вертикальными полосами значками nL, для малой щели S  $\approx$  2.2 мэВ – штрихпунктирными линиями и значками nS.



Рис. 2. Нормированные ВАХ и спектры стопочных контактов, полученных последовательной перестройкой. СГС большой щели  $L \approx 10$  мэВ отмечена значками nL, малой щели  $S \approx 2.4$  мэВ – значками nS.



Рис. 4. Зависимость положений минимумов СГС Vn от их обратного номера 1/n. Средние значения щелей составляют:  $L = 10 \pm 2 \text{ мэB}$ ,  $S = 2.2 \pm 0.4 \text{ мэB}$ .

На рис. 3 показано, как менялось количество контактов в стопке в процессе последовательной перестройки (N = 7 ÷ 8) на одном образце. Для определения N и  $_{L,S}$  спектры были нормированы на одноконтактную характеристику, при этом положение особенностей СГС совпало для каждой из щелей. Для сравнения на рис. 3 приведена характеристика стопки из 6 контактов (верхняя кривая), полученная на другом образце.

Из формулы для СГС следует, что зависимость положений минимумов V<sub>n</sub> от их обратного номера, 1/n, должна быть линейной и проходить через точку (0; 0). Сводный график зависимости V<sub>n</sub>(1/n) для полученных спектров приведен на рис. 4. Оказалось, что экспериментальные точки группируются в две прямые линии, имеющие разный наклон и проходящие через ноль. Средние значения большой и малой щели, согласно нашим данным, составляют  $_L = 10 \pm 2 \text{ мэВ} (2 \text{ }_L/kT_C^{\text{bulk}} = 4.6 \pm 1), \text{ }_S = 2.2 \pm 0.4 \text{ мэВ}.$  Таким образом, наблюдаемые минимумы проводимости составляют две независимые СГС, причем воспроизводимость результатов говорит о двухщелевой сверхпроводимости как о внутреннем свойстве Sm(Th)OFeAs. Слабая асимметрия минимумов СГС позволяет сделать вывод о гофрированном s-типе симметрии параметра порядка  $_L$  [4].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 12-02-31269) и МОН (проект №11.519.11.6012). Авторы благодарят Н.Д. Жигадло за предоставленные образцы и Я.Г. Пономарева за помощь в проведении исследований.

*E-mail:* yurasov.aleksandr@physics.msu.ru

#### Литература

1. J. Moreland, J.W. Ekin // J. Appl. Phys. 1985, №58, p. 3888.

2. N.D. Zhigadlo, et al. // Phys. Rev. B. 2010, No82, p. 064517.

3. R. Kummel, et al. // Phys. Rev. B. 1990, №42, p. 3992.

4. T.P. Deveraux, P. Fulde // Phys. Rev. B. 1993, №47, p. 14638.

# ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Председатель: доц. Гайнуллин Иван Камильевич



# МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ ХИРАЛЬНЫМИ ПЛАЗМОННЫМИ МЕТАМАТЕРИАЛАМИ

## Аль-Шедиват М.Ф.

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

Управление распространением света на нанометровых масштабах является одной из основных задач современной оптики и лазерной физики. Одним из решений, связанным с обработкой оптического сигнала на субдлинноволновых масштабах, является использование поверхностных плазмонов, которые представляют собой коллективные колебания электронной плазмы и электромагнитного поля, распространяющиеся вдоль границы раздела металл-диэлектрик. Наноструктурирование среды, в которой может возбуждаться такая поверхностная волна, способно оказывать значительное воздействие на состояние проходящего через нее света, в том числе, на состояние поляризации [1]. Особый интерес представляют структуры, обладающие свойством кругового дихроизма [2] как наименее изученные из класса поляризационно чувствительных. Именно подобные структуры в дальнейшем способны стать одним из решений задачи формирования коротких лазерных импульсов произвольной формы [3].

В данной работе исследуется хиральный плазмонный метаматериал, состоящий из золотых витков спиралей, изготовленный методом электронно-лучевой литографии [4]. Используя экспериментально измеренные параметры исследуемого материала, был исследован процесс преобразования коротких лазерных импульсов при прохождении данной структуры. Представление прошедших импульсов во временной области строилось по их спектру с помощью дискретного преобразования Фурье; в свою очередь, спектр прошедших импульсов строился с помощью матрицы пропускания образца, которая была получена экспериментально. Центральная длина волны падающего на поверхность образца импульса изменялась в диапазоне от 600 нм до 1700 нм, спектральная ширина – в диапазоне от 20 нм до 100 нм, что соответствовало длительности прошедшего импульса порядка 50-200 фс. Исследовалось поведение как линейно поляризованных падающих импульсов, так и имеющих начальную круговую поляризацию. На основе экспериментальных параметров исследуемого образца, численно была показана и визуализирована существенная динамика поляризации внутри прошедших фемтосекундных импульсов с центральной частотой близкой к 1080 нм, что соответствует резонансу кругового дихроизма [3]. Также были восстановлены и визуализированы формы и поляризации прошедших импульсов. Данные результаты являются важным шагом к экспериментальной демонстрации сверхбыстрого преобразования состояния поляризации хиральными плазмонными метаматериалами.

*E-mail:* alshedivat.maruan@gmail.com

## Литература

1. R. Gordon, A.G. Brolo, A. McKinnon, A. Rajora, B. Leathem and K.L. Kavanagh, Phys. Rev. Lett. 92, 037401 (2004)

2. Л.В. Вилков, Ю.А. Пентин. Физические методы исследования в химии. Резонансные и электрооптические методы. (1989)

3. Brixner, T., et al. "Quantum control by ultrafast polarization shaping." *Physical review letters* 92.20 (2004): 208301.

4. Helgert, Christian, et al. "Chiral Metamaterial Composed of Three-Dimensional Plasmonic Nanostructures." *Nano letters* 11.10 (2011): 4400-4404.

# ФОРМИРОВАНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКИХ КРЕМНИЕВЫХ СТРУКТУР ПРИ НАНОСЕКУНДНОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

## Ашиккалиева К.Х.

Оренбургский государственный университет, физический факультет, Оренбург, Россия

Кремний – востребованный материал современной микроэлектроники. В последнее время пристальное внимание исследователей привлекают низкоразмерные кремниевые модификации, поскольку выявлено, что в наноструктурном состоянии в кремнии реализуются квантовые размерные эффекты, что обусловливает ряд уникальных свойств кремниевых нанокристаллов по сравнению с их массивным аналогом [1-3]. Так, перспективным направлением являются исследования по лазерному структурированию поверхности монокристаллического кремния, основанного на самоорганизации поверхности и возникновении спонтанно упорядоченных микро- и наноструктур, представляющих перспективу для создания новых типов светоизлучательных устройств и солнечных элементов.

В настоящей работе представлялось интересным выявить условия возникновения спонтанно упорядоченных структур при лазерном воздействии, изучить их структурные и морфологические свойства.

Монокристаллический полупроводниковый кремний (МК) ориентации (111) облучали наносекундными импульсами твердотельного лазера. Количество импульсов варьировали от 1000 до 7000. Облучение проводили на воздухе при нормальных условиях. После облучения образцы исследовали методами оптической (МИМ-8), атомносиловой (Solver-Pro) и электронной (EVO-40 (Carl Zeiss)) микроскопии. Структурные свойства модифицированной поверхности контролировали посредством дифрактометра XRD 7000 Shimadzu Maxima с помощью микроприставки MDA-1101.

По данным оптической микроскопии выявлено, что при 1000-3000 импульсов происходит частичное оплавление поверхности кремния. С увеличением числа импульсов в расплаве кремния происходит формирование периодических структур. Данные структуры представляют собой трехгранные пирамидальные островки (ПС), которые могут находиться как в обособленном состоянии, так и в совокупности. Первоначально образуются одиночные ПС, с увеличением числа импульсов происходит эволюция данных структур – ПС образуют скопления, площадь которых увеличивается с ростом числа импульсов.

Так, при 5500-6000 импульсов в расплаве кремния обнаружены как обособленные пирамиды, так и «колонии» пирамидальных структур. Однако площадь таких скоплений невелика, ПС неоднородны по размерам и форме. С увеличением числа импульсов до 6500 увеличивается площадь пирамидальных скоплений, ПС имеют более равномерное пространственное распределение и практически полностью заполняют поверхность зоны облучения. При 7000 импульсах происходит ухудшение морфологических характеристик данных структур и значительное снижение площади скоплений.

Детальное исследование морфологии ПС посредством атомно-силовой микроскопии показало, что данные структуры имеют диаметр в среднем около 10 мкм, тогда как их высота составляет около 4 мкм. При этом выявлено, что пирамидальные структуры формируются в углублениях, так что их вершины не выступают над общим уровнем поверхности. Чем выше высота ПС, тем ниже уровень их оснований по сравнению с поверхностью расплава. Данный факт указывает на то, что периодические структуры формируются путем, так называемого, лазерного «вытравливания» поверхности расплава. При определенном количестве импульсов происходит абляция части расплава, оставляя твердые монокристаллические остовы, которые и формируют периодические структуры.

Монокристалличность ПС подтверждают данные рентгеноструктурного анализа, при котором исследуемая область, содержащая ПС, не показала наличие пиков от поликристаллов при сравнении с рентгенограммой эталонного поликристаллического кремния.

Стоит отметить, что при исследовании модифицированной поверхности как посредством атомно-силовой, так и электронной микроскопии, были обнаружены сфероидальные наночастицы кремния, усеивающие поверхность периодических структур. Образование данных частиц связано с абляцией кремниевого расплава и его последующей конденсацией в виде кремниевых частиц. Присутствие данных наночастиц и дефектов в структуре ПС может обусловливать способность модифицированной поверхности кремния к фотолюминесценции, что является предметом наших дальнейших исследований.

Таким образом, показана возможность формирования спонтанно упорядоченных структур на поверхности МК под действием лазерного излучения. Исследованы морфологические и структурные свойства данных периодических структур. Данный метод, отличающийся простотой обработки, при подборе конкретных условий может быть использован для структурирования кремниевых подложек в микроэлектронике, фотовольтаике.

Работа выполнена на базе Центра лазерной и информационной биофизики, ЦКП «Институт микро- и нанотехнологий» Оренбургского государственного университета; ЦКП «Урал-М» Института металлургии УрО РАН; Регионального центра зондовой микроскопии коллективного пользования (РЦЗМкп) Рязанского государственного радиотехнического университета.

E-mail: kuralai1986@mail.ru

## Литература

1. Герасименко Н.Н., Пархоменко Ю.Н. Кремний - материал наноэлектроники. Москва: Техносфера, 2007.

2. Гусев А.И. Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии. Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2007.

3. Фам Куанг Тунг. Метод формирования регулярной матрицы нанокластеров кремния в системе кремний-диоксид кремния для элементов и устройств вычислительной техники: автореф. дис. канд. тех. наук. С-Пб, 2009.

# ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УРОВНИ ДЫРОК В КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ Si/Ge В МОДЕЛИ БАРЬЕРА КОНЕЧНОЙ ВЫСОТЫ

# Байматов П., Пулатов А., Давлатов А.

## Наманганский государственный университет, Наманган,

Полупроводниковые наночастицы с размером несколько нанометров введенный в диэлектрик (Si/SiO<sub>2</sub>) или в другой полупроводник (Ge/Si) приводят к квантованию энергию электронов и дырок [1] или только дырок [2,3]. В подобных структурах (квантовых точках - KT) поглощение света связано с переходом электронов и дырок в дискретных уровнях, что может быть использовано для создания фотоприёмников [4].

Определение параметров энергетического спектра, выявление факторов влияющего положению уровней составляют основу проводимых в настоящее время фундаментальных исследований в области КТ.

В работе [3] методом молекулярно – лучевой эпитаксии был получен изолированный КТ Ge/Si, и построен энергетическая диаграмма квантованных дырочных уровней. Показано, что дырочные уровни хорошо описываются простой моделью "квантового ящика". Небольшая различия экспериментальных и расчетных уровней могут быт связаны с реальной формы КТ а также с бесконечностью высоты барьера.

В настоящей работе расчет дырочные уровни в КТ Ge/Si проведен также в моделье "квантового ящика" [3], но высота барьера считается конечной. Показано, что при этом верхние дырочные уровни сближается к экспериментальным уровням. Методом подгонки получен значение неизвестной массы  $m_b$  -внутри запрещенной зоны Si, который имеет порядок  $m_b \sim 1 m_0 (m_0 - масса свободного электрона).$ 



Энергия света и дырочные энергетические уровни связаны соотношением (см. рисунок)

$$h v_{n_z n_x n_y} = E_{g,Si} - V_0 + E_{n_z n_x n_y}$$
 n<sub>z</sub>, n<sub>x</sub>, n<sub>y</sub> = 1,2,3.. (1)

где,  $E_{g,Si}$  - запрещенная зона кремния ( 1.12 eV ),  $V_0$  - высота барьера для дырок.

В модели "квантового ящика" с бесконечным барьером дырочные уровни определяются как [3]

$$E_{n_z n_x n_y} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_{hh}} \left( \frac{n_z^2}{h^2} + \frac{n_x^2}{a^2} + \frac{n_y^2}{a^2} \right)$$
(2)

где, h,a –высота и размер основания "квантового ящика" (параллелепипед).

В случае конечной высоты барьера надо учитывать скачок дырочной массы. Решая одномерного уравнению Шредингера в двух областей и сшивая волновых функций и потоков на границе (условия Бастарда) можно найти уравнению определяющей энергию дырок при движении по оси *z* 

$$E_{n_{z}} = \frac{\hbar^{2} \pi^{2} n_{z}^{2}}{2m_{hh} h^{2}} \left( 1 - \frac{2}{\pi n_{z}} \operatorname{Arcsin}_{\sqrt{\frac{m_{b} E_{n_{z}}}{(m_{b} - m_{hh}) E_{n_{z}} + m_{hh} V_{0}}}} \right)^{2}$$
(3)

Аналогично по оси х и у

$$E_{n_x} = \frac{\hbar^2 \pi^2 n_x^2}{2m_{hh} a^2} \left( 1 - \frac{2}{\pi n_x} \operatorname{Arcsin}_{\sqrt{\frac{m_b E_{n_x}}{(m_b - m_{hh})E_{n_x} + m_{hh} V_0}}} \right)^2$$
(4)

$$E_{n_y} = \frac{\hbar^2 \pi^2 n_y^2}{2m_{hh} a^2} \left( 1 - \frac{2}{\pi n_y} \operatorname{Arcsin}_{\sqrt{\frac{m_b E_{n_y}}{(m_b - m_{hh})E_{n_y} + m_{hh} V_0}}} \right)^2$$

где, m<sub>hh</sub>=0.3m<sub>0</sub>. В пределе равных масс m<sub>hh</sub>=m<sub>b</sub>, из (3) получается известное уравнение [5]. Хотя, для одномерного движения частиц в потенциальной яме всегда существуют связанного состояния, условия связывания дырок в 3D яме определяется как

$$E_{n_z n_x n_y} = E_{n_z} + E_{n_x} + E_{n_y} < V_0$$
<sup>(5)</sup>

Численно решая уравнения (3,4) можно определить энергетические уровни дырок. Параметры задачи  $m_b, h, a$  определяли методом подгонки расчетных уровней с тремя нижним экспериментальным уровням, а после, по этим данным рассчитали верхние уровни (для 2-го образца [3]). Результаты (для разрешенных оптических переходов) приведены в таблице.

Эксперимент	Бесконечный барьер	Конечный барьер
(ev), [5]		
Образец 1	V₀=∞	V <sub>0</sub> =0.84 eV
hv <sub>111</sub> =0.721	hv <sub>111</sub> =0.721	hv <sub>111</sub> =0.722
$hv_{131}=0.799$	hv <sub>131</sub> =0.799	hv <sub>131</sub> =0.802
hv <sub>133</sub> =0.884	hv <sub>133</sub> =0.877	hv <sub>133</sub> =0.881
	$h = 17.25 A^{\circ},$	$h = 6 A^{o},$
	a =113.38 A <sup>o</sup>	$a = 100 A^{\circ}, m_{b} = 0.8 m_{0}$
Образец 2	V₀=∞	V <sub>0</sub> =0.78 eV
$hv_{111}=0.461$	$hv_{111}=0.461$	hv <sub>111</sub> =0.465
$hv_{131}=0.571$	hv <sub>131</sub> =0.571	hv <sub>131</sub> =0.563
hv <sub>133</sub> =0.657	hv <sub>133</sub> =0.681	hv <sub>133</sub> =0.661
hv <sub>211</sub> =0.833	hv <sub>211</sub> =0.742	hv <sub>211</sub> =0.819
hv <sub>231</sub> =0.914	hv <sub>231</sub> =0.852	hv <sub>231</sub> =0.917
hv <sub>233</sub> =1.000	hv <sub>233</sub> =0.962	hv <sub>233</sub> =1.015
	$h = 36.61 A^{\circ},$	$h = 21 A^{\circ},$
	$a = 95.48 A^{\circ}$	$a = 87 A^{\circ}, m_{b} = 1.1 m_{0}$

Из таблиц видно, что верхние уровни для второго образца сближаются к экспериментальным значениям. Однако, полученный "моделирующий размер h, *a*" заметно меньше по сравнению размера полученной в модели бесконечной высоты. Это естественно, так как при уменьшении высоты барьера положения уровни меняются, а при подгонке к эксперименту получаем меньшие размеры.

В данной модели реальный размер пирамиды можно грубо оценить так. Если предположить, что пирамида и моделирующий параллелепипед имеют сравнимый объем, то

$$h_0 \approx 3h \left(\frac{a}{a_0}\right)^2$$

Здесь,  $h_0, a_0$  -высота и основания экспериментальной пирамиды и h, a – размеры моделирующего параллелепипеда. Зная экспериментального значения  $a_0 \approx 100 \text{ A}^\circ$  можно получить  $h_0 \approx 18 \text{A}^\circ$  для первого образца, и  $h_0 \approx 47.7 \text{A}^\circ$  для второго образца, которые сравнимы с данным [3].

Нахождение одночастичных уровней с учетом реальной формы КТ (пирамида) требует применение дискретных численных методов [6,7].

*E-mail: pbaymatov@rambler.ru* 

## Литература

1. K. Watanabe, M. Fujii, S. Hayashi. J. Appl. Phys. 90, 4761(2001).

2. А.В. Двуреченский, А.И. Якимов. ФТП, 2001, том 35, вып 9, стр. 1143-1153

3. А.Б.Талочкин, И.Б.Чистохин. ЖЭТФ, 2011, том 140, вып 3(9), стр. 583-589.

4. K. Brunner, Rep. Progr. Phys. 65, 27 (2002).

5. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Квантовая механика (М., Наука, 1989).

6. C. Tablero, Quantum dot energy levels and spectrum for different geometries, Journal of Applied Physics. **106**, 074306 (2009)

7. H. Voss, Electron energy level calculation for a three dimensional quantum dot, Advances in Computational Methods in Sciences and Engineering 2005, selected papers from the International Conference of Computational Methods in Sciences and Engineering 2005 (ICCMSE 2005) pp. 586 - 589, Leiden, The Netherlands; Editors: Theodore Simos and George Maroulis.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ВХОДНЫХ И ВЫХОДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ОДНОЭЛЕКТРОННОГО ТРАНЗИСТОРА

## Бадрутдинов А.Р.

Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н.Туполева, Институт радиоэлектроники и телекоммуникаций, кафедра конструирования и производства микроэлектронной аппаратуры, Казань, Россия

Волновые свойства электрона проявляются в явлении одноэлектронного туннелирования. Это явление представляет как один из прогрессивных путей создания новых типов электронных приборов, в которых контролируется перемещение определенного количества электронов. Поскольку времена туннельного перехода малы, теоретический предел быстродействия одноэлектронных приборов очень высок, а так же энергопотребление одноэлектронных схем должно быть чрезвычайно низким.[1] В результате они представляют большой интерес как один из прогрессивных путей создания новых типов электронных приборов.

В ходе работы был разработан транзистор на основе высокодисперсионного кремния на изоляторе (КНИ). Преимущества одноэлектронного транзистора из КНИ по сравнению с ранее продемонстрированными устройствами: более простая технология изготовления, механическая прочность, устойчивость к электрическим перегрузкам, возможность увеличения рабочей температуры при том же разрешении литографии, возможность изготовления подвешенных структур.

Экспериментальные структуры были изготовлены из пластин КНИ, созданных по технологии UniBond, у которых толщина слоя оксида SiO2 составила примерно 160 нм,

а толщина верхнего слоя – 60 нм. Полный цикл изготовления структур на основе кремния на изоляторе состоял из следующих основных этапов:

- рекристаллизация КНИ при помощи термического отжига при температуре 950°С
- электронная литография геометрии транзистора
- формирование металлической маски при помощи напыления тонкой пленки золота паладий
- формирование структуры транзистора при помощи реактивного ионного травления кремния через металлическую маску



Все структуры были получены на рабочей станции Auriga CrossBean с ионной колонной FIB Cobra, которая позволяет работать с платиной, вольфрамом, углеродом и так далее. С помощью манипуляторов Kleindiek Nanotecnik есть возможность снять входные и выходные характеристики одноэлектронного транзистора.

E-mail: airat.badrutdinow@yandex.ru

## Литература

1. Шишкин Г.Г., Агеев И.М. НАНОЭЛЕКТРОНИКА. Элементы, Приборы, Устройства. М.:Бином. Лаборатория знаний. 2011.

# АВТОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ ИЗ ГРАФЕНОВЫХ ПЛЕНОК НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОДЛОЖКАХ

Бандурин Д.А., Смольникова Е.А.

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

Автоэлектронной эмиссией (АЭ) называется явление туннелирования электронов с поверхности твердого тела в вакуум под действием электрического поля высокой напряженности. В последнее время научный и практический интерес к АЭ значительно возрос благодаря появлению новых наноструктурированных материалов. Такие материалы состоят из иглообразных (или лезвиеобразных) объектов, которые обладают высоким аспектным отношением, то есть отношением продольных размеров к поперечным. Такое свойство приводит к локальному усилению электрического поля на поверхности данных объектов и создает необходимые условия для возникновения АЭ.

Особый интерес заслуживает изучение явления АЭ из нового материала графена, который представляет собой монослой атомов углерода [1]. Значительный научный интерес обусловлен исследованием механизма АЭ из графена, который может быть отличен от классического механизма эмиссии из металлов [4], благодаря уникальным структурным и электронным свойствам графена [1]. Высокое аспектное отношение, обусловленное моноатомной толщиной, и уникальные электронные свойства графена могут также быть использованы на практике для создания эффективных катодов для устройств вакуумной электроники. Например, недавно было показано, что использование графена закрепленного на окончании зонда сканирующего туннельного микроскопа ведет к улучшению детализации получаемого изображения [2].

В данной работе исследовались пленки графена на диэлектрических подложках, полученные методом газофазного химического осаждения. Структурный анализ пленок был проведен с помощью спектроскопии комбинационного рассеяния и методом растровой электронной микроскопии. Эмиссионные свойства изучались в конфигурации плоского диода с люминофорным экраном и методом сканирующей автоэмиссионной микроскопии. Были получены вольтамперные характеристики АЭ из графена и исследована временная стабильность эмиссии. Было установлено, что максимальный ток из отдельного эмиссионного центра на краю графенового листа может достигать 10 мкА, что сравнимо с максимальным АЭ током обычно получаемым из одностенной углеродной нанотрубки.

*E-mail: Bandurin@physics.msu.ru* 

## Литература

Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films. K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S. V. Dubonos, I. V. Grigorieva, A. A. Firsov, SCIENCE 2004.
 Field Emission from an Individual Freestanding Graphene Edge. Jeff T. H. Tsai, Timothy Y. E. Chu, Jia Yuan Shiu, and Chu Shou Yang. SMALL 2012.

E. Chu, Jia-Yuan Shiu, and Chu-Shou Yang, SMALL 2012.

3. Field Electron Emission Characteristics and Physical Mechanism of Individual Single-Layer Graphene. Zhiming Xiao, Juncong She, Shaozhi Deng, Zikang Tang, Zhibing Li, Jianming Lu and Ningsheng Xu, ACSNano, 2010

4. R. H. Fowler and L. W. Nordheim, Proc. Royal Soc., London, A119, 173 (1928).

# ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДИМЕРОВ ПЛАЗМОННЫХ НАНОСТЕРЖНЕЙ

## Барсукова М.Г.

МГУ им. М.В. Ломоносова, фиизический факультет, Москва, Россия

Взаимодействие наночастиц благородных металлов с электромагнитным излучением видимого излучения зачастую обуславливается возбуждением локализованных поверхностных плазмонов, которые являются когерентными колебаниями электронов металла на резонансной длине волны света [1]. Резонансная длина волны зависит от материала, из которого изготовлена наноструктура, и от формы наноструктурирования. В ряде работ было показано смещение положения плазмонного резонанса в зависимости от изменения характерного размера и форм частиц [2].

Целью настоящей работы является теоретическое изучение оптического отклика искусственно структурированных периодически расположенных димеров металлических наностержней и его зависимости от их геометрических параметров.

Точные решения уравнений Максвелла известны только для некоторой группы геометрических тел, например сферы или цилиндра. Численное моделирование исследуемых объектов возможно с использованием приближенных методов. В качестве метода расчета рассеяния и поглощения излучения объектами произвольной формы было выбрано приближение дискретных диполей (Discrete-Dipole Approximation - DDA). Рассматриваемая система представляется как совокупность близко расположенных точечных диполей, с поляризуемостью, соответствующей поляризуемости объемного вещества [3]. Задача рассеяния для конечного массива точечных диполей может быть решена точно, поэтому единственным приближением, которое присутствует в DDA, является замена сплошного объекта на массив точечных диполей.

Был проведен численный расчет для частиц, размерами 50, 100, 150, 200, 250, 300, 350, 400, 450 и 500 нм. Для каждой модели димеров были рассчитаны коэффициенты поглощения, рассеяния и экстинции и определены положения плазмонных резонансов в зависимости от длины волны излучения, которая изменялась в пределах от 180 нм до 2000 нм. В расчетах использовались два направления поляризации падающего света - перпендикулярно и параллельно межчастичной оси димера.

В ходе данной работы было исследовано смещение резонансной длины волны плазмонного резонанса в зависимости от геометрических параметров, длин волн и расстояниями между димерами для различных мод, используя методы приближения дискретных диполей. Специфика данной работы состоит в том, что в зависимости от продольного размера частицы возможно наблюдение резонансов различных порядков, характеризуемых различным распределением плотности электромагнитного поля. При увеличении длины наностержня, изменяется количество наблюдаемых резонансов от одного (для частиц 50 нм) до четырех (для частиц 300 нм). Основным результатом работы являются зависимости положения плазмонного резонанса от расстояния между составляющими димера как для различных размеров частиц, так и для различных мод.

Данные результаты могут быть использованы, например, для построения новых видов так называемых "плазмонных линеек" [1], в которых используются различные резонансы одних и тех же наночастиц.

*E-mail:* barsukova@nanolab.phys.msu.ru

## Литература

1. Prashant K. Jain, Wenyu Huang, and Mostafa A. El-Sayed "On the Universal Scaling Behavior of the Distance Decay of Plasmon Coupling in Metal Nanoparticle Pairs: A Plasmon Ruler Equation", Nano Letters, Vol. 7, No. 7, 2080-2088, 2007

2. Jeffrey N. Anker, W. Paige Hall, Olga Lyandres, Nilam C. Shah, Jing Zhao and Richard P. Van Duyne "Biosensing with plasmonic nanosensors", Nature materials, Vol. 7, 442-453, 2008

3. Dranie B.T., Flatau P.J. "Discrete-dipole approximation for scattering calculations", Optical Society of America, Vol. 11, No. 4, 1491-1499, 1994

# СПЕКТРАЛЬНАЯ МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОРГАНИЧЕСКИХ ФОТОЭЛЕМЕНТОВ

## Бобкова О.Д.

## МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

**Аннотация.** В работе исследованы две различные методики измерения эффективности органических фотоэлементов. Показано, что традиционная методика имеет ряд ограничений, которые могут привести к некорректному результату. Спектральная методика позволяет обойти эти ограничения и достичь точности в 4%.

Использование органических материалов для изготовления солнечных фотоэлементов открывает широкие перспективы для развития альтернативной энергетики.

Для прогресса органической фотовольтаики важно иметь возможность точно измерять коэффициент полезного действия (КПД) фотоэлементов (ФЭ), потому что на дан-

ном этапе даже небольшое увеличение эффективности считается значительным достижением. Стандартная методика измерения эффективности  $\Phi$ Э, основанная на использовании опорного  $\Phi$ Э, может привести к возникновению ошибки в результатах измерения по следующим причинам: спектр реального источника света не совпадает с солнечным спектром, спектральная чувствительность измеряемого и опорного  $\Phi$ Э отличаются [1]. В качестве опорного  $\Phi$ Э используется кремниевый фотодиод с фильтром KG5, спектр чувствительности которого может сильно отличаться от спектра чувствительности органических  $\Phi$ Э (рис.1). Чувствительность  $\Phi$ Э можно характеризовать его внешней квантовой эффективностью - отношением числа носителей заряда, образованных  $\Phi$ Э, к числу фотонов данной энергии, падающих на  $\Phi$ Э. Также вводится "фактор несоответствия" для различных комбинаций источников света и  $\Phi$ Э. Кроме того, такие факторы, как старение лампы и проч., приводящие к изменению спектра источника, не учитываются. Для повышения точности измерения КПД  $\Phi$ Э независимо от спектра их чувствительности предлагается применение калиброванного спектрометра вместо традиционно используемого опорного  $\Phi$ Э.



Рис. 1. Спектры внешней квантовой эффективности (EQE) органического фотоэлемента РЗНТ-РСВМ и кремниевого фотодиода с фильтром KG5.

В работе использовалась спектральная методика измерения фотоэлектрических параметров органических  $\Phi$ Э для последующего расчёта их КПД, которая включает в себя несколько этапов. Производится измерение относительного спектра внешней квантовой эффективности исследуемого  $\Phi$ Э и спектра интенсивности имитатора Солнца, рассчитывается несоответствие между фототоками, полученными при освещении реальным и идеальным источниками, после чего это несоответствие минимизируется путем настройки имитатора Солнца, измеряются вольт-амперные характеристики образца и рассчитывается КПД исследуемого  $\Phi$ Э с учётом несоответствия. Применение данной методики возможно для определения эффективности различных типов солнечных  $\Phi$ Э: полимерных, гибридных, фотоэлектрохимических.

В данной работе при помощи спектральной методики найдены значения эффективности различных ФЭ. В дальнейшем полученные результаты были сопоставлены со значениями КПД, измеренными по стандартной методике. Например, для ФЭ РЗНТ-РСВМ КПД, рассчитанный по предлагаемой методике, составил 2.2%, что на 13% меньше значения КПД 2.5%, полученного по стандартной методике. Использование спектральной методики значительно упрощает задачу нахождения погрешности результатов по сравнению со стандартной методикой. Основной вклад в погрешность вносит ошибка измерения внешней квантовой эффективности с помощью фотодетектора. Погрешность определения КПД по спектральной методике составляет не более 4%, что говорит о существенности разницы между двумя полученными значениями КПД. В докладе обсуждаются причины возникновения обнаруженных различий в результатах измерения КПД по разным методикам.

E-mail: od.bobkova@physics.msu.ru

## Литература

1. Shrotriya, V., et al., Accurate measurement and characterization of organic solar cells. Advanced Functional Materials, 2006. 16(15): p. 2016-2023.

# ТЕРМИЧЕСКАЯ ЭМИССИЯ НОСИТЕЛЕЙ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ Si/SiGe/Si

## Винокуров П.В.

Северо-Восточный федеральный университет имени М.К. Аммосова, физико-технический институт, кафедра радиофизики и электроники, г. Якутск, Россия

В последние годы во всем мире интенсивно исследуются гетероструктуры с квантовыми ямами, которые могут быть использованы для создания электронных приборов. Для исследования дискретных уровней в квантовой яме может быть применен метод нестационарной спектроскопии глубоких уровней [1].

В данной работе проведено исследование термической эмиссии носителей в гетероструктурах Si/SiGe/Si с квантовой ямой с помощью метода зарядовой спектроскопии глубоких уровней (Q-DLTS). Зарядовая спектроскопия имеет ряд преимуществ по сравнению с классической емкостной DLTS. В настоящей работе были исследованы три структуры Si/SiGe/Si с разным содержанием Ge (7%, 10%, 15%). Структуры были выращены с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии при 400°C. Измерения проводились в температурном интервале от 80 до 300 К.



Рис.1. Спектры Q-DLTS (слева) и вольт-фарадные характеристики (справа) структуры с 15% содержанием Ge.

Из анализа вольт-фарадных характеристик были выбраны напряжения для измерения спектров Q-DLTS (рис.1, справа). Проведены теоретические расчеты дискретных уровней в квантовых ямах с различными глубинами, соответствующими содержанию Ge (7%, 10%, 15%). Из спектров Q-DLTS (рис.1, слева) были построены аррениусовские зависимости, с помощью которых рассчитаны энергии активации уровней. На основе сопоставления теоретически рассчитанных дискретных уровней в квантовых ямах и экспериментально определенных энергий активаций была построена модель квантовых ям. *E*-mail: yokkorasho@mail.ru

## Литература

1. O. Chretien, R. Apetz, L. Vescan, A. Souifi, H. Luth et al. J. Appl. Phys. 78, 5439 (1995).

# ФОРМИРОВАНИЕ СТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ СИНТЕТИЧЕСКИХ МОНОКРИСТАЛЛОВ АЛМАЗА С ПОМОЩЬЮ ЛИТОГРАФИИ И РЕАКТИВНОГО ИОННОГО ТРАВЛЕНИЯ

## Голованов А.В.

Московский физико-технический институт (государственный университет), факультет молекулярной и химической физики, Долгопрудный, ФГБНУ Технологический институт сверхтвердых и новых углеродных материалов, Троицк, Россия

Синтетический алмаз находит применение в качестве материала для микролинз и дифракционных решеток для видимого и ИК излучения [1], Брэгговских зеркал для рентгеновской оптики с почти 100% коэффициентом отражения [2], подложек для роста алмазов плазмохимическим осаждением (CVD), а также в электронике [3]. При этом важную роль играет как степень кристаллического совершенства алмаза, так и подготовка его поверхности [4].

Химическая стойкость и высочайшая твёрдость алмаза делают его химическую и механическую обработку затруднительной. В настоящее время получили развитие технологии плазмохимической обработки алмазной поверхности: реактивного ионного травления (РИТ, RIE) [5] и травления с источником индуктивно связанной плазмы (ICP) [6]. Применение простых механических масок приводит к геометрическим искажениям структур, создаваемых плазмохимическим травлением на поверхности алмаза. Поэтому оптимально использование контактных металлических масок, изготовляемых напылением металлических пленок и формируемых оптической литографией.

Исследовались влияние реактивного ионного травления на рельеф поверхности синтетических монокристаллов алмаза в зависимости от газового состава и мощности источника плазмы, скорости и селективности травления к различным материалам.

Установка РИТ была создана на базе шлюза напылительной системы AJA ORION 8. Лазерная литография осуществлялась на установке Heidelberg µPG 101 с позитивным фоторезистом AZ 1505.

Монокристаллы алмаза типа IIa и IIb были изготовлены в ФГБНУ ТИСНУМ методом роста при высоком давлении и температуре (HPHT) и предварительно отполированы механически. Отклонение поверхностей от кристаллографической плоскости [001], определяемое рентгеноструктурным анализом, для всех образцов не превышало 5°.



Рис. 1. РЭМ изображение ступеньки на границе с маской из хрома, сформированной по методу взрывной литографии после травления алмазной поверхности в плазме на основе SF<sub>6</sub>/O<sub>2</sub> 20:1 в течение 60 минут. Травление алмаза производилось в плазмах на основе смесей  $SF_6$ ,  $CF_4$  и Ar с кислородом. Маски из алюминия и хрома наносились на алмаз магнетронным осаждением. Поверхность алмазных образцов исследовалась методами РЭМ и ACM до и после обработки в плазме. Скорость травления определялась по высоте вертикальной ступеньки на границе с маской (рис. 1).

В плазме на основе SF<sub>6</sub> достигнута скорость травления 70 нм/мин. В кислородсодержащих плазмах достигнута селективность травления к алюминию, равная 10.

Найдены режимы травления в плазме Ar/O<sub>2</sub>, приводящие к медленному (6 нм/мин) сглаживанию следов механической полировки алмазной поверхности.

Наиболее ровную границу травления имеют маски из хрома, сформированные по методу взрывной литографии.

Работа выполнена в рамках ГК Министерства Образования и Науки Российской Федерации № 16.552.11.7014.

Автор выражает благодарность научным руководителям к.ф.-м.н. Бормашову В.С. и к.ф.-м.н. Волкову А.П. и заведующему лабораторией д.ф.-м.н. Буге С.Г.

*E-mail: anton.golovanov2012@gmail.com* 

## Литература

1. Karlsson M., Nikolajeff F. Diamond micro-optics: microlenses and antireflection structured surfaces for the infrared spectral region // Opt. Express. 2003, №11. p. 502-507.

2. Shvyd'ko Y., Stoupin S., Blank V., Terentyev S. Near 100% Bragg reflectivity of X-rays // Nat. Photon. 2011, №5. p. 539-542.

3. Blank V.D., Buga S.G., Terentiev S.A., et al. Low-temperature electrical conductivity of heavily boron-doped diamond single crystals // Phys. Sat. Sol. (b). 2007, №244. p. 413–417.

4. Friel I., Clewes S.L., Dhillon H.K., et al. Control of surface and bulk crystalline quality in single crystal diamond grown by chemical vapour deposition // Diam.&Relat. Mat. 2009, №18. p. 808-815.

5. Ando Y., Nishibayashi Y., Kobashi K., et al. Smooth and high-rate reactive ion etching of diamond// Diam.&Relat. Mat. 2002, №11. p. 824-827.

6. Lee C.L., Gu E., Dawson M.D., et al. Etching and micro-optics fabrication in diamond using chlorine-based inductively-coupled plasma // Diam.&Relat. Mat. 2008, №17(7-10). p. 1292-1296.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЕВОГО ТРАНЗИСТОРА НА ОСНОВЕ МОНОСЛОЙНОГО ШИРОКОЗОННОГО МОЛИБДЕНИТА MoS<sub>2</sub> \*

# Земцов К.С., Шередеко Г.С.

Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", кафедра микро- наноэлектроники, Москва

Традиционная кремниевая КМОП технология, доминирующая в современной цифровой электронике, основана на полевом МОП транзисторе с индуцированным каналом. В настоящее время ведется активный поиск монослойных материалов (таких как графен), которые могли бы быть использованы в качестве каналов полевых транзисторов. Одним из таких материалов является молибденит (дисульфид молибдена MoS<sub>2</sub>) [1], который, в отличие от графена, имеет широкую запрещенную зону (1.8 эВ) и, вместе с тем, достаточно высокую подвижность носителей, что делает его перспективным материалом для будущей цифровой техники. Конфигурация молибденитового транзистора с двумя затворами представлена на рис.1.

<sup>\*</sup> Доклад признан одним из лучших в подсекции



Рис.1. Конфигурация полевого транзистора с MoS<sub>2</sub> каналом и двумя затворами.

Разработанная модель транзистора основана на явном решении уравнения непрерывности для тока в канале и имеет замкнутый аналитический вид со стандартным набором параметров: пороговое напряжение  $V_T$ , подвижность  $\mu_0$  и подпороговый логарифмический наклон *SS* (изменение затворного напряжения, необходимое для изменения тока стока на порядок), который подлежит определению из сравнения с экспериментом. Ток в канале как функция напряжения на стоке  $V_{DS}$  описывается диффузионно-дрейфовой моделью [2] и может быть представлен выражением

$$I_D = \frac{W}{L} e\mu_0 n_S \frac{en_S + C_{1c} k_B T}{2C_{ex}} \left( 1 - exp\left(\frac{2C_{ex} V_{DS}}{en_S + C_{1c} k_B T}\right) \right), \tag{1}$$

где  $C_{ox}$  – емкость подзатворного окисла,  $C_{it}$  – емкость поверхностных состояний. Концентрация носителей заряда в канале  $n_S$  выражается как функция напряжения  $V_G$  на верхнем затворе

$$en_{s} = C_{ox} S \ln\left(1 + \exp\left(\frac{v_{g} - v_{T}}{s}\right)\right), \tag{2}$$

где пороговое напряжении V<sub>T</sub> для верхнего затвора зависит от напряжения на нижнем затворе, а подпороговый наклон дается формулой

$$S = \frac{SS}{in10} = \frac{k_BT}{e} \left( 1 + \frac{c_{ir}}{c_{ex}} \right). \tag{3}$$

Предложенная модель была верифицирована для экспериментальных результатов, представленных в [2]. На рис. 2 показаны экспериментальные точки зависимости тока стока транзистора для нижнего затвора [3] в сравнении с результатами моделирования.

Экстракция параметров дала следующие результаты для нижнего затвора:  $\mu_0$ =380 см<sup>2</sup>/B с,  $V_T$ =3.5 B, то есть значение подвижности достаточно высокое.





Рис.2 Сравнение экспериментальных (точки) и расчетных (линии) зависимостей [3] ток от напряжения  $V_{BG}$  при различных значениях  $V_{DS}$  (точки – эксперимент, линии – расчет)

Рис.3 Сравнение расчетных (линии) и экспериментальных (точки) входных ВАХ [3] для верхнего затвора при различных значениях напряжения сток-исток в логарифмическом масштабе

Тем не менее, результаты для верхнего затвора оказались существенно хуже:  $\mu_0=10 \text{ см}^2/\text{B} \text{ с}$ , *SS*=0.45 В/дек,  $V_T$ = -0.1 В. Такие результаты объясняются аномально большой плотностью поверхностных состояний для верхнего затвора  $D_{it} = 2 \times 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ зB}^{-1}$ .

Таким образом, как и в кремниевой КМОП технологии, функциональные характеристики транзисторов определяются в огромной степени плотностью поверхностных состояний на границе канала и слоя изоляции. Корреляция между высоким значением подвижности эффекта поля в надпороговой области и подпороговым логарифмическим наклоном SS подтверждается экспериментальными данными в работе [4], где малому значению SS~90 мВ/декаду соответствует высокая подвижность  $\mu_0 \cong 300 \text{ сm}^2/\text{B}$  с (теоретически минимальное значение SS~60 мВ/декаду определяется больцмановской статистикой). Эта величина подвижности соответствует значению подвижности в кремнивых МОП транзисторах современной КМОП технологии. Таким образом, полевой транзистор на основе молибденита можно рассматривать как перспективный элемент будущей цифровой электроники, способной конкурировать с кремниевыми МОП транзисторами.

E-mail: sheredekogalina@mail.ru

## Литература

1. B. Radisavljevic, et al "Single-layer MoS2 transistors", Nature Nanotechn, 2011, pp. 147-150. 2. G.I. Zebrev, "Graphene Field Effect Transistors: Diffusion-Drift Theory", in "Physics and Applications of Graphene - Theory", Intech, 2011, pp. 475-498.

3. B. Radisavljevic, M. B. Whitwick, A. Kis, "Small-signal amplifier based on small single-layer MoS<sub>2</sub>", 2012, DOI: 10.1063/1.4738986.

4. H. Wang, L. Yu, Y.-H. Lee, Y. Shi, A. Hsu, M. Chin, L.-J. Li, M. Dubey, J. Kong, T. Palacios, "Integrated circuits based on Bilayer MoS<sub>2</sub> transistors", August 2012, arXiv:1208.1078.

# ИССЛЕДОВАНИЕ И ДИАГНОСТИКА ПЛАНАРНЫХ N-P-N ТРАНЗИСТОРОВ СФОКУСИРОВАННЫМ ИОННЫМ ПУЧКОМ

## Казачанский А.И.

Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н.Туполева, Институт радиоэлектроники и телекоммуникаций, кафедра конструирования и производства микроэлектронной аппаратуры, Казань, Россия

Технология полупроводникового производства базируется в настоящее время на таких сложных прецизионных процессах обработки, как фото- и электронолитография, оксидирование, ионно-плазменное распыление, ионная имплантация, диффузия, и др. К материалам, используемым в производстве приборов и микросхем предъявляют высокие требования по чистоте и совершенству структуры. Для осуществления большинства технологических операций используют уникальное по характеристикам оборудование: оптико-механическое, ионно-лучевое, термическое. Процессы осуществляются в специальных обеспыленных помещениях с определенной влажностью и температурой.

Новые приборы интегральных микросхем нельзя изготовить с помощью тех же методов и на том же оборудовании, которое использовалось для производства простых ИМС. С целью создания новых СБИС, необходимо освоение новых материалов, методов технологической обработки, а так же не малую роль играет технология контроля качества и измерений характеристик на разных этапах их производства.

Используя универсальную рабочую станцию Auriga CrossBeam, которая работает как сканирующий электронный микроскоп высокого разрешения (1 нм) и как технологическая станция (FIB колонна), провели поперечное травление сфокусированным ионным пучком участка транзистора. Благодаря уникальной технологии электронной колонны Gemini был проведен высокочувствительный фазовый контраст (Low Loss BSE) на внутрилинзовом детекторе обратно-рассеянных электронах. Это современная методика разработанная одним из ведущих сотрудников компании Carl Zeiss позволяет нам различать даже слабо легированные участки на срезе транзистора.

Данная методика в совокупности с технологическими возможностями резки (травления) и напыления позволяет нам расширить аналитические возможности и даже провести 3D реконструкцию посредством послойной резки образца. *E-mail: delo-goda@yandex.ru* 

## ЭФФЕКТ РЕЗИСТИВНОГО ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В НАНОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ZnO/ГРАФЕН<sup>\*</sup>

### Капитанова О.О.

## МГУ им. М.В. Ломоносова, факультет наук о материалах, Москва, Россия

Оксид цинка является полупроводником с широкой запрещенной зоной (3.3 эВ) и высокой энергией связи экситона (60 мэВ), что важно для светоизлучающих устройств с высокоэффективной экситонной рекомбинацией в УФ и видимом диапазоне. Графен обладает высокой электрической проводимостью (5\*10<sup>5</sup>См/см) и высоким коэффициентом пропускания света в широком диапазоне УФ-видимого спектра (98% для монослоя) и может использоваться как прозрачный электрод в электрооптических структурах на основе ZnO. Оксид графена является также слоевым, прозрачным материалом, с явно выраженными полупроводниковыми свойствами, который можно рассматривать как новый перспективный материал для оптоэлектроники. Оксид графена представляет собой функционализированный графен, с кислородными группами, которые могут быть подвижными. Благодаря мобильности кислородных групп в оксиде графена наблюдают эффекты резистивного переключения. Возрастающий интерес к мемристорам связан с тем, что их работа является энергонезависимой, то есть текущее состояние памяти в этом устройстве сохраняется при отключении питания и полностью восстанавливается при включении прибора. Идея резистивной памяти состоит в том, что можно переключить полупроводник из состояния с высоким сопротивлением в состояния с низким сопротивлением и обратно за счет перестойки структуры (миграции подвижных ионов, а не заряда).

Цель настоящей работы – создание наноструктур на основе ZnO и углеродных материалов (графен и оксид графена) и изучение эффекта переключения в полученных структурах.

В ходе данной работы был синтезирован оксид графена, который затем был обработан в восстановительной среде для контроля его проводимости. Методами ПЭМ, АСМ и КРспектроскопии было показано, что полученные образцы оксида графена имеют слоистую структуру, в среднем толщиной 1,5 нм и площадью ~20 мкм<sup>2</sup>. Для измерения транспортных характеристик образцов была изготовлена планарная структура оксида графена на подложке Si/SiO<sub>2</sub> с предварительно нанесенными алюминиевыми контактами. При исследовании вольтамперных характеристик был обнаружен эффект переключения структуры из высокоомного в низкоомное состояние (Рис. 1). Значение тока при резистивном переключении изменялось на 3 порядка.



Рис. 1. Вольт-амперная характеристика структуры Al<sub>конт.</sub> / оксид графена/ Al<sub>конт.</sub>

Для изучения механизма переключения в исследуемой структуре были проведены измерения *in situ* в растровом электронном микроскопе в режиме наведенного тока, которые показали локализацию переключения [1].

<sup>\*</sup> Доклад признан одним из лучших в подсекции

Методом химического осаждения из растворов был проведен рост массивов наностержней ZnO с контролируемой морфологией по заданному шаблону на подложке с использованием фотолитографии. Графен был синтезирован методом газофазного осаждения на меди и перенесен на Si/SiO<sub>2</sub> подложку. Стержни ZnO на графене растут упорядоченно, вертикально и с высокой плотностью. Высокое структурное совершенство стержней ZnO, выращенных на графене, подтверждается высокой интенсивностью экситонной катодолюминесценции при комнатной температуре и отсутствием дефектной люминесценции в видимой области. На стержни ZnO был напылен через маску контакт из Nb, а к графену сделан контакт из серебряной пасты. Вольтамперная характеристика этой структуры демонстрировала эффект резистивного переключения (Рис. 2). Сопротивление этой структуры при переключении из состояния с высоким сопротивлением в состояние с низким сопротивлением менялось на 4 порядка при переключающем напряжении +1,5 B. На основании локальных транспортных измерений в структуре оксида графена был предложен механизм переключения в структурах графен/ZnO. *E-mail: olesya.kapitanova@gmail.com* 



Рис. 2. Вольт-амперная характеристика структуры Nbконакт/ ZnO<sub>стержни</sub>/графен.

# Литература

1. Gennady N. Panin, <u>Olesya O. Kapitanova</u>, Sang Wuk Lee, Andrey N. Baranov, and Tae Won Kang: Resistive Switching in Al/Graphene Oxide/Al Structure // Japanese Journal of Applied Physics. 2011, 50. p. 070110-1.

# ОСОБЕННОСТИ ЕМКОСТНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ Р<sup>+</sup>Р-N<sup>+</sup> - СТРУКТУРЫ

## Каримов А.А.

## Физико-технический институт АН РУз, Ташкент, Узбекистан

Известно, что высокочастотные p-i-n-диоды используются как переключатели в pадио - и СВЧ трактах, аттенюаторы и фотодетекторы. Их низкая емкость открывает возможность для использования в качестве хорошего РЧ- и СВЧ-переключателя [1]. Управляемая плотностью тока величина сопротивления может использоваться как управляемый аттенюатор, например, в схемах амплитудных модуляторов и сдвига уровня. Как фотодиод p-i-n-структура может использоваться в сетевых картах и коммутаторах для волоконно-оптических кабелей, а также в зависимости от свойств они могут выполнять функции модуляторов, умножителей частоты. Возможность использова-
ния p-i-n-структур в том или ином назначении определяется электрофизическими свойствами, закладываемыми в технологическом процессе их изготовления, то есть они проектируются под конкретное приложение [2].

Наиболее характерным определяющим область использования p-i-n-диодов является поведение барьерной емкости от рабочего напряжения. В частности, если в режиме запирания удельная емкость базы диода очень мала и не зависит от (параметров управляющего сигнала) напряжения смещения и ее целесообразно использовать в модуляторах. При этом колебания мощности падающего СВЧ-сигнала и температуры не приводят к значительным изменениям характеристик модулятора. В случае, когда емкость pi-n-диода существенно меняется от рабочего напряжения, она представляет интерес как варакторный диод [3]. Варакторные диоды, так называемые варикапы, находят широкое применение в различных ВЧ- и СВЧ-устройствах, где используется их главное свойство - возможность безынерционного изменения и модуляции барьерной емкости [4]. Для варакторных диодов характерно плавное изменение импеданса, и характеристики СВЧ-модуляторов с такими диодами в существенной степени зависят от напряжения смещения.

В настоящем сообщении приводятся результаты исследования емкостных характеристик p<sup>+</sup>p-n<sup>+</sup> -структур относящихся к категории p-i-n-диодов.

В выбранных объектах исследования в качестве базовой области использован монокристаллический кремний р-типа проводимости с удельным сопротивлением 1.5 кОм см толщиной 500 мкм для диффузионных структур и 300 мкм для эпитаксиальнодиффузионных. Диффузионные структуры получены одновременной диффузией бора и

фосфора на каждую из поверхностей базового кремния на глубину 5-10 мкм при 1100°С в течение 3 часов. Эпитаксиально-диффузионные структуры получены также диффузией бора на одну поверхность р-кремния при 1100°С, а затем на другую поверхность выращиванием при 1180°С эпитаксиального слоя р+-типа толщиной ~10 мкм легированного фосфором.

Как видно из рис.1а в зависимости от технологии получения структуры его емкостные характеристики ведут себя по-различному. В двухсторонне-диффузионной p<sup>+</sup>p-n<sup>+</sup>- структуре (кривая 1) изменение емкости от запирающего напряжения носит монотонный характер. При малых смещениях относительное изменение удельной емкости ( $n\Phi/cm^2$ ) несущественно. Аналогично изменение толщины слоя объемного заряда от запирающего напряжения носит линейный характер и увеличивается с малым шагом, что соответствует плавным переходам и в координатах U~C<sup>1/3</sup> дает прямую линию [5].



1-двухсторонне-диффузионная p<sup>+</sup>p-n<sup>+</sup> -структура; 2-эпитаксиально-диффузионная p<sup>+</sup>p-n<sup>+</sup> -структура. Рис. 1. Зависимости емкости (а) и (б) толщины слоя объемного заряда от напряжения в p<sup>+</sup>p-n<sup>+</sup> структуре.

Относительно эпитаксиально-диффузионной  $p^+p-n^+$ -структуры можно отметить, что его емкость при малом напряжении (1В, кривая 2) резко уменьшается. Далее она постепенно нелинейно уменьшается до достижения 20 В и затем процесс снижения замедляется. С 40 вольт, как емкости, так и обедненные слои приобретает неизменные значения, что характерно варикапным структурам [4]. Наблюдаемое поведение вольтемкостных характеристик можно объяснить диффузионными процессами происходящими в процессе формирования выпрямляющего p-n<sup>+</sup>-перехода. Так как при диффузии бора к кремнию p-типа на поверхности до глубины порядка 10 мкм создается сильнолегированный слой p<sup>+</sup>-типа, то создаваемый на границе p<sup>+</sup>-p-перехода профиль распределения примесей бора практически не влияет на свойства p-n<sup>+</sup>-перехода. Однако в последующем этапе роста легированного фосфором эпитаксиального слоя при температуре 1180°С возможно обеднение базовой области за счет испарения легирующей примеси бора из базы и внедрение фосфора приводящего к частичной компенсации приграничного с эпитаксиальным слоем участка. В результате возможно образование i-слоя, который при малых напряжениях 1 В сразу охватывается объемным зарядом (до 11 мкм) и приводит к резкому снижению емкости эпитаксиально-диффузионной p<sup>+</sup>p-n<sup>+</sup>-структуры.

Таким образом, экспериментально показано, что в  $p^+p-n^+$ -структурах можно получить практически неизменные значения емкости или их резкую зависимость от запирающего напряжения за счет совмещения диффузионной и эпитаксиальной технологий получения p-n-перехода, что может представлять интерес для различных приложений. *E-mail: karimov@uzsci.net* 

#### Литература

1. Резников В., Губырин Л. Высокочастотные и СВЧ р-і-п диоды.

http://rf.atnn.ru/s6/pin-diod.htm

2. Берман Л.С. Введение в теорию варикапов. Л.: Наука. 1968. 180 с.

3. Лебедев И.В., Поляков М.Ю. Частотные свойства ступенчатых варакторных структур // Радиотехника и электроника. 2001, Т. 46, № 4, С. 498-503.

4. Степанов Б. Особенности применения варикапов.

http://www.radioradar.net/hand book/documentation/varikap.html

5. Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов. Часть 1. М.: Мир. С. 123-125.

#### ИЗУЧЕНИЕ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ КРЕМНИЕВЫХ НАНОНИТЕЙ\*

Маршов В.С. Георгобиан В.А.

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

Кремний является востребованным материалом в современных электронных устройствах. В последнее время большой научный и практический интерес представляют его наноформы. Так, нанонити (SiNWs) и наночастицы пористого кремния (ПК) обладают колоссальными фотолюминесцентными (ФЛ) свойствами в видимой области спектра при комнатной температуре (в отличие от объемного кремния) [1] и могут также найти применение в оптоэлектронике и в светоизлучающих устройствах. В данной работе проведено исследование ФЛ свойств кремниевых нанонитей (нитевидные структуры, выращенные на подложке из объемного или пористого кремния) в зависимости от их структурных свойств.

Также известны такие свойства ПК, как биосовместимость и биодеградация [2-3]. Таким образом, в сочетании с ФЛ, SiNWs могут использоваться как метки в терапии различных заболеваний.

Кремниевые нанонити (SiNW) получались с помощью химического травления пластин с-Si в растворе 5М HF с использованием частиц Ag (Metal Assisted Chemical Etching). В результате на с-Si образовывались нитевидные кремниевые структуры.

<sup>\*</sup> Доклад занял первое место на подсекции

SiNWs были сформированы на кремниевых подложках с разной степенью легирования (удельное сопротивление от 0.001  $\Omega^*$ см до 10  $\Omega^*$ см). Так же был проведен эксперимент по выращиванию SiNWs на поверхности мезо-PSi. Для приготовления мезо-PSi использовалась подложка с-Si p-типа с кристаллографической ориентацией (100) и удельным сопротивлением 0,001-0,01  $\Omega^*$ см. Пористый кремний изготавливался э/х травлением с-Si в течение 30 минут при плотности тока 60 мA/см<sup>2</sup>. Далее на полученной пленке пористого кремния был проведен цикл МАСЕ, описанный выше.

Структурные свойства полученных образцов исследовались с помощью сканирущего (СЭМ) и просвечивающего (ПЭМ) электронных микроскопов.

Спектры ФЛ образцов снимались при возбуждении аргоновым лазером с длиной волны 445 нм с помощью ПЗС-матрицы.

На рис.1 представлены данные сканирующей (СЭМ) и просвечивающей (ПЭМ) электронной микроскопии ПЭМ SiNW(0.001-0.003 Ω\*см) – 1а; ПЭМ SiNW(1-10 Ω\*см) – 16; СЭМ пленки мезо-ПК- 1в; и СЭМ плёнки мезо-ПК покрытой SiNWs– 1г.



Рис. 1. а – ПЭм SiNW(0.001-0.003 Ω\*см), б – ПЭМ SiNW(1-10 Ω\*см), в – СЭМ пленки ПК, г – СЭМ пленки ПК + SiNWs.

Видно, что SiNW представляют собой кремниевые нити с диаметром 100-200 нм. с развитой поверхности. При протравливании пленки мезо-PSi с помощью МАСЕ метода, происходило вытравливание части образца и соответственно появление большего количества нанокристаллов с мелкими размерами.

На рис. 2 показаны спектры ФЛ образцов SiNW. Как видно, образцы характеризуются широкими линиями ФЛ в видимой области спектра с максимум в области 730 нм. Отметим, что ФЛ SiNPs при комнатной температуре обусловлена изменением электронного энергетического спектра вследствие квантового размерного эффекта (КРЭ) в кремниевой наноструктуре. Интенсивность ФЛ SiNW обусловлена также наличием мелких нанокристаллов, возникающих при наноструктурировании поверхности нитей при химическом травлении образцов (большее количество которых обеспечивает более интенсивную ФЛ первого образца- Рис.1)



Рис. 2. Спектры ФЛ SiNW.

На Рис. 3 приведены результаты измерения ФЛ для образцов мезо-PSi, а также SiNWs, полученных травлением с помощью МАСЕ метода пленок мезо-PSi в течение 30 с, 60 с и 90 с. Пленки мезо-PSi также не обладают ФЛ свойствами, что объясняется крупными размерами образующих ее кремниевых их нитей (около 10 нм) – слишком большими для условий существования КРЭ. При протравливании пленки мезо-PSi с помощью МАСЕ метода, происходило вытравливание части образца и соответственно появление большего количества нанокристаллов с мелкими размерами. Увеличение интенсивности ФЛ образцов, которые травились в течение 60 с, по сравнению с образцами, которые травились в течение 30 с, можно объяснить ростом нитей и, как следствие, с появлением большего числа люминесцирующих наночастиц. Уменьшение же интенсивности образцов, которые травились в течение 90 с, скорее всего связано с разрушением внутренней структуры мезопористого кремния вследствие слишком длительного травления (вытравливанию вещества).



Рис. 3. Спектры ФЛ SiNWs, полученных из мезо-ПК.

Таким образом, в данной работе проведено исследование ФЛ свойств кремниевых нанонитей с различной структурой Данные исследования могут найти широкое применение в создании оптоэлектронных устройств, а также и для биологических целей при создании ФЛ биосовместимых наномаркеров.

Авторы выражает благодарность своему научному руководителю – к.ф.-м.н. Осминкиной Любови Андреевне; также отдельную благодарность проф. Тимошенко Виктору Юрьевичу.

E-mail: v.georgobiani@gmail.com; E-mail: marshovv@gmail.com

#### Литература

1. Canham L.T., "Silicon Quantum Wire Array Fabrication by Electrochemical and Chemical Dissolution of Wafers" //Appl. Phys. Lett., 1990, v.57, №10, pp.1046-1048.

2. Timoshenko, VYu, Gonchar KA, Golovan LA, Efimova AI, Sivakov VA, Dellith A, Christiansen SH. Photoluminescence and Raman Scattering in Arrays of Silicon Nanowires. Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics 2011,

3. L.A. Osminkina M.B. Gongalsky A.V. Motuzuk V.Y. Timoshenko A.A. Kudryavtsev. Silicon nanocrystals as photo- and sono-sensitizers for biomedical applications // Applied Physics B Laser and optics, published online 07 May 2011.

#### ПСЕВДОКОНДЕНСАТОРЫ НА ОСНОВЕ АМОРФНОГО ЛИНЕЙНО-ЦЕПОЧЕЧНОГО УГЛЕРОДА

Нищак О.Ю., Стрелецкий О.А.

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

Получение эффективных перезаряжаемых источников тока является одной из актуальных задач в связи с проблемой создания энергетических станций на основе возобновляемых источников энергии. В настоящее время наиболее популярными источниками энергии являются литий-ионные аккумуляторы, имеющие максимальные значения ЭДС и удельной энергоемкости. В то же время, существуют суперконденсаторы (ионисторы), имеющие рекордные значения удельной емкости (до 100 Ф/г) и время заряда-разряда, соответствующее конденсаторам. Такие суперконденсаторы обладают уникальной удельной мощностью. В ряде случаев, например в пусковых двигателях и стартерах, требуется отдача большой электрической мощности в течение нескольких секунд, то есть для питания подобных устройств необходимо нечто среднее между аккумулятором и конденсатором. Одними из возможных устройств, сочетающих характеристики аккумулятора и конденсатора, могут являться псевдоконденсаторы, созданию которых в последнее время уделяется большое внимание [4]. Псевдоконденсаторы отличаются от идеальных ионисторов тем, что при зарядке помимо возникновения двойного электрического слоя (ДЭС) протекают обратимые электрохимические процессы, связанные с хемисорбцией или интеркаляцией ионов электролита в активный материал электродов.

Целью настоящей работы является исследование адсорбционных, электрохимических свойств аморфного линейно-цепочечного углерода (ЛЦУ)[3] для создания суперконденсаторов с высокой удельной емкостью. Образцы аморфного ЛЦУ были получены методом химического дегидрогалогенирования сополимера поливинилиденхлорилда и поливинилхлорида с последующим отжигом при температурах 400, 500 и 600 °C для получения оптимальной структуры [1]. Для исследования образцов была создана электрохимическая ячейка. Электроды изготавливались из медной фольги, электролитом служил водный раствор гидроокиси калия (КОН). В качестве сепаратора использовалась пленка «ПОРП». Для измерения электрохимических характеристик использовали потенциостат «P-150» фирмы «Elins». Снимались циклические вольтамперограммы, на основе которых были постороены вольтфарадные характеристики. Удельная емкость рассчитывалась по формуле:

#### $C_{yo} = I/(dU/dt)/m$ ,

где *I*- ток, dU/dt- скорость развертки m – масса активного электродного вещества (двух электродов).

Типичная вольт-фарадная характеристика представлена на рис. 1. На всех полученных вольт-фарадных характеристиках можно выделить области, соответствующие емкости ДЭС, отмеченные на рисунке пунктиром, а также отчетливо виден максимум при напряжениях порядка 400 мВ. Появление симметричного ему пика в отрицательном диапазоне напряжений на циклических характеристиках свидетельствует о том, что данный процесс имеет обратимый характер.



Ри. 1. Типичная вольт-фарадная характеристика.

В работе [2] аналогичный максимум на циклических вольтамперограммах авторы интерпретировали как внедрение водорода в электрод. Общая емкость и емкость ДЭС отмечены на рисунке стрелками.

В ходе работы были получены следующие результаты: при любой применявшейся обработке материала значение удельной емкости превосходит аналогичный параметр активированного угля; соотношение емкости ДЭС и емкости электрохимических процессов можно варьировать от 0,5 до 2, используя различную обработку материала. E-mail: nischak@physics.msu.ru

#### Литература

1. Нищак О.Ю., Савченко Н.Ф. и др. Структура и адсорбционные свойства аморфного линейно-цепочечного углерода.// ВМУ. Серия 3. Физика. Астрономия. 2011. №6, с. 81-85.

2. Рычагов А.Ю. Физико-химические свойства электродов на основе высокодисперсного углерода в условиях работы электрохимических конденсаторов // Автореферат кандидатской диссертации, Москва - 2008.

3. Babaev V.G., Guseva M.B., etc. Carbon material with a highly ordered linear-chain structure. – Polyynes - Synthesis, Properties, Applications, 2005, pp. 219 – 252.

 $\label{eq:starses} 4. www.nanonewsnet.ru/news/2012/nauka-dozhdalas-zavod-elektroniki-stanet-osnovoi-novogo-klastera.$ 

#### АВТОЭМИССИОННЫЕ СВОЙСТВА ОДНОСТЕННЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

#### Обронов И.В.

#### МГУим. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Были изучены автоэмиссионные свойства пленок одностенных углеродных нанотрубок(ОУНТ) с различной толщиной. Пленки ОУНТ были получены аэрозольным методом и состоят из индивидуальных нанотрубок, с длиной 1-2 мкм и диаметром 10-20 нм (см. рис. 1).Индивидуальные нанотрубки объединяются в жгуты, случайно ориентированные в пленке с различной толщиной, определяемой временем сбора в процессе осаждения. Была экспериментально установлена связь между автоэмиссионными характеристиками с толщиной пленок ОУНТ. Мы экспериментально обнаружили линейную зависимость между толщиной пленки ОУНТ и порогом автоэмиссии, током и плотность эмиссионных центров (рис. 2). Мы предложили эмпирическую модель, объясняющую наблюдаемую зависимость между уменьшением плотности эмиссионных центров и запутыванием трубок в толщине пленки.



Работа выполнена при поддержке Министерства Образования и Науки Российской Федерации. (контракт #8470;16.740.11.0071 и 16.740.11.0763) и гранта президента Российской Федерации. (контракт MK-16.120.11.3035). *E-mail: obronov@gmail.com* 

#### ХАРАКТЕРИЗАЦИЯ МИКРОСКОПИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МАССИВОВ СУБМИКРОННЫХ СТОЛБИКОВ НИКЕЛЯ В МАТРИЦЕ ДИОКСИДА КРЕМНИЯ

#### Паринова Е.В., Турищев С.Ю.

#### Воронежский государственный университет, физический факультет, Воронеж, Россия

В данной работе представлены результаты исследований морфологии массивов субмикронных столбиков никеля, сформированных в матрице SiO<sub>2</sub>, методами растровой электронной микроскопии (PЭM), атомной-силовой микроскопии (ACM) и фотоэмиссионной электронной микроскопии с использованием высокоинтенсивного синхротронного излучения (PEEM - Photoemission Electron Microscopy).

Массивы столбиков никеля были сформированы электрохимическим осаждением из раствора NiSO<sub>4</sub> в поры субмикронного диаметра, созданные селективным химическим травлением треков после облучении тяжелыми быстрыми ионами <sup>197</sup>Au<sup>26+</sup> с энергией 350 МэВ и флюенсом  $5 \cdot 10^8$  см<sup>-2</sup>. Слой SiO<sub>2</sub> толщиной 700 нм был получен посредством термического окисления (1100 °C, 10 ч, чистый кислород) пластин кремния марки КЭФ 4,5 (100). Данные структуры обладают значительным положительным относительным магнитосопротивлением в области температур 17 – 27 К, которое зависит от силы тока через образец и может эффективно управляться поперечным электрическим напряжением смещения, достигая 34000 % в магнитном поле 8 Тл. Наблюдаемый магниторезистивный эффект связывается с влиянием магнитного поля на процессы ударной ионизации, приводящие к лавинному пробою барьера Шоттки.

Образцы исследовались методом РЭМ на приборе LEO1455-VP и методом ACM на приборе SolverPro. С применением высокоинтенсивного синхротронного (ондуляторного) излучения накопительного кольца BESSY II Гельмгольц центра – Берлин (интенсивность синхротронного излучения  $\sim 10^{22}$  фот/сек) был использован метод PEEM, который позволяет получить информацию о морфологии, химическом контрасте, магнитной структуре и электронном строении в предельно малых полях зрения микроскопа [4]. Данные PEEM были получены путем регистрации электронного выхода в области ближней тонкой структуры L<sub>2,3</sub> края рентгеновского поглощения никеля с использованием синхротронного излучения круговой поляризации и с разрешением по энергии сканирования 0,1 эВ. Измерения проводились при комнатной температуре. Для изучения морфологии поверхности, а также транспортных свойств путем регистрации распределения остаточной намагниченности использовалось поле зрения 10 мкм. Остаточное давление в камере  $10^{-10}$  Торр, глубина информативного слоя  $\sim 10$  нм.

Согласно информации, полученной при изучении микроскопических изображений скола и поверхности методом РЭМ, следует отметить, что столбики металла распределены в целом равномерно по поверхности (Рис.1.1(a)) со средним покрытием 20 столбиков на 50 мкм<sup>2</sup>. В сформированных «грибообразных» столбиках имеются два основных морфологических элемента - полусферическая "шляпка" (диаметр ~ 500 нм), лежащая на поверхности, и "ножка" конусообразной формы, расположенная в матрице SiO<sub>2</sub>. Конусообразная форма "ножки" столбика коррелирует с данными [4] и соответствует геометрии сформированной поры в матрице SiO<sub>2</sub>, заполняемой металлом [4]. Результаты, полученные методом ACM, подтверждают результаты РЭМ, согласно данным РЭМ и АСМ, столбики формируются отдельно друг от друга. Как видно по результатам исследования морфологии поверхности методом РЕЕМ (Рис. 1.2), столбики формируются как единично, так и группами, от трех до свыше пятнадцати, образуя группировки размером, не превышающие 7 мкм. Все столбики в упомянутых группировках соединены перегородками, длиной до 300 нм и шириной менее 50 нм. Имея изображение химического контраста, полученное при энергии, соответствующей краю поглощения металлического Ni (852,9 эВ [5]), можно говорить о том, что исследованные столбики состоят из металлического Ni, ограниченные матрицей SiO<sub>2</sub>. При комнатной температуре и в отсутствии внешних магнитных полей, распределение остаточной намагниченности поверхности образца с распределенными столбиками Ni в матрице SiO<sub>2</sub>, в целом нейтрально.



Рис. 1. (1) РЭМ изображения поверхности (а) массива столбиков никеля в матрице SiO2, и скола (b) исследуемого образца, содержащего столбики никеля (1 - "ножка" столбика, 2 – "шляпка" столбика). (2) РЕЕМ изображение морфологии (а) сформированных столбиков никеля в матрице SiO2 совместно с распределением остаточной намагниченности (b).

Распределение остаточной намагниченности в единичном столбике, как и в поле зрения 20 мкм, в целом свойственно металлическому никелю. Тем не менее, отметим, что в области перегородки Ni/Ni интерфейса встречается нулевое распределение остаточной намагниченности, что требует дополнительного изучения.

Таким образом, с применением микроскопических методов показано формирование массивов столбиков металлического никеля с диаметром ~ 500 нм при их электрохимическом осаждении из раствора NiSO<sub>4</sub> в поры субмикронного диаметра, созданные трековым методом в матрице SiO<sub>2</sub>. Показана эффективность применения метода фотоэлектронной эмиссионной микроскопии (PEEM) с использованием высокоинтенсивного синхротронного (ондуляторного) излучения для характеризации массивов субмикронных столбиков никеля в матрице SiO<sub>2</sub> и распределения магнитного контраста по поверхности темплата. Столбики металла формируются преимущественно группами, внутри которых они в основном соединены перегородками, шириной ~ 50 нм (интерфейс Ni/Ni). Полученные при комнатной температуре данные по распределению остаточной намагниченности на поверхности образца подтверждают формирование соединенных перегородками столбиков никеля в матрице диэлектрика.

Работа выполнена при поддержке Гранта РФФИ № 12-02-31702. *E-mail: parinova@phys.vsu.ru* 

#### Литература

1. Fedotova J., Ivanova D., Ivanova Y., Fedotov A., Mazanik A., Svito I., Streltsov E., Saad A., Tyutyunnikov S., Koltunowicz T.N., Demyanov S., Fedotova V. // Acta Physica Polonica A. 2011. V. 120. P. 133-135.

2. Ivanova Yu. A., Ivanou D. K., Fedotov A. K., Streltsov E. A., Demyanov S. E., Petrov A. V., Kaniukov E. Yu., Fink D. // J Mater Sci. 2007. V. 42. P. 9163-9169.

3. Seifarth O., Krenek R., Tokarev I., Burkov Y., Sidorenko A., Minko S., Stamm M., Schmeiser D. // Thin Solid Films. 2007. V. 515. 16. P. 6552–6556.

4. Рентгеновская оптика и микроскопия: Пер. с англ./ Под ред. Г. Шмаля и Д. Рудольфа. М.:Мир, 1987. 464 с.

5. Regan T.J., Ohldag H., Stamm C., Nolting F., Luning J., Stohr J., White R.L. // Phys.Rev.B. 2001. V. 64. P. 214422.

#### СПОНТАННОЕ И ВЫНУЖДЕННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В КОЛЛОИДНЫХ РАСТВОРАХ НАНОЧАСТИЦ ДИОКСИДА ТИТАНА В БЕНЗОЛЕ И ДИМЕТИЛСУЛЬФОКСИДЕ

#### Розынова А.М.

#### МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет

В настоящее время нанокристаллический диоксид титана (TiO<sub>2</sub>) является одним из наиболее широко используемых в науке, промышленности и быту полупроводниковых материалов [1, 2], однако оптические свойства данного материала изучены слабо. В основном это связано с его непрозрачностью в видимом диапазоне. В то время как относительное большие значения показателя преломления (более 2.5 в видимом диапазоне) наряду с развитой удельной поверхностью наноструктурированного диоксида титана позволяют рассматривать данный материал как эффективно рассеивающую свет среду, что может найти применение в оптике и лазерной физике. В частности, представляется перспективной идея управления процессами спонтанного и вынужденного комбинационного рассеяния (КР и ВКР соответственно) света в суспензиях с нанопорошками нанокристаллического TiO<sub>2</sub>. Ввиду малой изученности данного аспекта в настоящей экспериментальной работе была поставлена задача исследования особенностей и механизмов указанных процессов в коллоидных растворах наночастиц TiO<sub>2</sub> политипа рутил размером от 100 до 300 нм в бензоле и диметилсульфоксиде.

Анализ спектров КР света в коллоидных растворах на основе наночастиц диоксида титана при различных концентрациях в диметилсульфоксиде (линия 2913 см<sup>-1</sup>) и бензоле (992 см<sup>-1</sup>) показал немонотонность зависимостей интенсивности сигнала от концентрации нанопорошка TiO<sub>2</sub> в обоих случаях (рис. 1(а) и рис. 1 (б)).



Для обоих типов растворов кривые имеют схожую немонотонную зависимость: с увеличением концентрации сначала наблюдается незначительный (несколько процентов) рост сигнала КР, а затем сильное монотонное убывание. Последнее может быть объяснено формулой

 $I=I_0\exp(-(\alpha+\gamma)d)$  [3, 4], когда при увеличении количества частиц растут слагаемые коэффициента экстинкции, т.е. поглощение и рассеяние, и в результате интенсивность излучения уменьшается. Однако незначительный рост сигнала в рассматриваемых растворах при малых концентрациях не может быть объяснен в рамках теории экстинкции (ослабления) интенсивности излучения в случайно-неоднородной среде. Здесь, вероятнее всего, работает другой механизм – локализация света на случайных рассеивателях, когда наблюдается увеличение локальных электромагнитных полей вследствие конструктивной интерференции.

В случае же ВКР в обоих случаях с ростом концентрации наночастиц диоксида титана наблюдался монотонный спад интенсивности сигнала в диметилсульфоксиде (линия 630 нм) и бензоле (линия 636 нм), показанный на рис. 2 (а) и 2 (б).



Такое поведение можно объяснить увеличением светорассеяния и поглощения (экстинкции света) с ростом концентрации нанопрошка TiO<sub>2</sub>. Также обнаружено, что интенсивность сигнала ВКР экспоненциально зависит от энергии накачки при величинах последней менее 200 мкДж для раствора диоксида титана в бензоле и менее 400 мкДж – в диметилсульфоксиде. Данный случай описывается приближением заданной накачки. При больших энергиях накачки рост зависимостей становится более плавным, постепенно выходя на насыщение за счет заполнения верхних энергетических уровней и истощения накачки.

Таким образом, показано, что использование нанокристаллического диоксида титана позволяет управлять эффективностью процессов спонтанного и вынужденного комбинационного рассеяния света при добавлении данного материала в органические жидкости в нужной концентрации.

sandrarozynova@gmail.com

#### Литература

1 Константинова Е.А., Гайворонский В.Я., Тимошенко В.Ю., Кашкаров П.К. Исследование спиновых центров в нанокристаллическом диоксиде титана с высокой степенью фотокаталитической активности // Физика и техника полупроводников. 2010, том 44, вып. 8, с. 1093-1097.

2 E. A. Konstantinovaa, A. I. Kokorin\*b, Shanmugasundaram Sakthivelc, K.Horst c, and L.Klaus "Carbon-Doped Titanium Dioxide: Visible Light Photocatalysis and EPR Investigation" // Chimia 61, 2007, 810–814

3 Ахманов С.А., Никитин С.Ю. Физическая оптика. М.:Издательство МГУ. 2004.

4 Матвеев А.Н. Оптика. М.:Высшая школа. 1985.

#### ИМПУЛЬСНАЯ ФОТОДЕСОРБЦИЯ ЗАГРЯЗНЯЮЩИХ ВЕЩЕСТВ С ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЕВЫХ ПОДЛОЖЕК

Самохина А.И., Давутов Р.И., Пузанков Д.А., Шайхутдинов И.Н.

Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н.Туполева, институт радиоэлектроники и телекоммуникаций, Казань, Россия

На основе проведенных экспериментов была рассмотрена возможность применения фотодесорбции для удаления загрязняющих веществ с поверхности кремниевых подложек, широко используемых в современной микроэлектронике. Эффективность данного метода была показана на основании изображений, полученных на сканирующем электронном микроскопе Auriga CrossBeam.

В ходе исследования, целью которого было получение «чистой» поверхности при помощи импульсов света, были решены следующие задачи:

изучение влияния импульсного излучения света большой мощности на состояние поверхности;

поиск оборудования для очистки поверхности от загрязнений импульсами света в экранированном от внешней среды объеме.

Объектом исследования служат кремниевые пластины 12x12 мм типа 1А2КДБ10.

В работе [1] было указано, что в реальных условиях невозможно достичь идеально гладкой поверхности подложки. Какой бы способ обработки не был использован, шероховатость и пластическая деформация будут присутствовать всегда. Более того, порошки, пасты и жидкости, применяемые при обработке, остаются не только на поверхности, но и внедряются в приповерхностный слой. Получение качественной поверхности является очень сложной и актуальной задачей для микроэлектроники.

При контакте со средой на поверхности происходят различные процессы: окисление, адсорбция молекул и атомов из окружающей среды с последующей конденсацией на поверхности и диффузией в приповерхностный слой. При хранении на воздухе на поверхности оксидной пленки аккумулируются молекулы воды, кислорода, углеводородов и др., которые в совокупности образуют до 100 плотно упакованных монослоев. Таким образом, поры и неровности поверхности заполнены химически связанными с ней радикалами ОН.

Стандартные методы химической обработки подложки Si перед вводом ее в установку молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) не препятствуют адсорбции углеводородов и других загрязнений из воздуха.

Стандартные методы химической обработки подложки Si перед вводом ее в установку МЛЭ обладают рядом недостатков: появление центров дефектообразования при нагреве до температуры t=700-900°C, длительность обработки может достигать нескольких часов, применение метода термической десорбции может приводить к существенному изменению структуры поверхности, что приводит к ее загрязнению[2]. Использование метода очистки импульсом света позволяет сократить длительность десорбции до нескольких секунд, снизить вероятность появления центров дефектообразования на поверхности при МЛЭ, исключая необходимость использования высоких температур и химических реагентов. Выше изложенные преимущества данного метода очистки допускают возможность его применения перед технологическим процессом МЛЭ, заменив им традиционные методы очистки.

При проведении экспериментов по фотодесорбции загрязнений с поверхности подложки импульсной лампой длина волны светового импульса составляла порядка 300 нм, которым соответствуют фотоны с энергией 4,1эв. Энергия кванта светового импульса превышает энергию, необходимую для десорбции молекул в 6-7 раз, ее достаточно как для разрыва химических связей, так и для преодоления Ван-дер-Ваальсовых сил.

Для проведения экспериментов была собрана установка импульсной фотодесорбции, представляющая собой рабочую камеру со смонтированной в ней импульсной лампой и держателем для образцов. В экспериментах использовалась импульсная лампа ИФП-800 с энергией вспышки 766Дж (емкость питающего конденсатора 500мкФ, напряжение на нем 1750 В).

В эксперименте подложки подвергались воздействию световых импульсов до четырех раз. Представленные снимки свидетельствуют об изменении состояния поверхности после светового воздействия.

На рис. 1 б морфология образца заметно изменилась по сравнению с рис. 1 а: рельеф стал более выраженным, наблюдается явное отсутствие посторонних частиц и загрязнений.

Собрана установка для фотонно-импульсной очистки. Получены изображения образцов на сканирующем электронном микроскопе Auriga CrossBeam (Carl Zeiss) с различной степенью увеличения. Проведенные эксперименты показали возможность применения фотодесорбции для очистки поверхностей от адсорбированного слоя в микроэлектронике. Очистку поверхности методом фотодесорбции целесообразно применять между технологическими операциями при изготовлении полупроводниковых приборов. Данный метод позволяет проводить бесконтактную очистку, не используя химические реагенты.



Рис.1. снимки поверхности кремниевой пластины с увеличением 5000х (WD=1,8 мм; ЕНТ=5 кВ) а) до воздействия световыми импульсами; б) после воздействия импульсами света.

Исследование основано на работе Ф.Х. Вахитова, Д.А. Пузанкова, Н.А. Брызгаловой, Р.И. Давутова «Импульсная фотодесобция загрязняющих веществ с поверхности металла и ее применение в технологических процессах микроэлектроники и оптики».

Авторы выражают благодарность научному руководителю доценту Ф.Х. Вахитову. *E-mail: as-alex93@mail.ru* 

#### Литература

1. Вахитов Ф.Х. Влияние состояния поверхности и приповерхностного слоя на оптические свойства металлических зеркал / Дис. ... канд. физ.-мат. наук. С.118-134.

2. Борисов С.Ф. «Межфазная граница газ - твердое тело: структуры, модели, методы исследования» учебное пособие. Екатеринбург, 2001. С.258.

#### ВЛИЯНИЕ ИМПЛАНТАЦИИ УГЛЕРОДА НА ЭЛЕКТРОННОЕ СТРОЕНИЕ СТРУКТУР SiO<sub>2</sub>:NC-Si/SiO<sub>X</sub> ПО ДАННЫМ Si L2,3 КРАЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

#### Спирин Д.Е.

#### Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

Формирование нанокристаллов кремния в диэлектрической матрице – актуальное направление нано и оптоэлектроники. Такие структуры люминесцируют в красной и ближней инфракрасной области (1,4-1,8 эВ) [1]. Сдвиг полосы люминесценции в более коротковолновую сторону ( $\hbar v > 2$  эВ) с перекрытием всего видимого диапазона расширил бы возможности использования кремниевых структур в различных устройствах оптоэлектроники. В работе [2] было показано, что имплантация углерода в пленки SiO<sub>x</sub> приводит к расширению спектрального диапазона фотолюминесценции в видимой и ультрафиолетовой области.

Структуры исследовались методом рентгеновской спектроскопии близ краевого поглощения рентгеновских лучей (XANES) на синхротроне SRC университета Висконсин – Мэдисон. Глубина анализа определяется полной глубиной выхода электронов с поверхности для SiL<sub>2,3</sub> спектров составляет около 5 нм.

На рис. 1. представлены SiL<sub>2,3</sub> спектры XANES образцов, сформированных на подложке с ориентацией (100), до и после имплантации углерода. На рис. 16 – спектры SiL<sub>2,3</sub> «эталонных» образцов с-Si, SiO<sub>2</sub> и β-SiC. Как видно из рис. 1, для исходной плен-

ки мы наблюдаем типичный для стехиометрического SiO<sub>2</sub> спектр, что обусловлено доокислением SiO<sub>x</sub> на поверхности до SiO<sub>2</sub>. После отжига исходной пленки (образец N0) появляется тонкая структура в SiL<sub>2,3</sub> - спектрах в области 100-102 эВ, соответствующая краю поглощения элементарного кремния в нанокристаллах. В спектрах образцов после ионной имплантации мы наблюдаем сильно искаженную тонкую структуру SiO<sub>2</sub>. Для образца с минимальной дозой имплантации это искажение приводит к инверсии интенсивности в области 105-112 эВ.



Рис. 1. а. Si  $L_{2,3}$  XANES спектры структур SiO<sub>x</sub> (100). SiO<sub>x</sub> – исходная пленка, N0 – пленка без имплантации и отжига, N1 – после имплантации Д=6\*10<sup>16</sup> см<sup>-2</sup> и отжиг, N2 – имплантация Д=9\*10<sup>16</sup> см<sup>-2</sup> и отжиг, N3 – имплантация Д=1,2\*10<sup>17</sup> см<sup>-2</sup> и отжиг; б. Si  $L_{2,3}$  XANES спектры эталонов.

При уменьшении угла скольжения рентгеновского пучка с 90° до 20° инверсия ослабляется, а спектр приближается к «нормальному» виду (рис. 2). Так как изменение угла



Рис. 2. Si L2,3 XANES спектры образца N1 (Д=6\*1016 см-2) на подложке (100) при разных углах скольжения, а также разностный спектр (60°-90°).

скольжения излучения должно приводить к вариации эффективной толщины взаимодействия излучения с материалом пленки, то последнее обстоятельство свидетельствует о том, что инверсия связана с особенностями структурного и фазового состояния пленки в заглубленных слоях, расположенных за пределами зондируемого слоя.

Поглощение рентгеновских квантов с энергиями, соответствующими краю поглощения SiL<sub>2,3</sub> кремния, связанного с кислородом и углеродом, приводит к ослаблению обратно рассеянного пучка, что вызывает уменьшение интенсивности выхода электронов и фиксируется как «провал» в спектре. Существенную роль в поглощении обратного рассеянного излучения слоем чистого SiO<sub>2</sub>, находящегося между поверхностью и слоем в котором располагаются рассеивающие нанокристаллы, демонстрирует разностный спектр между спектрами снятыми при углах скольжения 60° и 90° (рис. 2). Этот спектр практически совпадает со спектром поглощения в SiO<sub>2</sub> (рис. 1б). Полученные в настоящей работе и в [3] результаты показывают, что при интерпретации спектров XANES наноструктурированных систем необходимо учитывать вклад не только прямого, но и обратно рассеянного рентгеновского пучка. Это обстоятельство, с одной стороны, усложняет интерпретацию спектров, а с другой – создает дополнительные диагностические возможности для анализа структуры и морфологии подобных систем неразрушающим методом XANES.

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 14.132.21.1682.

*E-mail: geforce2mx@yandex.ru* 

#### Литература

1. Si rings, Si clusters, and Si nanocrystals – different states of ultrathin SiO<sub>x</sub> layers / L.X. Yi, J. Heitmann, R. Scholz, M. Zacharias // Appl. Phys. Lett. – 2002. – Vol.81, №22. – P.4248-4250

2. Формирование и "белая" фотолюминесценция нанокластеров в пленках SiO<sub>x</sub>, имплантированных ионами углерода / А.И. Белов, А.Н. Михайлов, Д.Е. Николичев, А.В. Боряков, А.П. Сидорин, А.П.Грачев, А.В.Ершов, Д.И.Тетельбаум // Физика и техника полупроводников, 2010, том 44, вып. 11

3. Синхротронные исследования особенностей электронной и атомной структуры поверхностных слоев пленок оксида кремния, содержащих нанокристаллы кремния / В.А. Терехов, С.Ю. Турищев, К.Н. Панков, И.Е. Занин, Э.П. Домашевская, Д.И. Тетельбаум, А.Н. Михайлов, А.И. Белов, Д.Е. Николичев // Поверхность. Рентгеновские, синхронные и нейтронные исследования. – 2011 – № 10. – С. 46-55.

#### ПРЕВЫШЕНИЕ ФАКТОРА ЗАПОЛНЕНИЯ ВОЛЬТАМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ОРГАНИЧЕСКИХ СОЛНЕЧНЫХ ФОТОЭЛЕМЕНТОВ ПРЕДЕЛА ШОКЛИ-КВАЙССЕРА

#### Труханов В.А.

#### МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Солнечные фотоэлементы на основе органических полупроводников, в частности сопряжённых полимеров и фуллеренов, являются перспективной альтернативой традиционным кремниевым фотоэлементам благодаря низкой стоимости, простоте производства, малому весу и гибкости. Эффективность солнечных фотоэлементов зависит от формы их вольтамперных характеристик (BAX), которые характеризуются такими параметрами как ток короткого замыкания (K3), напряжение холостого хода (XX) и фактор заполнения (ФЗ). Для неорганических солнечных фотоэлементов с p-n переходом Шокли и Квайссером был рассчитан теоретический предел для коэффициента полезного действия (КПД) [1]. Для ФЗ также было рассчитано предельное значение, причём оказалось, что оно зависит от напряжения XX [2]. В данной работе путём численного моделирования мы показываем, что для двухслойных органических солнечных фотоэлементов ФЗ может быть выше этого предельного значения.

Органические солнечные фотоэлементы основаны на гетеропереходе: активный слой состоит из двух органических полупроводников с различными значениями электронного сродства и потенциала ионизации - донора электронов и акцептора. Гетеропереход необходим для разделения на свободные заряды экситонов, образующихся в результате поглощения света, потому что экситоны в органических полупроводниках имеют относительно большую энергию связи и не разделяются под действием тепловой энергии. Первые органические солнечные фотоэлементы были основаны на планарном гетеропереходе, образованном двумя слоями донора и акцептора [3]. Так как экситоны в органических полупроводниках обычно имеют малую длину диффузии (~10 нм), не все экситоны достигают гетероперехода, разделяются и дают вклад в фототок. Это ог-

раничивает КПД двухслойных фотоэлементов. Наиболее эффективные органические солнечные фотоэлементы основаны на объёмном гетеропереходе, где активный слой представляет смесь донорного и акцепторного полупроводников, так что гетеропереход имеет большую площадь и генерация свободных зарядов имеет место по всему объёму активного слоя. Тем не менее, наилучшие органические фотоэлементы с планарным гетеропереходом обладают КПД более 5% [4], и, вероятно, КПД может быть гораздо выше для веществ с большой длиной диффузии экситонов.



Рис. 1. Рассчитанные ВАХ для двухслойного органического фотоэлемента (сплошная линия) и для идеального неорганического фотоэлемента с током КЗ и напряжением ХХ такими же как у органического фотоэлемента (штриховая линия).

Используя численную модель, в данной работе было показано, что двухслойные органические фотоэлементы могут иметь очень большой ФЗ при легировании активного слоя [5]. Модель учитывает генерацию, рекомбинацию, дрейф и диффузию носителей зарядов, а также влияние объёмного заряда на электрическое поле в активном слое. Генерация и рекомбинация зарядов в модели зависят от напряжённости электрического поля на границе слоёв донора и акцептора. На рис. показана рассчитанная BAX двухслойного фотоэлемента с параметрами, соответствующими паре полимер/фуллерен (P3HT/PCBM) и легировании  $10^{24}$  м<sup>-3</sup>, фактор заполнения BAX равен 92%.

В общеизвестной модели неорганических солнечных фотоэлементов с p-n переходом формула для ВАХ имеет вид:

$$J(V) = J_s \left[ \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] - J_{\phi} = J_{K3} \left[ \frac{\exp(eV/kT) - 1}{\exp(eV_{XX}/kT) - 1} - 1 \right], \tag{1}$$

где  $J_s$  и  $J_{\phi}$  плотности тока насыщения и фототока. Данная формула может быть однозначно выражена через плотность тока короткого замыкания  $J_{K3}$  и напряжение холостого хода  $V_{XX}$ . Формула (1) соответствует идеальному солнечному фотоэлементу с нулевым последовательным и бесконечным параллельным сопротивлениями и диодным фактором идеальности равным единице. На рис. штриховой линией показана ВАХ рассчитанная по формуле (1) с  $J_{K3}$  и  $V_{XX}$  такими же, как у описанной выше рассчитанной ВАХ двухслойного органического солнечного фотоэлемента. ФЗ равен 86% и это значение является предельным для неорганических солнечных фотоэлементов с p-n переходом для данного  $V_{XX}$ .

Как показано на рис., ФЗ двухслойного органического фотоэлемента может превышать предел Шокли-Квайссера для фактора заполнения. Чтобы найти возможные причины большого ФЗ, мы расширили разработанную нами модель органического солнечного фотоэлемента [5] на неорганический солнечный фотоэлемент с p-n переходом, в результате модель даёт ВАХ, соответствующие формуле (1), а ФЗ в пределе Шокли-Квайссера. Сравнивая органический и неорганический фотоэлементы с помощью данной модели, удалось выяснить, что ключевым отличием является рекомбинация зарядов на донорно-акцепторном переходе, зависящая от напряженности электрического поля в модели двухслойного органического фотоэлемента. Эта зависимость приводит к зависимости фототока  $J_{\phi}$  от напряжения V, причём  $J_{\phi}$  резко убывает с приближением Vк  $V_{XX}$ ; в результате ВАХ становится круче и ФЗ больше, чем у ВАХ рассчитанной по формуле (1), то есть больше, чем предел Шокли-Квайссера.

*E-mail: vtrukhanov@mail.ru* 

#### Литература

1. W. Shockley and H.J. Queisser. Detailed Balance Limit of Efficiency of p-n Junction Solar Cells // Journal of Applied Physics. 1961, v. 32, p. 510.

2. M.A. Green. Solar Cell Fill Factors: General Graph and Empirical Expression // Solid-State Electronics. 1981, v. 24, p. 788.

3. C.W. Tang. 2-Layer Organic Photovoltaic Cell // Applied Physics Letters. 1986, v. 48, p. 183.

4. M. Hirade, C. Adachi. Small molecular organic photovoltaic cells with exciton blocking layer at anode interface for improved device performance // Applied Physics Letters. 2011, v. 99, 153302.

5. V.A. Trukhanov, V.V. Bruevich and D.Yu. Paraschuk. Effect of doping on performance of organic solar cells // Physical Review B. 2011, v. 84, 205318.

#### ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ АЛКЕНОВ НА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ АНСАМБЛЕЙ КРЕМНИЕВЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ С ВЫСОКИМ КВАНТОВЫМ ВЫХОДОМ

#### Федотова А.П., Емельянов А.В., Воронцов А.С., Жигунов Д.М.

#### МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Настоящая работа посвящена изучению природы резкого увеличения квантового выхода люминесценции нанокристаллов кремния при их функционализации (покрытии наночастиц защитной оболочкой). Задачей работы является проверка гипотезы о том, что существенное повышение эффективности кремния связано не столько с фактом пассивации поверхностных дефектов в процессе функционализации, но определяется в первую очередь типом пассивирующих молекул и характером их взаимодействия с нанокристаллическим ядром.

В ряде работ [1], посвященных исследованию фотолюминесценции нанокристаллов кремния, пассивированных октадеценом и додеценом, было установлено наличие двух источников излучения: с коротким временем жизни, зависящим от размера нанокристаллов (менее 1 нс) состояния в нанокристаллах кремния, и с большим временем жизни, не зависящим от размера нанокристаллов (более 10 нс) – состояния, локализованные на поверхности нанокристаллов. Для более детального изучения данных особенностей методом электрохимического травле-



ния были созданы образцы пористого кремния, которые пассивировались алкенами (октадецен и децен). Часть образцов подвергалась дополнительной обработке ультразвуком. Люминесценция кремниевых нанокристаллов возбуждалась стандартным способом с помощью аргонового лазера на длине волны 364 нм.

На рисунке представлены спектры фотолюминисценции экспериментальных образцов. Результат исследований показал, что для растворов пористого кремния в октадецене длительная ультразвуковая обработка приводит к изменению на порядок интенсивности люминесценции образца по сравнению с исходным необработанным, а для раствора в децене такого сильного эффекта не наблюдалось. Это указывает, в первую очередь, на определяющее влияние типа пассивирующих молекул на эффективность люминесценции нанокристаллов кремния, тогда как сам факт пассивации играет, повидимому, второстепенную роль.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 12-02-31262.

*E*-mail: fedotova.a@bk.ru

#### Литература

1. Sykora M., Mangolini L., Schaller R.D., Kortshagen U., Jurbergs D., Klimov V.I., Phys. Rev. Lett., 2008, v. 100, p. 067401

### ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Председатель подсекции проф.. Жуковский Владимир Чеславович

#### ПОДСЕКЦИЯ «ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА» ТЕОРЕМА ХААГА В ТЕОРИЯХ С НЕФИЗИЧЕСКИМИ ЧАСТИЦАМИ

#### Антипин К.В.

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

Данная работа посвящена обобщению теоремы Хаага [1] на случай теорий, в которых возникают нефизические частицы. В гамильтоновой схеме квантовой теории поля считается, что полевые операторы и сопряженные к ним "импульсы" в разные моменты времени связаны унитарным преобразованием. В частности, предполагается, что асимптотические свободные in- и out-поля связаны с взаимодействующими гайзенберговыми полями тоже унитарным преобразованием. Теорема Хаага показывает, что если к этому подходу добавить требование релятивистской инвариантности, то он становится тривиальным: теория оказывается эквивалентной теории свободных полей. Простейшим примером теории с нефизическими частицами является квантовая электродинамика, в которой "временные" и "продольные" фотоны в действительности не существуют, но возникают на промежуточных этапах при переходе от наблюдаемых величин (векторов напряженности поля) к 4-потенциалу. Чтобы сохранить самосопряженность оператора потенциала, приходится вводить индефинитную метрику в пространстве амплитуд состояния. В данной работе рассмотрены подобные теории, которые могут быть сформулированы в пространствах с индефинитной метрикой. При этом основное внимание уделено специальному классу пространств Крейна [2].

Проведенное исследование показало, что обобщение теоремы Хаага может быть получено для теории, в которой регулярные представления канонических коммутационных соотношений реализованы в пространстве Крейна.

E-mail: antipin1987@gmail.com

#### Литература

- 1. Боголюбов Н.Н., Логунов А.А., Тодоров И.Т. Основы аксиоматического подхода в квантовой теории поля. М.: Наука. 1969.
- 2. Bognar, J. Indefinite Inner Product Spaces. Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag. 1974.

#### ВЛИЯНИЕ СГОЛДСТИНО НА ФИЗИКУ ХИГГСОВСКОГО СЕКТОРА

Астапов К.О.

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

Данная работа посвящена обсуждению феноменологии МССМ (Минимальной Суперсимметричной Стандартной Модели[1]), в которую добавлены легкие сголдстино и гравитино[2].

В суперсимметричных моделях сокращаются квадратичные расходимости в массах скалярных частиц за счет вкладов суперпартнеров, достигается объединение калибровочных взаимодействий при высоких энергиях, а также в моделях с сохраняющейся дискретной симметрией, R-четностью, имеются возможные стабильные кандидаты на роль темной материи. Эти свойства делают суперсимметричные модели феноменологически привлека-

93

тельными. Однако, если суперсимметрия имеет вообще отношение к описанию Природы, она должна быть спонтанно нарушена на некотором масштабе энергий Е SUSY. Если это так, то из суперсимметричного аналога теоремы Голдстоуна следует, что должен существовать безмассовый голдстоуновский фермион — голдстино, и его суперпартнеры, которые в простейшем случае представляют собой скаляры — сголдстино. При учете взаимодействий с гравитацией и петлевых взаимодействий голдстино и сголдстино приобретают ненулевые массы. Обычно, когда рассматривают суперсимметричные расширения Стандартной модели, такие как МССМ или ее обобщения, неявно предполагается, что масштаб нарушения суперсимметрии E SUSY много больше электрослабого масштаба энергий и в этом случае взаимодействием с сектором сголдстино можно пренебречь. Однако феноменологически приемлемой является другая ситуация — когда масштаб E\_SUSY находится недалеко от электрослабой шкалы, скажем несколько ТэВ. В этом случае естественно ожидать, что массы сголдстино в этом сценарии будут несколько меньше масштаба нарушения суперсимметрии. Поэтому, для корректного описания низкоэнергетической теории необходимо к лагранжиану МССМ добавить взаимодействия с сектором голдстино и сголдстино. Взаимодействия этих частиц с остальными полями МССМ практически однозначно фиксируется требованием корректного воспроизведения констант, мягко нарушающих суперсимметрию.

В данной работе производится изучение влияния смешивания сголдстино с хиггсовским сектором MCCM и его следствия для феноменологии: влияние на картину относительных вероятностей распадов и сечений образования хиггсовских бозонов и сголдстино.

Рассматриваемая модель MCCM + сголдстино является низкоэнергетической теорией с нарушенной суперсимметрией, которая переходит при высоких энергиях в суперсимметричную теорию. При низких масштабах энергии, вспомогательная компонента **F**<sub>s</sub>, скалярного супермультиплета

#### $S = s + \sqrt{2}\theta\psi + F_{a}\theta^{2},$

приобретает вакуумное среднее значение, равное  $\vec{F}$ , в результате чего мы имеем лагранжиан чистой модели МССМ с мягкими членами, которые нарушают суперсимметрию, и члены взаимодействия частиц МССМ со сголдстино. Эти члены взаимодействия вносят существенные поправки в константы взаимодействия полей МССМ[5] и массы этих полей.

Поскольку недавним результатом экспериментов на LHC было обнаружение нейтральной частицы с массой около 125 ГэВ, которая претендует на роль хиггсовского бозона Стандартной Модели, то наиболее интересным представляется изучение этого влияния на сектор легчайшего хиггсовского скаляра.

Мы предполагаем, что обнаруженной на LHC частицей является смесь сголдстино s и легчайшего хиггсовского бозона MCCM  $h^0$ . Помимо упомянутого легчайшего хиггсовского скаляра  $h^0$ , MCCM предсказывает также еще одну скалярную и псевдоскалярную частицы с большей массой и два заряженных хиггсовских бозона. В работе предполагается, что массы остальных хиггсовских бозонов достаточно велики (передел отщепления).

Последние результаты ATLAS и CMS представляют также еще значения величины  $\sigma$  гипотетического бозона хиггса h для основных каналов распада  $h \to \gamma\gamma$ ,  $h \to b\overline{b}, h \to ZZ^*, h \to \tau^+\tau^-[3]$ .

Где  $\sigma$  определяется формулой:  $\sigma = \Gamma(prod.h)Br(h \rightarrow xx)$ .

Эти результаты свидетельствуют о том, что значение  $\frac{\sigma}{\sigma_{SM}}$  для моды  $h \to \gamma \gamma$  значительно превосходит единицу, в то время как для всех остальных мод распада  $\frac{\sigma}{\sigma_{SM}}$  меньше единицы[4].

В данной работе показано, каким образом смешивание легчайшего скаляра MCCM со сголдстино определяет такие значения <u>-</u>.

Сверка теоретических формул для  $\frac{\sigma}{\sigma_{MR}}$ , полученных в работе, с результатами экспериментов на LHC позволяет получить ограничения на пространство параметров МССМ и параметров сектора сголдстино.

Как известно, МССМ предсказывает массу  $h^{0}$  равную примерно 115 ГэВ в древесном приближении, и чтобы придать ей значение 125 ГэВ необходимы петлевые поправки с большими значениями стоп кварков – порядка нескольких ТэВ, а также большой величиной смешивания этих стоп кварков, что является причиной так называемой ненатуральности МССМ. Включение в модель легкого сголдстино решает проблему ненатуральности[6]. В предложенной модели, в пределе отщепления тяжелых хигтсовских скаляров сголдстино, смешиваясь с легчайшим хигговским скаляром, придает его массе наблюдаемое на LHC значение 125 ГэВ, поэтому большие петлевые вклады не требуются.

Для модели МССМ, в которой взяты небольшие массы стоп-кварков 400-700 ГэВ [7], вычислено смешивание легчайшего скаляра и сголдстино, а также массы нового хиггса и нового сголдстино, образовавшихся в результате смешивания.

Проведено виртуальное сканирование по возможным диапазонам параметров MCCM и массе сголдстино в диапазоне 60-110 МэВ, отобран ряд разрешенных моделей с различным значением параметра F, который определяет масштаб нарушения суперсимметрии.

E-mail: astapov@physics.msu.ru

#### Литература

- 1. S.P. Martin, In \*Kane, G.L. (ed.): Perspectives on supersymmetry II\* 1-153 [hep-ph/9709356].
- 2. D. . Gorbunov and A.V. Semenov, hep-ph/0111291.
- 3. M. Spira, Fortsch. Phys. 46, 203 (1998) [hep-ph/9705337].
- 4. G. Aad et al. [ATLAS Collaboration], Phys. Lett. B 716, 1 (2012) [arXiv:1207.7214 [hep-ex]].
- 5. E. Dudas, C. Petersson and P. Tziveloglou, [arXiv:1211.5609 [hep-ph]].
- 6. L.J. Hall, D. Pinner and J.T. Ruderman, JHEP 1204, 131 (2012) [arXiv:1112.2703 [hep-ph]].

7. M. Papucci, J.T. Ruderman and A. Weiler, JHEP 1209, 035 (2012) [arXiv:1110.6926 [hep-ph]].

#### НЕЛИНЕЙНАЯ ИОНИЗАЦИЯ ДВУМЕРНОЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКИ\*

#### Гордеева С.В.

#### Московский государственный университет приборостроения и информатики, Москва, Россия

Развитие технологии полупроводниковых гетероструктур с одной стороны, и создание мощных лазеров с другой, делают актуальными теоретические и экспериментальные исследования взаимодействия интенсивных электромагнитных полей с низкоразмерными системами [1,2]. Переход к системам пониженной размерности приводит к новым физическим результатам, которые могут отличаться как качественно, так и количественно от аналогичных эффектов в трехмерном случае. В связи с этим актуально количественное описание свойств низкоразмерных систем во внешних электромагнитных полях.

Целью настоящей работы является теоретическое исследование процесса ионизации двумерной квантовой точки в поле линейно-поляризованной волны, а также в постоянном электрическом поле и в суперпозиции постоянного и переменного электрических полей одинакового направления.

Основой теоретического описания явлений туннельной и многофотонной ионизации низкоразмерных структур стали результаты, полученные в работах [3-6].

Удерживающий потенциал двумерной квантовой точки моделируется потенциальной ямой вида

$$U(\rho) = \begin{cases} -U_0, \rho = \sqrt{x^2 + y^2} < a, \\ 0, \rho > a, \end{cases}$$

Доклад занял первое место в подсекции

где *а* - радиус квантовой точки, *U*<sub>0</sub> - глубина ямы. Такой вид двумерного удерживающего потенциала используется в случае формирования квантовой точки методом травления.

В квазиклассическом приближении получены аналитические выражения для скорости ионизации и парциальных вероятностей процесса ионизации квантовой точки в поле линейно-поляризованной волны для любых значений параметра Келдыша и параметров удерживающего потенциала :

$$w = \sum_{n \ge \nu}^{\infty} w_n(F, \omega) = \frac{C\omega}{4\pi^2 \omega_0} \frac{\gamma}{\sqrt{1 + \gamma^2}} \exp\left\{-\frac{2\omega_0}{\omega} f(\gamma)\right\}_0^1 \frac{dt}{\sqrt{t - t^2} (1 - e^{-(\alpha + \beta t)})}, \quad (1)$$

$$w_n(F,\omega) = \frac{C\omega}{4\pi\omega_0} \frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}} \exp\left\{-\frac{2\omega_0}{\omega}f(\gamma)\right\} e^{-(n-\nu)[\alpha+\frac{\beta}{2}]} I_0\left(\frac{1}{2}\beta(n-\nu)\right).$$
(2)

В формулах (1), (2) приняты обозначения:  $\gamma = \kappa \omega / F$  - параметр Келдыша,  $\omega$  - частота волны, F - амплитуда напряженности электрического поля волны,  $\omega_0 = \kappa^2 / 2$  - энергия связи электрона в квантовой точке,  $v = \frac{\kappa^2}{2\omega} \left(1 + \frac{1}{2\gamma^2}\right)$ ,  $C = \frac{\pi}{a^2 K_1^2(\kappa a)} \left(\frac{U_0 - \omega_0}{U_0}\right)$ ,

$$\alpha = 2 \left[ \operatorname{Arsh} \gamma - \frac{\gamma}{\sqrt{1 + \gamma^2}} \right], \ \beta = \frac{2\gamma}{\sqrt{1 + \gamma^2}}, \ f(\gamma) = \left( 1 + \frac{1}{2\gamma^2} \right) \operatorname{Arsh} \gamma - \frac{\sqrt{\gamma^2 + 1}}{2\gamma} - \phi$$
ункция Келдыша.

Для полной вероятности ионизации двумерной квантовой точки в постоянном электрическом поле в единицу времени в квазиклассическом приближении получено выражение

$$w = \frac{C}{4\sqrt{\pi}} \left(\frac{F}{F_0}\right)^{1/2} \exp\left\{-\frac{2F_0}{3F}\right\}.$$
(3)

где  $F_0 = \kappa^3$ , F - напряженность постоянного электрического поля.

Исследован процесс ионизации квантовой точки во внешнем поле  $F(t) = F_1 + F_2 \cos \omega t$ , представляющем собой суперпозицию постоянного и низкочастотного электрических полей одинакового направления. При выполнении условий

$$F_1 > F_2, \frac{F_0 F_2}{(F_1 + F_2)^2} << 1, \frac{\kappa \omega}{F_1} << 1,$$

вероятность процесса определяется формулой:

$$w = \frac{\sqrt{3}C}{4\sqrt{\pi}} \frac{F_1 + F_2}{F_0} \left(\frac{F_1 + F_2}{F_2}\right)^{1/2} \exp\left\{-\frac{2F_0}{3(F_1 + F_2)}\right\}.$$
 (4)

Этот предельный случай достигается в оптических и инфракрасных лазерах.

Таким образом, основными результатами работы являются впервые полученные аналитические формулы (1)-(4), описывающие нелинейную ионизацию двумерной квантовой точки внешними электромагнитными полями. Результаты работы могут быть использованы для описания процесса ионизации реальных физических систем. К ним относятся не только системы связанные короткодействующими силами, но также и системы заряженных частиц, связанных дальнодействующими кулоновскими силами (ионизация атомов).

Автор выражает глубокую благодарность своему научному руководителю П.А. Эминову.

*E-mail: gorsvetkaa@gmail.com* 

#### Литература

- 1. Алферов Ж.И.// ФТП.1998. 1. С. 3-18.
- 2. Демиховский В.Я., Вугальтер Г.А.// Физика квантовых низкоразмерных структур. М.: Логос. 2000. С.186.
- 3. Келдыш Л.В.// ЖЭТФ. 1964. 47.С. 1945-1957.
- 4. Никишов А.И., Ритус В.И.// ЖЭТФ.1966. 50. С. 255-270.
- 5. Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В.// ЖЭТФ. 1966. 50. С.1393-1409.
- 6. Переломов А.М., Попов В.С.// ЖЭТФ.1967. 52. С. 514-526.

# ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ВЕРОЯТНОСТЬ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОГО ПЕРЕХОДА В КВАНТОВОЙ МОЛЕКУЛЕ С $D^-_{\rm 2}$ -центром

#### Губин Т.А.

Пензенский государственный университет, Пенза, Россия

Теоретически исследовано влияние внешнего электрического поля на вероятность излучательного перехода (ВИП) в квантовой молекуле (КМ), моделируемой двухъямным осцилляторным потенциалом, содержащей  $D_2^-$ -центр с резонансным *u*-состоянием при наличии диссипативного туннелирования. Потенциал  $D_2^-$ -центра моделировался суперпозицией потенциалов нулевого радиуса. В дипольном приближении рассчитана вероятность ВИП с учётом плотности конечных состояний излучаемых фотонов. На рис. 1 приведена зависимость ВИП в КМ (в относительных единицах) от напряженности внешнего электрического поля для различных значений энергии излучаемого фотона. На представленных кривых 1 и 3 больший пик появляется в том случае, когда энергия излучаемого фотона становится сравнимой со средней энергией оптического перехода, которая зависит от величины внешнего электрического поля. Меньший пик появляется при напряжённости поля



Рис. 1. Зависимость вероятности  $P_{gu}$  излучательного перехода в КМ с  $D_2^-$ -центром от величины напряженности внешнего электрического поля  $E_0$  при  $R_0 = 80 \ \text{нм}$ ,  $U_0 = 0.2 \ \text{эB}$ ,  $\varepsilon_T^* = kT / E_d = 1$ ,  $\varepsilon_C^* = \hbar \sqrt{C} / E_d = 1$ ,  $\varepsilon_L^* = \hbar \omega_L / E_d = 1$  для различных значений энергии излучаемого фотона  $\hbar \omega$ (мэВ: 1 – 6.78, 2 – 7.11, 3 – 7.29.

 $E_{C} = (a_{0} - b_{0})m^{*}\omega_{0}^{2}/(2|e|)$  ( $\omega_{0}$  - частота осцилляторного потенциала вдоль координаты туннелирования;  $a_{0}$  и  $b_{0}$  - координаты минимумов двухъямного осцилляторного потенциала;  $m^{*}$  - эффективная масса электрона), при котором исходно асимметричный двухъямный осцилляторный потенциал КМ становится симметричным, вследствие чего на полевой зависимости вероятности диссипативного туннелирования возникает максимум. В случае, когда средняя энергия оптического перехода определяется величиной  $E_{C}$ , имеет место своеобразный резонанс (см. кривую 2): оба пика объединяются в один, и величина ВИП в результирующем пике возрастает более чем на два порядка.

Исследована спектральная зависимость ВИП для различных значений напряжённости внешнего электрического поля. Смещение максимума ВИП в квантовой молекуле с ростом напряжённости внешнего электрического поля обусловлено ростом величины расщепления между *g*- и *и*-термами. Уменьшение вероятности излучательных переходов с



Рис. 2. Спектральная зависимость вероятности  $P_{gu}$ излучательных переходов в квантовой молекуле с  $D_2^-$  - центром при  $R_0 = 80 \ \text{нм}$ ,  $U_0 = 0.2 \ \text{эB}$  во внешнем электрическом поле  $E_0 = 8.4 \ \text{кB} / \text{см}$  для различных значений параметров диссипативного туннелирования:  $1 - \varepsilon_T^* = 1$ ,  $\varepsilon_C^* = 1$ ,  $\varepsilon_L^* = 1, 2 - \varepsilon_T^* = 1$ ,  $\varepsilon_C^* = 1$ ,  $\varepsilon_L^* = 1, \varepsilon_C^* = 1$ ,  $\varepsilon_L^* = 0.5, 3 - \varepsilon_T^* = 2, \varepsilon_C^* = 1$ ,  $\varepsilon_L^* = 1, 4 - \varepsilon_T^* = 1, \varepsilon_C^* = 3, \varepsilon_L^* = 1$ .

ростом величины напряжённости внешнего электрического поля может быть связано с уменьшением перекрытия волновых функций электрона в локализованном g- и

резонансном *и*-состоянии  $D_2^-$ -центра.

Из рис. 2 видно, что ВИП в КМ эффективно модулируется такими параметрами диссипативного туннелирования, как температура и константа взаимодействия с контактной средой: с ростом температуры (параметр  $\varepsilon_{\tau}^{*}$ ) возрастает вероятность диссипативного туннелирования, вследствие чего уменьшается время жизни резонансного и-состояния (см. кривую 3); увеличение константы взаимодействия электрона  $\varepsilon_{C}^{*}$  с контактной средой приводит к блокировке туннельного распада, сопровождаемой ростом времени жизни резонансного состояния и соответствующим уменьшением ВИП (см. кривую 4).

#### Заключение

Показано, что зависимость ВИП в КМ с  $D_2^-$ -центром от напряжённости внешнего электрического поля содержит два пика: более высокий пик соответствует излучательному переходу с энергией излучаемого фотона, равной средней энергии оптического перехода электрона из резонансного *и*-состояния в локализованное *g*-

состояние  $D_2^-$ -центра, а второй пик появляется при напряжённости поля, при которой исходно асимметричный двухъямный осцил-

ляторный потенциал КМ становится симметричным. Найдено, что в зависимости вероятности излучательного перехода в КМ с  $D_2^-$ -центром от внешнего электрического поля возможен эффект резонанса, имеющий место, когда средняя энергия оптического перехода определяется величиной внешнего поля, при которой двухъямный осцилляторный потенциал становится симметричным. Полученные результаты могут быть использованы при разработке источников электромагнитного излучения терагерцового диапазона частот.

Автор благодарит проф. В.Ч. Жуковского, проф. В.Д. Кревчика и проф. М.Б. Семёнова за поддержку при выполнении теоретических исследований. *E-mail: physics@pnzgu.ru* 

#### COLLECTIVE STATES OF 2D ELECTRON-HOLE SYSTEM UNDER THE INFLUENCE OF RASHBA SPIN-ORBIT COUPLING

Dumanov E.V.

Institute of Applied Physics of the Academy of Sciences of Moldova

This study is concerned with a two-dimensional (2D) electron-hole system in an ideal symmetric 2D layer in a strong perpendicular magnetic field with special attention devoted to the Rashba spin-orbit coupling.

The electric field strength perpendicular to the layer surface gives rise to Rashba spinorbit coupling (RSOC)[1]. The main results of the influence of spin-orbit coupling on the 2D Wannier-Mott excitons in double quantum well structures are breaking of the spin degeneracy of the electrons and holes, changes of the exciton structure, and new properties of the Bose-Einstein condensed excitons[2].

This influence on the chemical potential of the Bose–Einstein condensed magnetoexcitons and on the ground state energy of the metallic-type electron–hole liquid is investigated in the Hartree–Fock approximation.

We have established that chemical potential is monotonic function versus the value of the filling factor with negative compressibility, which leads to instability of the Bose-Einstein condensate of magnetoexcitons. The magnetoexciton ground state energy, and the energy of the single-particle elementary excitations were obtained. The energy per one e-h pair inside the electron-hole droplets found to be situated on the energy scale lower than the value of the chemical potential of the Bose-Einstein condensed magnetoexcitons with wave vector  $\vec{k} = 0$  calculated in the Hartree-Fock approximation. Therefore the electron-hole liquid state is more preferable than the Bose-Einstein condensed magnetoexcitons.

Our results well agree with the [3]. Indeed, if we make the limiting transition and put RSOC equal to zero which means that the coefficients of RSOC will be  $|a_0|^2 = |d_0|^2 = 1$  and

 $|b_1|^2 = |c_3|^2 = 0$ , and consequently results exactly coincide with the results of Ref.[3]. *Email: dum@phys.asm.md* 

#### References

- 1. E.I. Rashba, Fiz. Tverd. Tela, 2, 1224, (1960) [Sov. Phys. Solid. State, 2, 1109 (1960)]
- 2. M.C. Ali and T. Hakioglu, Phys. Rev. Lett., 103, 086404, (2009)
- 3. S.A. Moskalenko, M.A. Liberman, D.W. Snoke, V. Botan, Phys. Rev. B, 66, 245316, (2002)

#### ВЛИЯНИЕ ДВУХ ЛОКАЛЬНЫХ МОД ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ МАТРИЦЫ НА ДИССИПАТИВНЫЙ ТУННЕЛЬНЫЙ ПЕРЕНОС В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ В УСЛОВИЯХ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

#### Егоров И.А, П.В. Кревчик, Т.А. Губин

#### Пензенский государственный университет

В рамках теории 1D – диссипативного туннелирования исследована проблема переноса в полупроводниковых квантовых точках в системе совмещенного атомного силового и сканирующего туннельного микроскопа в условиях внешнего электрического поля [1-4]. Методом инстантонов рассчитана вероятность 1D- туннельного переноса с точностью до предэкспоненциального фактора и исследована ее зависимость от величины внешнего электрического поля и температуры с учетом влияния отдельных локальных мод диэлектрической матрицы. Показано, что появление единичного пика, обусловленного особенностью предэкспоненциального фактора для случая, когда двухъямный осцилляторный потенциал с изменением величины напряженности электрического поля при одной из полярностей становился симметричным, оказывается неустойчивым, (в отличие от предела слабой диссипации, когда этот эффект оказывался устойчивым). Учет влияния отдельной локальной моды на вероятность 1D – диссипативного туннелирования  $\Gamma = B \exp(-S)$  позволил теоретически выявить дополнительный устойчивый максимум, который не носит резонансного характера. Полученная теоретическая кривая качественно согласуется с экспериментальной туннельной ВАХ для структур с полупроводниковыми квантовыми точками (InAs/GaAs) в системе совмещенного ACM/ CTM (экспериментальная работа выполнена в Казанском физико-техническом институте КНЦ РАН и Нижегородском гос. университете: П.А. Бородин, А.А. Бухараев, Д.О. Филатов, Д.А. Воронцов, М.А. Лапшина «Визуализация локальной плотности состояний в квантовых точках InAs/GaAs методом комбинированной ACM/ CTM» см. рис. 1).

Учет влияния двух промотирующих локальных мод матрицы среды – термостата позволил также теоретически выявить различные режимы 1D – диссипативного туннелирования, включая осциллирующий.



Рис. 1. Схема измерения токового изображения поверхностных КТ InAS/GaAs

Качественное сравнение модельной кривой вероятности 1D – диссипативного туннелирования (с учетом влияния двух локальных фононных мод) и экспериментальной ВАХ для полупроводниковых квантовых точек InAs/GaAs представлено на рис. 2. При этом характерный неэквидистантный набор пиков на экспериментальных ВАХ и соответствующие пики на теоретической зависимости вероятности 1D – диссипативного туннелирования от напряженности приложенного электрического поля показали гораздо лучшее качественное совпадение, чем в модели, учитывающей влияние только одной локальной фононной моды.

Таким образом, модель 1D – диссипативного туннелирования с учётом двух локальных мод позволяет получить качественное согласие с результатами туннельных ВАХ для полупроводниковых КТ InAs/GaAs.



Рис. 2. Сравнение теоретической кривой (кривая 1) в модели для  $\Gamma = B \exp(-S)$  с учетом влияния двух локальных мод с экспериментальной кривой (кривая 2)

Авторы благодарят проф. В.Ч. Жуковского, проф. В.Д. Кревчика и проф. М.Б. Семенова за поддержку при выполнении теоретических исследований, а также проф.

О.Н. Горшкова – директора НИФТИ при ННГУ им. Н.И. Лобачевского – за предоставление экспериментальных данных.

#### Литература

- 1. Тернов И.М., Жуковский В.Ч., Борисов А.В. Квантовая механика и макроскопические эффекты. М.: изд-во МГУ, 1993. 198 С.
- 2. Введение в современную мезоскопику/ В.Ч. Жуковский, В.Д. Кревчик, А.А. Овчинников, М.Б. Семенов и др. П.: изд-во ПГУ, 2003. 570 с.
- 3. Transfer processes in low-dimensional systems. Коллективная монография: под ред. В.Ч. Жуковского, В.Д. Кревчика, В.Я. Кривнова, М.Б. Семенова, К. Yamamoto. UT Research Institute Press, Tokyo, Japan, 2005. 690 р.
- 4. Управляемое диссипативное туннелирование. Туннельный транспорт в низкоразмерных системах (под редакцией Э. Леггета, В.Ч. Жуковского, М.Б. Семенова, В.Д. Кревчика, Ю.Н. Овчинникова, К. Ямамото и др.), М.: Физматлит, 2011-2012. 495 с.

## ИЗОТОПИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА ОСНОВНЫХ БАРИОННЫХ РЕЗОНАНСОВ В ПРОЦЕССАХ ДВОЙНОГО ФОТОРОЖДЕНИЯ НЕЙТРАЛЬНЫХ ПИОНОВ

#### Егоров М.В.

#### Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Томск, Россия

Успех квантовой хромодинамики (КХД) в значительной степени обусловлен ролью кварк-глюонных степеней свободы в динамике ядерных реакций при в режиме сильной связи. Однако в резонансной области существуют избыток предсказанных КХД параметров резонансов не все из которых удалось обнаружить. Гораздо целесообразнее изучать резонансную область используя мезон-барионные степени свободы. Такой подход продиктован относительной малостью энергий начальных частиц в этой области в результате чего кварковые степени свободы остаются незадействованы. Успехом в изучении относительной роли резонансов в ядерных реакциях, явилась способность выявить в эксперименте два легчайших мезона. Такие эксперименты (см. например [1]) дали возможность исследовать резонансную область без использования сложных математических моделей, характерных для физики высоких энергий, что также способствует лучшему пониманию скрытого от нас мира сильных взаимодействий.

В ходе изучения процессов парного фоторождения пионов, как основного инструмента в изучении относительной роли резонансов обнаружились две модели [2],[4] с различными предсказаниями о полном сечении когерентной реакции  $p(r, \pi^0 \pi^0)p$ . Основное различие в этих и в других моделях заключается в относительной роли резонанса  $D_{333}(1700)$  в этих процессах. Несмотря на идентичные спиновые структуры  $D_{33}(1700)$  и  $D_{13}(1520)$  пику в первой резонансной области соответствуют только  $D_{13}(1520)$  в модели [2] тогда как тот же пик объясняется интерференционным вкладом обоих резонансов в модели [4]. Учитывая тот факт, что модель групп A2-TAPS/CBELSA [4] использует параметры резонансов, полученные собственным мультипольным анализом, представляется целесообразным продемонстрировать такой набор параметров резонанса  $D_{32}(1700)$  в рамках модели MAID [2] который бы соответствовал наблюдаемой картине полученной в рамках модели [4].

Оказывается, что такой подбор параметров можно сделать оставаясь в рамках допустимых пределов PDG [5] и на Рис.1. показано исходное (А-на рисунке) и, полученное подгоном параметров, сечение (В-на рисунке) для модели [2]. Однако, используя подобный же переход для процесса  $d(p, \pi^0 \pi^0)d$  мы заметно снижаем сечение в области первого резонанса, что может оказаться заведомо неверным шагом в предверии появления экспериментальных данных (см. например [3]).

Как будут вести себя полные сечения исходной и изменённой модели [2] с учётом перерассеяния заряженных пионов в нейтральный канал? Будет ли выявлено его принебрежимо малое влияние на сечение  $d(y, \pi^0 \pi^0)d$  в области первого резонанса тем самым подтверждающее исходные предсказания модели [2]. В настоящей работе мы постараемся впервые ответить на эти вопросы.

E-mail: egorovphys@mail.ru



Рис. 1. Полные сечения: А – исходной модели [2]; В – полученной подбором параметров модели.

#### Литература

- 1. Aachen-Berlin-Bonn-Hamburg-Heidelberg-Munchen collaboration. Photoproduction of meson and baryon resonances at energies up to 5.8 GeV // Phys.Rev. 175. 1968. C. 1669-1696
- Fix A., Arenhovel H. Double pion photoproduction on nucleon and deuteron // Eur. Phys. J. A. 25. 2005. C. 115-135.
- 3. ] Jaegle I. CB meeting. Edinburgh, Sept. 2009.
- 4. ] Sarantsev A. [*et al.*]. New results on the Roper resonance and the P11 partial wave // Phys. Lett. B. 659. 2008. C. 94-100.
- 5. ] PDG: http://pdg.arsip.lipi.go.id/2011/tables/contents\_tables.html

#### КИРАЛЬНЫЕ ЭКСИТОНЫ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ НА ПОВЕРХНОСТИ ТОПОЛОГИЧЕСКОГО ИЗОЛЯТОРА<sup>\*</sup>

Ефимкин Д.К.

ФГБУН Институт спектроскопии РАН, Москва, Россия

В настоящее время исследование магнитооптических эффектов Фарадея и Керра на поверхности трехмерного топологического изолятора, находящейся во внешнем обменном поле, созданным, например, упорядоченными магнитными примесями, очень актуально [1-3]. Обменное поле открывает щель в спектре дираковских поверхностных состояний и приводит к аномальному квантовому эффекту Холла и, как к следствию, к квантованным углам Фарадея и Керра. Внутри энергетической щели образуются экситонные состояния, которые благодаря дираковскй природе электронов являются киральными, то есть для них отсутствует симметрия между состояниями с противоположными орбитальными квантовыми числами [4].

<sup>\*</sup> Доклад признан одним из лучших в подсекции

Исследована роль киральных экситонов на поверхности топологического изолятора, щель в энергетическом спектре которой открыта внешним обменным полем, в магнитооптических эффектах. Для этого вычислен их вклад в тензор оптической проводимости поверхности. Показано, что киральные экситоны вносят резонансный вклад в холловскую компоненту тензора проводимости и поэтому играют важную роль в магнитооптических эффектах. Киральные экситоны приводят к резонансному усилению эффекта Фарадея и резонансному ослаблению эффекта Керра. Также они приводят к резонансным особенностям в частотных зависимостях степеней эллиптичности прошедшей и отраженной от поверхности электромагнитных волн. Проанализированы условия, необходимые для экспериментального наблюдения резонансных эффектов, и показано, что они могут быть выполнены для сверхтонких пленок из топологического изолятора.

Работа выполнена вместе с научным руководителем проф. Ю.Е. Лозовиком. Материалы работы опубликованы в [5]. Работа поддержана грантом РФФИ 12-02-31199 и стипендией фонда Династия.

E-mail: <u>mitruga@yandex.ru</u>

#### Литература

- 1. J. Maciejko, X.L. Qi, H.D. Drew, S.C. Zhang. Topological quantization in units of the fine structure constant // Phys. Rev. Lett. 105, 166803(4pp) (2010).
- 2. Y. Lan, S. Wan, S.C. Zhang. Generalized quantization condition in topological insulator // Phys. Rev. B 83, 205109(9pp) (2011).
- W.-K. Tse, A.H. MacDonald. Giant Magneto-optical Kerr Effect and Universal Faraday Effect in Thin-film Topological Insulators // Phys. Rev. Lett. 105,057401(5pp) (2010).
- 4. Garate, M. Franz. Excitons and Optical Absorption on the Surface of a Strong Topological Insulator with a Magnetic Energy Gap // Phys. Rev. B 84, 054403 (12pp)(2011).
- 5. D.K. Efimkin, Yu.E. Lozovik, Resonant manifestations of chiral excitons in magnetooptical Faraday and Kerr effects in topological insulator film // ArXiv: 1208.3320(2012); Phys.Rev. B, in press.

#### ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СКАЛЯРНЫХ ПОЛЕЙ В КИРАЛЬНОЙ КОСМОЛОГИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

#### Крюков C.B.<sup>1</sup>

#### Ульяновский государственный педагогический университет имени И.Н. Ульянова, Ульяновск, Россия

В настоящей работе исследуется киральная космологическая модель (ККМ) как модель описывающая эволюцию Вселенной на инфляционной стадии, а так же в настоящую эпоху ускоренного расширения [2]. Особенностью такой модели является включение кинетического взаимодействия между скалярными полями. В настоящей работе изучается кинетическое взаимодействие двух полей темного сектора, включающее в себя перекрестное, которое описывается недиагональной компонентой метрики кирального пространства.

В работе [1] исследован обмен между темной энергией и темной материей через некоторую функцию Q, которая вводится эмпирически. Здесь мы рассматриваем возможность придать величине Q смысл перекрестного взаимодействия полей. Для этого выбирается двухкомпонентная ККМ с киральной метрикой общего вида

$$ds_{\sigma}^{2} = h_{11}(\phi,\psi)d\phi^{2} + 2h_{12}(\phi,\psi)d\phi d\psi + h_{22}(\phi,\psi)d\psi^{2}.$$
 (1)

Мы использовали уравнение Фридмана и уравнения поля для ККМ [1]

$$3H(h_{11}\dot{\phi} + h_{12}\dot{\psi}) + \partial_t(h_{11}\dot{\phi} + h_{12}\dot{\psi}) - \frac{1}{2}\frac{\partial h_{11}}{\partial \phi}\dot{\phi}^2 - \frac{\partial h_{12}}{\partial \phi}\dot{\phi}\dot{\psi} - \frac{1}{2}\frac{\partial h_{22}}{\partial \phi}\dot{\psi}^2 + \frac{\partial W}{\partial \phi} = 0,$$

$$3H(h_{12}\dot{\phi} + h_{22}\dot{\psi}) + \partial_t(h_{12}\dot{\phi} + h_{22}\dot{\psi}) - \frac{1}{2}\frac{\partial h_{11}}{\partial \psi}\dot{\phi}^2 - \frac{\partial h_{12}}{\partial \psi}\dot{\phi}\dot{\psi} - \frac{1}{2}\frac{\partial h_{22}}{\partial \psi}\dot{\psi}^2 + \frac{\partial W}{\partial \psi} = 0;$$
(2)

для преобразования фоновых уравнений баланса, которые рассматривались в работе [2], к следующему виду

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + \frac{\partial V}{\partial \phi} = \frac{Q_1}{\dot{\phi}}, \\ \ddot{\psi} + 3H\dot{\psi} + \frac{\partial V}{\partial \psi} = \frac{Q_2}{\dot{\psi}},$$
(3)

где

$$Q_{1} = 3Hh_{12}\dot{\psi}\dot{\phi} + \partial_{t}h_{12}\dot{\psi}\dot{\phi} - \frac{1}{2}\frac{\partial h_{11}}{\partial \phi}(\dot{\phi})^{3} - \frac{\partial h_{12}}{\partial \phi}\dot{\psi}(\dot{\phi})^{2} - \frac{1}{2}\frac{\partial h_{22}}{\partial \phi}(\dot{\psi})^{2}\dot{\phi},$$

$$Q_{2} = 3Hh_{12}\dot{\psi}\dot{\phi} + \partial_{t}h_{12}\dot{\psi}\dot{\phi} - \frac{1}{2}\frac{\partial h_{11}}{\partial \psi}\dot{\psi}(\dot{\phi})^{2} - \frac{\partial h_{12}}{\partial \psi}(\dot{\psi})^{2}\dot{\phi} - \frac{1}{2}\frac{\partial h_{22}}{\partial \psi}(\dot{\psi})^{3}.$$
(4)

Опираясь на теорию гибридной инфляции в данной работе, мы ввели особую метрику пространства целей, впервые предложенную С.В. Червоном в [3]

$$h_{AB} = \begin{pmatrix} m^2 + \gamma \psi^2 & 2\gamma \phi \psi \\ 2\gamma \phi \psi & (\gamma \phi^2 - 2M^2 \sqrt{\lambda}) + 3\lambda \psi^2 \end{pmatrix}.$$
 (5)

На основе этих данных модифицировали уравнения для перекрестного взаимодействия

$$Q_{1} = \gamma \phi \dot{\phi} \Big( 6H\psi \dot{\psi} + 3(\dot{\psi})^{2} + 2\psi \ddot{\psi} \Big),$$

$$Q_{2} = \gamma \phi \dot{\phi} \Big( 6H\psi \dot{\phi} + \frac{\psi (\dot{\phi})^{2}}{\phi} + 2\psi \ddot{\phi} \Big) - \frac{3}{2} \lambda (\dot{\psi})^{3}$$
(6)

и предположили, что  $Q_1 = Q_2$ . Данное равенство не противоречит исследованиям [1] и сводится к обыкновенному дифференциальному уравнению:

$$\gamma \phi \dot{\phi} \left[ 3(\dot{\psi})^2 + 2\psi \ddot{\psi} \right] - \gamma \psi \dot{\psi} \left[ (\dot{\phi})^2 + 2\phi \ddot{\phi} \right] + \frac{3}{2} \lambda (\dot{\psi})^3 = 0.$$
<sup>(7)</sup>

Следует отметить, что в это уравнение не входит параметр Хаббла H, а значит, такое обменное взаимодействие может иметь место в различные эпохи эволюции Вселенной. Мы нашли общий вид уравнения для случая, когда поля темного сектора меняются по степенному закону  $\phi = \xi t^m$ ,  $\psi = \mu t^s$ , где  $\xi, m, s$  – произвольные константы, t – время. Также в рамках данного исследования были получены решения для линейно меняющихся полей.

$$\psi = \alpha t, \qquad \phi - \phi_* = C_1 t^{\frac{5}{2}},$$
(8)

где  $\alpha$ , C - постоянные,  $\phi_*$  - значение поля на начальный момент времени.

Таким образом, найдены примеры решений в двухкомпонентной ККМ соответствующие обмену между темной энергией и темной материей. Установлено, что на основе эволюции первого поля, можно определить каким законом описывается другое, при условии, что данные поля взаимодействуют между собой кинетическим образом.

*E*-mail: krjukov s@mail.ru

#### Литература

1. <u>Boehmer, C. G., Maartens R.</u> et al. (2008) Dynamics of dark energy with a coupling to dark matter // arXiv:0801.1565v2.

2. Chervon S.V. (2013) Chiral cosmological models: dark sector fields description // Quantum Matter, v. 2, 71-82

3. Chervon S.V. (1997) Chiral inflationary models: exact solutions and cosmological perturbations // Problem of theoretical cosmology. Ulyanovsk, UlSU 11-12

#### ВЕРОЯТНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ В КАЧЕСТВЕ ЭЛЕМЕНТОВ КВАНТОВЫХ КОМПЬЮТЕРОВ

#### Муродов С.И.

#### Филиал МГУ им. М.В. Ломоносова в городе Душанбе, Душанбе, Таджикистан

Сегодня технология квантовых компьютеров и теория квантовой информации находится на начальном этапе развития. Ученые и работники всех компьютерных лабораторий мира преодолеваютпрепятствия, чтобы обеспечить знания, необходимые для продвижения квантовых компьютеров, которые могут стать самыми быстрыми вычислительными устройствами в мире. Однако, имеются ряд принципиальных научнотехнических проблем, которые должны быть решены на пути создания квантовых компьютеров, осуществляющих устойчивые квантовые вычисления. К таким проблемам относится декогеренция квантового вычислительного процесса. Алгоритм исправления ошибок, предложенный для преодоления декогеренции, осуществил многообещающий прогресс и на сегодняшний день наука приближается к точке, когда мы будем иметь все необходимые инструменты для создания компьютера, способного достаточно стабильно выдержать эффект декогеренции.

Как мы знаем, информация в классическом компьютере кодируется в битах. Биты, грубо говоря, являются основными элементами классического компьютера, с которыми можно выполнить арифметические операции. В соответствии с классическими битами в квантовом компьютере операции выполняются с некоторыми числами квантовых битов или кубитов. Бит реализуется в системе с двумя состояниями, принятыми условно за «0» и за «1». Кубит тоже существует в системе с двумя состояниями («0» и «1»), но в отличие от классических битов, кубит существует и в суперпозиции этих состояниях и является более выгодным для выполнения операций или хранения и передачи информации. Физической реализацией кубита может служить любая двухуровневая система (спин, фотон, атом, молекула, ион).

В настоящее время прототипы квантовых компьютеров уже существует, но пока что они состоят из нескольких чисел кубитов и неспособны выполнять надежные операции. Существующие системы, реализующие работу квантового компьютера, либо недостаточно хорошо контролируемы, либо очень подвержены влиянию внешних воздействий. Но, если смотреть с физической точки зрения, то никаких ограничений на построение квантового компьютера - нет. Необходимым является только решение возникающих технологические проблем и трудностей.

В настоящее время ведутся работы над несколькими основными вариантами физической основы (элементной базы) квантового компьютера. В этих физических системах используются, в качестве двухуровневых элементов – кубиты. Некоторыми основными вариантами физической основы квантового компьютера являются следующие:

1. Использование в качестве кубитов уровней энергии ионов или нейтральных атомов с двумя низколежащими колебательными или сверхтонкими уровнями захваченные ионными ловушками, которые создаются в вакууме определенной конфигурацией электрического поля в условиях их лазерного охлаждения до температур измеряемые в микрокельвинах.

2. Изучение и исследование определенных состояний квантованного электромагнитного поля в резонаторах и фотонных кристаллах находящиеся в электродинамических условиях.

3. Усовершенствование сверхпроводниковых структур с двумя макроскопическими квантовыми состояниями, используемые в качестве состояний кубитов. 4. Кроме того одними из наиболее естественных кандидатов в качестве квантовых двухуровневых элементов являются отдельные электронные и ядерные спины.

Существует и много других интересных предложений, которые пока не реализованы.

Создание квантового компьютера позволило бы решать многие задачи проще, быстрее и с меньшей затратой ресурсов.

E-mail: hot bods10@mail.ru

#### Литература

1. Доронин С.И. Квантовая магия. Электронный ресурс. (Способ доступа к ресурсу: <u>http://www.koob.ru/doronin si/kvant magia</u>

2. Кокин А.А. Твердотельные квантовые компьютеры на ядерных спинах.М.: ИКИ. 2004.

3. Валиев К.А. Кокин А.А. Квантовые компьютеры: надежды и реальность. Ижевск: РХД. 2001.

4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоритическая физика (в 10 томах). Том 3. М. 2004.

5. <u>www.ufn.ru/</u> (Журнал "Успехи физических наук").

6. <u>www.compress.ru/(Журнал "КомпьютерПресс"</u>).

#### РАСЧЁТ УГЛА ОТКЛОНЕНИЯ ЛУЧА СВЕТА МАССИВНЫМ ТЕЛОМ В ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ УЧИТЫВАЮЩЕЙ КВАНТОВЫЕ ПОПРАВКИ

#### Николаев А.В.

#### Ульяновский государственный педагогический университет имени И.Н.Ульянова, Ульяновск, Россия

В теоретической физике особый интерес представляют собой задачи, позволяющие получить результат, который можно сопоставить с экспериментальными данными. Одной из таких задач, является расчёт угла отклонения массивным телом в заданной теории гравитации, которая позволяет сопоставить теоретические расчёты с данными линзирования и тем самым проверить справедливость выбранной теории гравитации. Таким образом была произведена проверка ОТО, путём измерения угла отклонения луча света солнцем. Но классическая ОТО не может дать объяснения данным линзирования на галактиках без привлечения холодной тёмной материи (CDM), поэтому существует возможность для различных модификаций теории гравитации. Одним из таких направлений является теория гравитации, в которой учитывают квантовые поправки. Возможное применение к космологическим задачам этой теории описано в работе [5]. В рамках теории гравитации с квантовыми поправками была показана её состоятельность в случае расчёта кривых скоростей вращения галактик [3]. В данной работе производится расчёт угла отклонения света массивным телом в рамках выше обозначенной теории.

При построении квантовой теории гравитации используют, так называемое эффективное действие - аналог классического действия, включающий в себя вклад квантовой материи или квантования соответствующего гравитационного поля [2]. Используя его на космологических масштабах [4], предполагая, что гравитация на низких энергиях не должна иметь других степеней свободы кроме одной метрической. Таким образом, квантовые поправки могут быть получены в форме степенных рядов производных от метрики. В соответствии с рассуждениями, приведёнными в [5] плотность

энергии вакуума  $\rho_{\Lambda} = \frac{\Lambda}{8\pi G}$  и константа Ньютона удовлетворяют уравнениям

$$\rho_{\Lambda} = C_0 + \frac{3\nu}{4\pi} M_P^2 \mu^2, \quad \nu = \frac{\sigma}{12\pi} \frac{M^2}{M_P^2} (\rho + \rho_{\Lambda}) dG + G d\rho_{\Lambda} = 0$$

$$\rho + \rho_{\Lambda} = \frac{3H^2}{8\pi G}$$

где  $\rho$  - плотность энергии материи,  $\mu = H$ , а  $\nu$  и M некоторые неопределённые параметры, зависящие от неизвестных квантовых поправок. Решение записывается в виде [6]

$$G(H;\nu) = \frac{G_0}{1 + \nu \ln \frac{H^2}{{H_0}^2}}$$

где  $G(H_0) = G_0 = \frac{1}{M_p^2}$  - начальное значение G. Заменим  $H = \frac{k}{r}$  и  $H_0 = \frac{k}{r_0}$  где k кон-

станта r - радиальное расстояние в ренормлизованной метрике, а  $r_0$  - соответствует длине видимой части галактики [4], тогда уравнение принимает вид

$$G(H;\nu) = \frac{G_0}{1 + \nu \ln \frac{r_0^2}{r^2}}$$

Воспользуемся известной формулой для расчёта угла отклонения света массивным телом, в пределе слабого гравитационного поля [1]

$$\alpha = \frac{2}{c^2} \int \Phi_{,y}$$

где Ф – потенциал слабого гравитационного поля, учитывающий квантовые поправки

$$\Phi = -G_0 \frac{M}{r} + \nu (1 - 2G_0 \frac{M}{r}) \ln \frac{r}{r_0}$$

Выполнив интегрирование, мы впервые получаем новое выражение для угла отклонения света массивным телом в альтернативной теории гравитации учитывающей квантовые поправки

$$\alpha = \frac{4G_0M}{c^2b} + \frac{2\pi v}{c^2} - \frac{8G_0Mv}{c^2b} - \frac{8vG_0M}{c^2b}(\ln\frac{b}{2r_0} + 1)$$

В рамках рассматриваемой модифицированной теории гравитации было получено выражение для угла отклонения массивным телом на достаточно больших расстояниях от гравитирующего тела, позволяющих применять приближение слабого гравитационного поля. Величина поправки к стандартному выражению полученному в ОТО, достаточно мала, чтобы не противоречить результатам линзирования для звёзд (например солнца), но возможно, она достаточна для того чтобы объяснить гравитационное линзирование на галактике без привлечения CDM.

Выражаю благодарность проф. И.Л. Шапиро за постановку задачи и проф. С.В. Червону за консультации.

E-mail: *ilc@xhns.org* 

#### Литература

- 1. Лукаш В.Н., Михеева Е.В. Физическая космология. М., 2010.
- 2. Birell N.D. Davies P.C.W. Quantum Fields in Curved Space. Cambrigdge, 1982.
- 3. Rodrigues D.C. Letelier P.S. Shapiro I. L. Galaxy rotation curves from general relativity with renormalization group corrections // JHEP,04, 2010.
- 4. Shapiro I.L. Sola J.S. Scaling behavior of the cosmological constant: Interface between quantum field theory and cosmology // JHEP, 0202, 2002.
- 5. Shapiro I.L. Sola J.S. Stefancic H. Running G and Lambda at low energies from physics at MX:possible cosmological and astrophysical implications // JHEP, 04, 2005.
- 6. Sola J.S., Dark energy: a quantum fossil from the inflationary Universe? // J. Phys., 41, 2008.

#### НЕЛИНЕЙНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ЛИНЕЙНОГО МАЯТНИКА

Новицкая Н.С.

Приднестровский государственный университет им.Т.Г. Шевченко, Молдова, Тирасполь

Простой пружинный маятник состоит из грузика массой т, прикрепленного к свободному концу невесомой пружинки с коэффициентом упругости k, второй конец которой закреплен в точке О к неподвижной стенке (рис.1). В положении равновесия пружинка не деформирована. При небольшом смещении \*

Рис.1. Пружинный маятник.

 $\vec{F} = -k\vec{x}$ , пропорциональная величине смещения и направленная в сторону, противоположную смещению. Под действием этой силы маятник, предоставленный самому себе, начинает совершать линейные, гармонические колебания вдоль оси *Qx*. В этом смысле их можно назвать продольными колебаниями. Интерес представляет возможность получения существенно нелинейных колебаний в нулевом приближении, когда отсутствует линейный предел. Оказывается, такая ситуация возможна в теории поперечных колебаний пружинного маятника. На рис.2 а представлен



Рис.2. Пружинный маятник в режиме поперечных колебаний а) в состоянии равновесия и б) при пермещении из положения равновесия.

тот же маятник, что и на рис.1, однако грузик перемещается только в направлении оси ж, перпендикулярной оси недеформированной пружинки. В положении равновесия пружинка не деформирована, имеет длину l<sub>0</sub> и характеризуется постоянным коэффициентом упругости k (рис.2a). При смещении грузика на величину 🗶 относительно положения равновесия пружинка удлиняется на величину 21, равную  $\Delta l = (l_0^2 + x^2)^{1/2} - l_0$ . В ней возникает сила упругости  $F = k\Delta l = k((l_0^2 + x^2)^{1/2} - l_0),$ направленная вдоль пружинки и действующая на грузик (рис.2б). Силой, возвращающей грузик в положение равновесия, является проекция силы упру-

грузика из положения равновесия вдоль оси Øx в системе возникает возвращающая сила

гости F на ось  $x:F_x = Fx/(l_0^2 + x^2)^{1/2} = kx(1 - l_0/(l_0^2 + x^2)^{1/2})$ . Полагая смещение x грузика из положения равновесия малым ( $x \ll l_0$ ), можно разложить выражение для  $F_x$  в ряд по степеням 🗶 с точностью до второго слагаемого, в результате чего получаем

$$F_x = kx^2 / (2l_0^2). \tag{1}$$

Эта сила пропорциональна кубу смещения из положения равновесия и также направлена в сторону, противоположную смещению. Нелинейность в этом случае не связана с отклонением от линейного есть тем, что направление движения грузика перпендикулярно направлению оси пружинки, находящейся в положении равновесия (рис.2*a*). Поэтому полученная нелинейность может быть названа геометрической нелинейностью. Если наложить дополнительную связь, потребовав, например, чтобы грузик двигался по заданной заранее траектории, то можно получить еще более сильную нелинейность, которая также обусловлена геометрией задачи.

Уравнение Ньютона в этом случае имеет вид

$$m \cdot d^2 x / dt^2 + k x^3 / (2l_0^2) = 0.$$
<sup>(2)</sup>

Первый интеграл этого уравнения выражается формулой:

$$\frac{1}{2}m(dx/dt)^2 + \frac{1}{8}kx^4/(4l_0^2) = \frac{1}{2}mv_0^2 + \frac{1}{8}kx_0^4/(l_0^2),$$
(3)

где **x**<sub>0</sub> **w v**<sub>0</sub> - начальное смещение из положения равновесия и начальная скорость соответственно. Потенциальная энергия упруго деформированной пружинки теперь оказывается равной

$$II = k x_0^4 / (8 l_0^2) \,. \tag{4}$$

Максимальная скорость  $v_m$  и максимальное смещение  $x_m$  грузика из положения равновесия зависят от начального смещения  $x_0$  и начальной скорости  $v_0$ .

$$v_m = (v_0^2 + \omega_0^2 x_0^4 / (4l_0^2))^{1/2}, \quad x_m = (x_0^4 + 4l_0^2 v_0^2 / \omega_0^2)^{1/4}.$$
 (5)

Таким образом,  $v_m u x_m$  определяются значениями  $v_0 u x_0$ , а также параметрами  $\omega_0 u l_0$ , причем между  $v_m u x_m$  существует нелинейная связь:  $v_m = \omega_0 x_m^2/(2l_0)$ . Видно, что  $v_m u x_m$  растут с ростом начальной скорости и начального смещения, причем эти зависимости являются нелинейными.

Решение уравнения (3) при условии, что № = 0, х = 0 представляется в виде

$$x = x_0 \cdot cn(\sqrt{2\tau}), \ \tau = t/\tau_0, \ \tau_0 = 2l_0/\omega_0 x_0, \tag{6}$$

где *сих* —эллиптический косинус с модулем  $p = \sqrt{2}/2$ . При этом скорость движения грузика определяется формулой

$$e = -\sqrt{2}x_0/\tau_0 \operatorname{sn}(\sqrt{2}\tau) \operatorname{dn}(\sqrt{2}\tau), \tag{7}$$

где *то* и dn $\varphi$  – эллиптические функции Якоби с модулем  $p = \sqrt{2/2}$  Отсюда видно, что маятник совершает периодические колебания с периодом *T*, равным

$$T = 4\sqrt{2}l_0 K(p) / (\omega_0 x_0), \tag{8}$$

где K(p) – полный эллиптический интеграл первого рода с модулем  $p = \sqrt{2}/2$ . Период колебаний определяется не только частотой  $\omega_0$ , но также и начальным смещением  $x_0$  грузика и длиной  $l_0$  недеформированной пружинки. Если сравнить период поперечных колебаний T с периодом продольных линейных колебаний  $2\pi/\omega_0$ , то получаем  $T\omega_0/2\pi = 2\sqrt{2}l_0K(p)/(\pi x_0)$ . Полагая  $l_0/x_0 \approx 10$ , получаем  $T\omega_0/2\pi \cong 20$ .

Таким образом, линейный пружинный маятник может совершать нелинейные колебания благодаря геометрической нелинейности. При этом период и амплитуда колебаний существенно зависят от начального смещения и начальной скорости грузика. Полученные результаты свидетельствуют о том, что предельный переход к линейным колебаниям отсутствует. При любых начальных условиях колебания остаются нелинейными.

E-mail: natali\_novickaya@mail.ru

#### ОГРАНИЧЕНИЯ НА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ДИПОЛЬНЫЕ МОМЕНТЫ СТЕРИЛЬНЫХ НЕЙТРИНО ИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА MINIBOONE

#### Радионов А.А.

#### МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Мотивацией к выполненной работе послужили результаты эксперименты ISTRA+ [2], ограничивающие модель [4,5], в которой была предпринята попытка объяснить значительное превышение зафиксированных событий над предсказываемым фоном в детекторе MiniBooNE [1] с помощью одного стерильного нейтрино, смешанного с активными нейтрино и распадающегося на активные нейтрино с излучением фотона.

В настоящем исследовании обобщается модель [3], содержащая одно стерильное нейтрино на случай наиболее общего электромагнитного дипольного взаимодействия между активными и стерильным нейтрино без смешивания с активными нейтрино, учитывая



возможное нарушение СР-симметрии. Для значений масс стерильных нейтрино *m<sub>s</sub>* мень-

ших 300 МэВ было получено, что область разрешенных значений  $\sqrt{|\mu_{\mu4}|^2 + |d_{\mu4}|^2}$  сужается по сравнению с вычисленным ранее [3] ограничением из эксперимента NOMAD, полученным для модели только с магнитным переходным моментом.

Также рассмотрено обобщение на модель [6], включающую два стерильных нейтрино. Это позволяет на доверительном уровне 95% отвергнуть сценарий, рассмотренный в работе [6], как основной источник превышения событий в эксперименте MiniBooNE.

E-mail: radionov@physics.msu.ru

#### Литература

- 1. A.A.Aguilar-Arevalo. A Combined  $v_{\mu} \rightarrow v_{e}$  and  $\overline{v}_{\mu} \rightarrow \overline{v}_{e}$  Oscillation Analysis of the Mini-BooNE Excesses // arXiv:1207.4809 [hep-ex].
- 2. V.A.Duk. Search for Heavy Neutrino in  $\overline{K} \to \mu^- \nu_h (\nu_h \to \nu\gamma)$  Decay at ISTRA+ Setup // Phys.Lett. B710 (2012) 307-317.
- 3. S.N.Gninenko. Limits on the magnetic moment of sterile neutrino and two photon neutrino decay // Phys.Lett. B450 (1999) 165-172 Phys.Lett. B450 (1999) 165-172.
- 4. S.N.Gninenko. A resolution of puzzles from the LSND, KARMEN, and MiniBooNE experiment // Phys.Rev. D83 (2011) 015015.
- S.N.Gninenko. New limits on radiative sterile neutrino decays from a search for single photons in neutrino interactions // Phys.Lett. B710 (2012) 86-90.
- 6. M.Masip. Heavy neutrino decays at MiniBooNE // JHEP 1301 (2013) 106.

#### ТОЧНОЕ АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЗАРЯДА ПО ПОВЕРХНОСТИ ПРОВОДНИКА<sup>\*</sup>

#### Русакова Н.Е., Самухина Ю.В.

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

В данной работе приведено одно из полученных нами точных аналитических решений расчета поверхностной плотности заряда по поверхности жесткого проводящего тела. Ранее подобные решения были получены только для эллипсоида и его вырожденных форм.

Хорошо известно, что электростатическому уравнению Лапласа удовлетворяют сферические функции вида  $\sum_{n=0} \frac{P_n(\cos \theta)}{r^{n+1}}$  и любая линейная комбинация этих функций, здесь  $P_n(\cos \theta)$  — полиномы Лежандра порядка п,  $\theta$  — азимутальный угол в сферической системе координат [1-3].

Рассмотрим заряженное тело, форма поверхности которого задается формулой  $r = a_0 \pm a_1 P_1(\cos \theta)$  (1)

Потенциал заряженного тела несимметричной сфероидальной формы (1) описывается формулой

<sup>\*</sup> Доклад признан одним из лучших в подсекции

$$\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \left( \frac{a_0}{r} \pm \frac{a_1}{r^2} P_1(\mathbf{v}) \right) = \varphi, \qquad (2)$$

где  $a_1$  и  $a_0$  — коэффициенты при полиномах Лежандра, параметр  $a_0$  имеет размерность Кл, параметр  $a_1$  имеет размерность Кл·м,  $v = \cos \theta$ .

Введем безразмерный параметр  $x = r/r_0$ , где r — расстояние от начала координат до данной точки,  $r_0$  — нормировочный параметр. Тогда можно записать уравнение для безразмерного потенциала в виде

$$\Psi x^2 - x \mp k P_1(\mathbf{v}) = 0, \quad (3)$$

где  $\Psi$  — безразмерный потенциал, нормированный на потенциал проводящей сферы радиуса  $r_0 \ \varphi_0 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r_0}, \ k = a_1/(a_0 r_0^2).$ 

При выборе знаков «+» и «-» в уравнении (3) получаются две идентичные фигуры, рассмотрим случай со знаком «-». Уравнение поверхности имеет вид

$$x = \frac{1 + \sqrt{1 + 4\Psi k \cos\theta}}{2\Psi} \tag{4}$$

с ограничением на параметры  $1 + 4\Psi k P_1(v) \ge 0$ .

Точный расчет для распределения заряда по поверхности данной фигуры дает следующую функцию безразмерной поверхностной плотности заряда, нормированной на поверхностную плотность заряда тела сферической формы с заданным зарядом и радиусом  $r_0$ 

$$\overline{\sigma} = \sqrt{\frac{64\Psi^6 k^2 \sin^2 \theta}{\left(1 + \sqrt{1 + 4\Psi k \cos \theta}\right)^6}} + \left(\frac{16\Psi^3 k \cos \theta}{\left(1 + \sqrt{1 + 4\Psi k \cos \theta}\right)^3} + \frac{4\Psi^2}{\left(1 + \sqrt{1 + 4\Psi k \cos \theta}\right)^2}\right)^2 (5)$$



Puc 1  $x(\theta) \sin\theta$ 1.0 0.5 0.5  $x(\theta) \cos\theta$ -0.5  $x(\theta) \cos\theta$  На рис. 1 приведена зависимость нормированной поверхностной плотности заряда в зависимости от угла  $\theta$ .

На рис. 2 и 3 приведены форма поверхности и распределение заряда по поверхности фигуры при значениях параметров  $\Psi = 1$  и k = 0,25. Эти значения параметров являются критическими, при превышении данных значений полученная поверхность будет разрывной.

Таким образом, найдена точная формула (5), описывающая распределение заряда по по-



Рис. 2

Рис. 3
верхности тела несимметричной сфероидальной формы (1). При этом существует ограничение на параметры  $\Psi$  и *k*:  $|\Psi k| \le 1/4$ 

E-mail: rusakova@physics.msu.ru

#### Литература

- 1. Hendricks C.D., Schneider J.M. Stability of Conducting Droplet under the Influence of Surface Tension and Electrostatic Forces // Amer.Phys.-1963.-V.1,N.6.-P.450-453
- Русакова Н.Е., Самухина Ю.В. Метастабильное состояние равновесия заряженной проводящей капли // Материалы XIX Международная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов», секция «Физика» — <u>http://lomonosov-msu.ru/archive/Lomonosov</u> 2012/1878/3930\_18dc.doc
- Поляков П.А, Русакова Н.Е., Самухина Ю.В. Электростатическая задача о возмущении капли проводящей жидкости. // Сборник трудов XX Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы» стр.324-325

## СПИНОВЫЕ И СПИН-ОРБИТАЛЬНЫЕ ЭФФЕКТЫ В РАСПРОСТРАНЕНИИ ВИСТЛЕРОВ В КВАНТОВОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

#### Труханова М.И.

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



На протяжении долгих лет интерес к изучению электромагнитных волн, распространяющихся параллельно внешнему магнитному полю, будучи циркулярно поляризов плоскости, перванными пендикулярной к направлению распространения, так и не угас. Подобные волновые процессы могут происходить в силовом магнитном поле Земли, в намагниченной плазме, а так же в пучково – плазменной системе.

В данной работе нами были рассмотрены спиновые и

спин-орбитальные эффекты в линейном и нелинейном приближениях. Замкнутая система континуальных уравнений магнитной гидродинамики, полученная из многочастичного уравнения Шредингера, с учётом спин-орбитальных добавок, имеет вид

$$\partial_{t} n_{e} + \partial^{\alpha} (j^{\alpha}{}_{e}) = 0,$$

$$mn(\vec{r},t)(\partial_{t} + \upsilon_{e}{}^{\beta}\partial^{\beta})\upsilon_{e}{}^{\alpha} + \frac{1}{n_{e}m_{e}} = F_{L}{}^{\alpha} + \frac{2\mu}{m_{e}\hbar}s^{\beta}\nabla^{\alpha}B^{\beta} + F^{\alpha}{}_{s-o},$$

$$\partial_{t}s^{\alpha} + \partial_{\beta}\mathfrak{I}_{M}^{\alpha\beta}(\vec{r},t) = \frac{2\mu}{\hbar}\varepsilon^{\alpha\beta\gamma}s^{\beta}B^{\gamma} + \frac{2\mu}{c\hbar}\varepsilon^{\alpha\beta\gamma}\varepsilon^{\beta\mu\nu}E^{\mu}.$$

Замкнутая уравнениями Максвелла система уравнений гидродинамики приводит к следующему спектру волн

$$n_R^2 \left(1 + \frac{\omega_S}{\omega \pm \omega_g}\right) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega \pm \omega_c)} - \frac{2\omega_S}{g(\omega \pm \omega_c)}$$

Здесь  $\omega_s = n^2 \omega_p^2 \hbar / 8c^2 m_e$  - спин-модифицированная частота, возникающая в следствие учёта тока намагниченности,  $\omega_p^2 = 4\pi e^2 n_0 / m_e$  - электронная частота и  $\omega_c = eB_0 / m_e c$  - циклотронная частота соответственно.

Последнее слагаемое в правой части дисперсионной зависимости представляет собой спин-релятивистский эффект, проявляющийся на достаточно значительных величинах магнитных полей  $4.4138 \times 10^{13} G$  и плотной плазме  $10^{32} m^{-3}$ . Графически отклонение в частотах волн для случая спин-зависимой и спин-орбитальной мод выглядит следующим образом рис. 1.

Развитие нелинейной теории циркулярно-поляризованных волн привело к уравнению для векторного потенциала магнитного поля в спин-намагниченной плазме, учитывающее вклад как плосности энергии намагниченности, так и квантового потенциала Бома или дополнительного квантового давления, возникающего исключительно в квантовой гидродинамики

$$i\operatorname{sgn}(k)\frac{\partial A_k}{\partial t} + i\beta_k\operatorname{sgn}(k)\frac{\partial A_k}{\partial x} = \gamma_k \frac{\partial^2 A_k}{\partial t^2} + \sum_l \eta_{kl} |A_l|^2 A_k.$$

Дальнейшие исследования спиновых и спин-орбитальных эффектов в намагниченной квантовой плазме поможет исследовать как можно шире механизмы волновых процессов, а так же расширить аппарат квантовой гидродинамики. *E*-mail: mar-tiv@vandex.ru

#### Литература

1. Russell, C. T.; Zhang, T. L.; Delva, M.; Magnes, W.; Strange-way, R. J.; Wei, H. Y., Nature 450 Issue 7170 (2007) 661

2. Helliwell, A., Whistlers and Related Ionospheric Phenomena (Standford University Press, Standford, CA. 1965)

3. Scholer, M., and Burgess, D., Phys. Plasmas 14 (2007) 072103

4. Dastgeer Shaikh, arXiv:0803.3265 5. A. P. Misra, G. Brodin, M. Marklund, P. K. Shukla, Phys. Plasmas 17 (2010) 122306

6. T.F. Bell and O. Buneman, Physical Review 133 (1964) A1300

7. R.F. Lutomirski and R.N. Sudan, Physical Review 147 (1966) 156

8. A. P. Misra, G. Brodin, M. Marklund, P. K. Shukla, Phys. Plasmas 76 (2010) 857

- 9. Salvatore De Martino, Mariarosaria Falanga, Stephan I. Tzenov, Phys. Plasmas 12 (2005) 072308
- 10. A. P. Misra, G. Brodin, M. Marklund, P. K. Shukla, Physical Review E 82 (2010) 056406

11. S. Grap, V. Meden, S. Andergassen, Phys. Rev. B 86 (2012) 035143

12. Felipe A. Asenjo, arXiv:1010.0058

## ФИЗИКА МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ

Председатель: проф. Зубов Виктор Евгеньевич проф. Шалыгина Елена Евгеньевна



## РАЗРАБОТКА МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ МАГНИТНЫХ ХОЛОДИЛЬНИКОВ

Балбихина О.В., Карпенков А.Ю.

Тверской государственный университет, физико-технический факультет Тверь, Россия

Технология магнитного охлаждения является перспективным методом охлаждения при температурах вблизи комнатных [1-2]. Данная технология имеет высокий потенциал энергоэффективности и использует в качестве халадагентов твердые магнитные материалы вещества с низкой токсичностью [2]. Магнитное охлаждение основывается на магнитокалорическом эффекте (МКЭ), который определяется как изменение температуры, наблюдаемое в большинстве магнитных материалах при изменении внешнего магнитного поля.

Эффективность работы магнитного рефрижератора (МР) зависит от различных конструкционных решений: объем рабочего тела, конфигурация источника магнитного поля, качественная конструкция рабочей области рефрижератора [3]. Результат решения данных конструкционных задач и определяет основные характеристики МР: температурный диапазон охлаждения, мощность охлаждения и холодильный коэффициент.

Магнитная система – это ключевой компонент магнитного холодильника (МХ). Магнитные системы, собранные из постоянных магнитов, являются более подходящими для использования в МХ. Это обуславливается тем, что они не требуют энергии для того чтобы сгенерировать магнитное поле и к тому же они имеют относительно небольшие геометрические размеры, что позволяет создавать компактные МР [4]. В идеале, магниты в системе должны располагаться так, чтобы создавать максимально возможное поле в как можно большем зазоре, при этом должно использоваться минимум магнитного материала.



Рис. 1. Конфигурация создаваемого системой магнитного поля: a) без рабочего тела; б) с рабочим телом; в) конструкция и линейные размеры магнитной системы.



Рис. 2. Полевые зависимости индукции для материалов используемых при моделировании.

По причине того, что МКЭ лучших в настоящее время магнитокалорических материалов не превышает 4 К в магнитном поле 1 Тл [1-2], магнитное охлаждающее устройство должно использовать регенеративный или каскадные процессы (циклы).

В связи с вышесказанным в работе была разработанная и промоделирована магнитная система для использования в МХ, работающих по каскадному циклу охлаждения.

Для моделирования различных конфигураций магнитных систем, а так же для численной оценки величины создаваемых ими полей использовалась компьютерная программа

### ELCUT 5.10.

Принцип каскадного рабочего цикла заключается в том, что каждый элемент рабочего тела непосредственно является тепловым насосом для соседнего элемента. Таким образом, магнитная система для МХ, работающего по каскадному циклу, должна состоять из нескольких, по количеству рабочих тел, однотипных магнитных систем.

Конструкция и линейные размеры элемента разработанной магнитной системы представлены на рисунке 1в. Основа конструкции – это два сектора, собранных из специальным образом сориентированных магнитов.

При моделировании магнитных систем использовались характеристики реальных материалов (рис. 2). Результаты моделирования магнитной системы при использовании рабочего тела и без него приведены на рисунке 1б и 1а, соответственно.

К преимуществам данной системы можно отнести следующие позиции: a) высокая однородность и четкое разграничение областей с низким и высоким значениями индукции создаваемого магнитного поля; б) непрерывное вращение магнитокалорического материала, что позволяет добиться высокой частоты работы магнитного холодильника; в) непрерывное использование областей с высоким значением магнитного поля.

В ходе выполнения исследований была разработана и численно промоделирована конструкция магнитной системы для использования в компактных магнитных рефрижераторах, работающих по каскадному циклу. В результате численного моделирования установлено, что максимальное значение индукции магнитного поля, создаваемого в зазоре магнитной системы  $B_{макc} = 1,4$  Тл.

Работа выполнена при поддержке стипендии Президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам на 2012-2014 годы.

E-mail: balbihina\_oksana@mail.ru

#### Литература

1. Андреенко А.С., Белов К.П., Никитин С.А., Тишин А.М. Магнитокалорический эффект в редкоземельных магнетиках // УФН. 1989. Т.158. С.553–579.

2. Tishin A.M., Spichkin Y.I. The magnetocaloric effect and its applications // Philadelphia: Institute of Physics Publishing, Bristol. 2003. 475 P.

3. Yu B., Liu M., Egolf P.W., Kitanovski A. A review of magnetic refrigerator and heat pump prototypes built before the year // International Journal of Refrigeration. 2010. V.33. P.1029-1060.

4. R. Bjørk, C.R.H. Bahl, A. Smith, N. Pryds // Review and comparison of magnet designs for magnetic refrigeration. International Journal of Refrigeration. 2010. V.33. P.437-448.

## МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ФЕРРОБОРАТА Nd<sub>0.95</sub>Dy<sub>0.05</sub>Fe<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub> И ВЛИЯНИЕ НА НИХ МАЛОГО ЗАМЕЩЕНИЯ В РЕДКОЗЕМЕЛЬНОЙ ПОДСИСТЕМЕ

#### Бегунов А.И.

## Брянский государственный технический университет, факультет энергетики и электроники, Брянск, Россия

В последнее время интерес к тригональным редкоземельным ферроборатам RFe<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub> усиливается из-за наличия у них мультиферроэлектрических свойств [1]. Принадлежность ферроборатов замещенных составов R<sub>1-x</sub>R'<sub>x</sub>Fe<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub> к классу мультиферроиков в настоящее время устанавливается и в случае наличия в них конкурирующих R–Fe и R'–Fe обменных взаимодействий возможно появление эффектов, обусловленных конкуренцией вкладов, например, реализация спонтанных переориентационных переходов между легкоосным и легкоплоскостным состояниями. Удобными редкоземельными ионами для получения и исследования замещенного ферробората с конкурирующими обменными взаимодействиями являются ионы Nd<sup>3+</sup> и Dy<sup>3+</sup>. При  $T < T_N \approx 31$  K в NdFe<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub> магнитные моменты Nd и Fe подсистем лежат в базисной плоскости *ab*, а DyFe<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub> при  $T < T_N \approx 39$  K имеет ориентацию магнитных моментов Dy и Fe вдоль тригональной оси *c* [1,2]. В результате конкуренции разных вкладов от Nd, Dy и Fe подсистем в магнитную анизотропию Nd<sub>1-x</sub>Dy<sub>x</sub>Fe<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub> (*x* = 0.15, 0.25) возникают спонтанные и индуцированные спин-переориентационные переходы от *c*оси к *ab*-плоскости [3,4].

В данной работе проведено теоретическое исследование низкотемпературных магнитных свойств нового слабозамещенного ферробората Nd<sub>0.95</sub>Dy<sub>0.05</sub>Fe<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub>. Измере- $Nd_{0.95}Dy_{0.05}Fe_{3}(BO_{3})_{4}$ характеристик были выполнены ния магнитных при T = 2-300 К и магнитных полях до 9 Тл в работе [5]. Расчеты проведены на основе теоретического подхода, который был успешно применен для описания магнитных свойств RFe<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub> и Nd<sub>1-x</sub>Dy<sub>x</sub>Fe<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub> (см., например, [2, 4]). Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными позволило определить набор актуальных параметров Nd<sub>0.95</sub>Dy<sub>0.05</sub>Fe<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub>: при низких температурах внутрицепочечное Fe-Fe обменное поле  $B_{dd1} \approx 62$  Тл, поле f-d взаимодействия  $B_{fd}$ (Nd-Fe)  $\approx 8.32$  Тл и  $B_{fd}$ (Dy-Fe)  $\approx$ 2.84 Тл, межцепочечное обменное Fe-Fe поле  $B_{dd2} \approx 32.5$  Тл.

При B > 1.5 Тл магнитная подсистема NdFe<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub> проявляет легкоплоскостные свойства [2]. Поскольку в исследуемом Nd<sub>0.95</sub>Dy<sub>0.05</sub>Fe<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub> доля замещения ионов  $Nd^{3+}$  ионами  $Dy^{3+}$  довольно мала (x = 0.05), было предположено, что при B > 1.5 Тл его магнитная подсистема также является легкоплоскостной. Это предположение позволило получить хорошее согласие теоретических и экспериментальных кривых намагничивания  $M_{c,\perp c}(B)$  при B > 1.5 Тл и T = 2 К, а также во всем диапазоне полей при T = 10-40 К. Однако, предположение легкоплоскостного (или легкоосного) состояния  $Nd_{0.95}Dy_{0.05}Fe_3(BO_3)_4$  и в малых полях (при B < 1.5 Тл) не позволили описать низкополевые нелинейные участки экспериментальных кривых  $M_{c,\perp c}(B)$  для T = 2 K и низкотемпературные участки кривых восприимчивости  $\chi_{c,\perp c}(T)$ . Ранее, для объяснения ступенчатых аномалий на экспериментальных кривых  $M_c(B)$  и восприимчивости  $\chi_c(T)$  Nd<sub>1</sub>.  $_{x}$ Dy<sub>x</sub>Fe<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub> (x = 0.15, 0.25) [4], было сделано предположение о возможном наличие низкотемпературного магнитного состояния, при котором реализуется слабонеколлинеарная антиферромагнитная фаза с отклоненными на некоторый угол от оси с магнитными моментами железа. Расчеты показали, что в исследуемом Nd<sub>0.95</sub>Dy<sub>0.05</sub>Fe<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub> слабонеколлинеарная магнитная фаза может быть реализована уже при B = 0, при этом угол отклонения магнитных моментов Fe от оси *c* при T = 2 K равен 77°. Причиной реализации такого возможного состояния является конкуренция вкладов от Nd, Dy и Fe подсистем в полную магнитную анизотропию Nd<sub>0.95</sub>Dy<sub>0.05</sub>Fe<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub>. Подсистема Dy стабилизирует легкоосное состояние, а подсистемы Nd и Fe – легкоплоскостное, в результате, при определенных значениях *B* и *T*, становится возможной реализация магнитной фазы с отклоненными от тригональной оси *с* магнитными моментами Fe. Предложенный вариант процессов намагничивания Nd<sub>0.95</sub>Dy<sub>0.05</sub>Fe<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub> позволил получить хорошее совпадение теории и эксперимента для всей совокупности измеренных характеристик. Из рис. 1 видно, что теоретические кривые  $\chi_{c,\perp c}(T)$  хорошо описывают эксперимент во всем температурном диапазоне, в том числе и яркую аномалию на экспериментальной кривой  $\chi_c(T)$  вблизи 4.3 K.



Рис. 1. Температурные зависимости начальной магнитной восприимчивости  $\chi_{c,\perp c}(T)$ . На вставке – низкотемпературная область кривых  $\chi_{c,\perp c}(T)$  и экспериментальных  $\chi_{c,b}^{NdFe}(T)$  NdFe<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub>.

Показано, что малое замещение ионов Nd<sup>3+</sup> ионами Dy<sup>3+</sup> почти не сказывается на характере процессов намагничивания в базисной плоскости ab – кривые восприимчивостей  $\chi_{\perp c}(T)$  Nd<sub>0.95</sub>Dy<sub>0.05</sub>Fe<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub> и  $\chi_b^{\text{NdFe}}(T)$  NdFe<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub> практически совпадают (см. вставку на рис. 1). В тоже время оно приводит к кардинальному изменению кривой  $\chi_c(T)$  Nd<sub>0.95</sub>Dy<sub>0.05</sub>Fe<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub> – вблизи температуры T = 4.3 К появляется яркая аномалия, связанная со спин-переориентационным переходом в Fe-подсистеме от начальной во флоп-фазу, отсутствующая на кривой  $\chi_c^{\text{NdFe}}(T)$  для NdFe<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub>.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ № 12-02-31007 мол\_а. *E-mail: begun1412@yandex.ru* 

#### Литература

1. Кадомцева А.М. и др. Магнитоэлектрические и магнитоупругие свойства редкоземельных ферроборатов // ФНТ. 2010, Т. 36. № 6. С. 640-653.

2. <u>Волков Д.В., Демидов А.А., Колмакова Н.П.</u> Магнитные свойства легкоплоскостного тригонального антиферромагнетика NdFe<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub> // ЖЭТФ. 2007, Т. 131, С. 1030-1039.

3. Попов Ю.Ф. и др. Обнаружение спонтанной спиновой переориентации в ферроборатах Nd<sub>1-x</sub>Dy<sub>x</sub>Fe<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub> с конкурирующим R-Fe обменом // Письма в ЖЭТФ. 2009, Т. 89. № 7. С. 405-411.

4. Демидов А.А., Гудим И.А., Еремин Е.В. Магнитные фазовые переходы в ферроборатах Nd<sub>1-x</sub>Dy<sub>x</sub>Fe<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub>// ЖЭТФ. 2012, Т. 141, № 2. С. 294-309.

5. Бегунов А.И., Демидов А.А., Гудим И.А., Еремин Е.В. Магнитные свойства ферробората Nd<sub>0.95</sub>Dy<sub>0.05</sub>Fe<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub> с малым замещением в редкоземельной подсистеме // Статья направлена в ЖЭТФ.

## ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА РЕОЛОГИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ СО СПОНТАННО НАМАГНИЧЕННЫМИ АГРЕГАТАМИ

## Белых С.С.

## ФГАОУ ВПО Северо-Кавказский федеральный университет, Институт естественных наук, г. Ставрополь, Россия

В настоящее время актуальными являются исследования направленные на создание материалов с управляемыми реологическими характеристиками. Такого рода материалы находят широкое применение в демпфирующих устройствах. Новые возможности в создании таких сред открываются благодаря применению магнитных жидкостей. Магнитные жидкости (магнитные наноколлоиды) представляют собой высокодисперсный коллоид ферро- или ферримагнитных наночастиц в немагнитной жидкой среде. Многочисленные исследования вязкости магнитных жидкостей выявили ее незначительную зависимость от воздействия внешних полей, что не позволяет эффективно управлять реологическими свойствами таких жидкостей.

Проведенные нами исследования показали, что на основе магнитных жидкостей возможно создание магнитного наноколлоида с развитой системой спонтанно намагниченных микроагрегатов (рис. 1). Воздействие внешнего магнитного поля на данную среду приводит к упорядочению агрегатов, что влияет на макроскопические свойства среды. Были проведены исследования макроскопических реологических свойств магнитного наноколлоида со спонтанно намагниченными агрегатами при воздействии на него внешнего магнитного поля.

Для исследования реологических характеристик магнитной жидкости со спонтанно намагниченными агрегатами была создана специализированная вискозиметрическая установка. Вискозиметр представлял собой систему из двух сосудов с исследуемой жидкостью, сообщающихся между собой тонким плоским капилляром длинной 15 мм, шириной 5 мм и высотой 0,5 мм. Измерялась скорость протекания жидкости через капилляр в зависимости от подаваемого давления. Серия опытов показала, что вязкость магнитной жидкости со спонтанно намагниченными агрегатами возрастает примерно на 5% при воздействии внешнего магнитного поля, перпендикулярного течению. Экспериментальная зависимость вязкости от величины магнитного поля представлена на рис. 2.



#### Рис. 1.

Рис. 2.

Таким образом, проведенные исследования позволяют сделать вывод о том, что реологическими свойствами синтезированных на основе магнитной жидкости сред можно эффективно управлять при помощи внешних полей.

## МИКРОСТРУКТУРА И НАНОСТРУКТУРА ПОСТОЯННЫХ МАГНИТОВ RFeCoBAl

#### Викторов Б.Н.

#### Тверской государственный университет, физико-технический факультет, Тверь, Россия

Постоянные магниты NdFeB характеризуются экстремально высокими магнитными характеристиками, однако область их применения ограничивает относительно невысокая температура магнитного упорядочения [1, 2]. Совершенствование магнитов данного типа, а именно повышение рабочего температурного интервала, возможно посредством легирования исходных сплавов 3d- и 4f - элементами и оптимизации технологических режимов изготовления магнитов [3 – 5].

Предметом изучения в данной работе является влияние режимов термических обработок на микроструктуру, фазовый состав, магнитную доменную структуру и магнитные свойства постоянных магнитов RFeCoBAl, где R = Nd, Pr, Gd, Dy, Tb.

Выплавка исходных сплавов осуществлялась в вакуумной индукционной печи из чистых шихтовых материалов в среде особо чистого аргона с последующей разливкой в медную щелевую водоохлаждаемую изложницу. Далее выполнялось гидридное диспергирование до фракции менее 300 мкм, с последующим размолом в изопропиловом спирте в вибрационной шаровой мельнице до средней фракции 3-4 мкм. Прессование порошковых брикетов выполнялось при давлении 500 кг/см<sup>2</sup> в магнитном поле 10 кЭ. Спекание образцов выполнялось при температуре 1100°С в течение 2 часов, после чего образцы подвергались термообработке в вакууме по двум режимам: 1) 900°С, 2 часа (закалка) и 2) 900°С, 2 часа с последующим медленным (6 часов) охлаждением до 500°С и дальнейшим охлаждением до комнатной температуры.

Методами оптической, электронной и атомно-силовой микроскопии проведены следования микро- и наноструктуры полученных образцов. Установлено, что средний размер зерна в постоянных магнитах составляет порядка 22 мкм и существенно не зависит от режима термических обработок. Однако, учитывая, что применение медленно-го охлаждения приводит к увеличению коэрцитивного поля (H<sub>cl</sub>) постоянного магнита с 16,2 кЭ до 20,5 кЭ, можно предположить, что при медленном охлаждении происходит диффузия неодима из фазы типа 2-14-1 в межзеренные границы, что и приводит к росту H<sub>cl</sub>. Исследование поверхности зерен магнитов методами атомно-силовой микроскопии выявило в образце, подвергнутом медленному охлаждению области, средний размер которых составляет 5-8 нм. Показано, что границы зерен также являются наногетерогенными.

E-mail: fan-liverpoolfc@rambler.ru

## Литература

1. Herbst J.F., Croat J.J., Yelon W.B. Structural and magnetic properties of  $Nd_2Fe_{14}B$  // J. Appl. Phys. 1985, v.57, p.4086–4091.

2. Sagawa M., Fujimura S., Yamamoto H., Matsuura Y., Hiraga K. Permanent magnet materials based on the rare earth iron boron tetragonal compounds // IEEE Transactions on Magnetics. 1984, v.20, p.1584–1589.

3. Kim A.S., Camp F.E. High performance NdFeB magnets // J. Appl. Phys. 1996, v.79, p.5035–5040.

4. Шакин А.В., Лукин А.А., Скуратовский Ю.Е., Добрынин Н.А. Редкоземельные бескобальтовые магнитотвердые материалы с повышенной эксплуатационной стойкостью // Перспективные материалы. 2011. №11, с.269–273.

5. Савченко А.Г., Мельников С.А., Пискорский В.П., Паршин А.П., Сычёв И.В. Свойства спечённых постоянных магнитов из сплава (Nd, Pr)–Fe–В с добавками сплава Dy–(Al, Co) // Перспективные материалы. 2007. №3, с.49–54.

## ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССОВ НАМАГНИЧИВАНИЯ ТОНКИХ СЛОЕВ МАГНИТНЫХ НАНОКОЛЛОИДОВ С НАМАГНИЧЕННЫМИ АГРЕГАТАМИ

## Гладких Д.В., Шевченко А.Ю.

## Северо-Кавказский федеральный университет, Институт естественных наук, Ставрополь, Россия

Одной из проблем магнитных коллоидных наносистем, привлекающей интерес исследователей, является магнитное упорядочение в системе составляющих их дипольных частиц. Ранее нами в работах [1, 2] представлялись результаты экспериментальных исследований особенностей намагничивания магнитных жидкостей с хорошо развитой системой агрегатов, имеющих отличный от ноля магнитный момент. Настоящая работа является продолжением исследований в этом направлении, при этом в ней были исследованы тонкие слои таких сред.

Изучение структурных образований проводилось с помощью наблюдений в оптический микроскоп, снабженный двумя парами катушек Гельмгольца для создания магнитного поля. Исследование особенностей намагничивания магнитных жидкостей с намагниченными агрегатами проводили с помощью баллистического метода, при этом использовался вариант «выдергивания» образца из измерительной катушки, размещенной в области однородного поля намагничивающей системы. В отличие от ранее проводимых исследований в [2] была предпринята попытка исследования тонких слоев образцов, содержащих намагниченные агрегаты. Для этого использовались измерительные плоские ячейки различной толщины. В качестве намагничивающей системы, как и в [2] использовалась кубическая катушка с пятисекционной обмоткой, с соотношением числа витков в секциях 19:4:10:4:19, обеспечивающем хорошую однородность поля внутри катушки. Измерительная ячейка помещалась внутрь плоской измерительной катушки, расположенной в центральной области намагничивающей системы, расчет намагниченности осуществлялся по изменению магнитного потока при удалении ячейки из измерительной катушки (при этом ячейка с образцом оставалась внутри намагничивающей системы).

Для приготовления образцов для исследования проводилось разделение магнитной жидкости на две фракции путем центрифугирования или осаждения в поле тяжести Земли в течение длительного времени. Впоследствии тяжелая фракция растворялась дисперсионной средой без добавления каких либо сурфактантов, в результате этого получали магнитную жидкость с хорошо развитой системой намагниченных агрегатов (рис. 1а). В качестве исходных образцов использовались магнитные жидкости на основе керосина с магнетитовыми частицами. Кроме того, подобные системы были получены при исполь-





зовании в качестве исходного образца магнитной жидкости на основе минерального масла (рис. 1б).

Известно, что в случае достаточно малого размера однодоменных частиц, составляющих магнитную жидкость в них может неелевский механизм релаксации

Рис. 1. Намагниченные агрегаты – а) МЖ на основе керосина, б) МЖ на основе минерального масла.

магнитного момента. В случае коллоида с более крупными частицами (со средним диаметром более 10 нм) большая их часть могут представлять собой жесткие магнитные диполи. Согласно результатам наших исследований именно в таких коллоидах могут при определенных условиях возникать агрегаты, сохраняющие магнитный момент.

Как уже было указано выше, в настоящей работе были предприняты исследования тонких слоев таких магнитных жидкостей. Было обнаружено, что в отличие от кривой намагничивания объемных образцов исследуемой жидкости, подобная кривая в случае достаточно тонких слоев, перегиба не имеет и, как следствие, максимума на зависимости магнитной восприимчивости от напряженности поля, описанного в [2] также не наблюдается. Кроме того, ход начальных участков кривых намагничивания существенным об-

разом зависит от толщины слоя образца – тангенс угла наклона кривых с уменьшением толщины слоя увеличивается. Вместе с тем, как и для объемных образцов, кривые намагничивания тонких слоев магнитной жидкости с намагниченными агрегатами имеют гистерезисный характер, при этом остаточная намагниченность такой магнитной жидкости зависит от толщины слоя и увеличивается при его уменьшении (рис. 2).



Рис. 2. Зависимость остаточной намагниченности от толщины слоя.



Рис. 3. Зависимость остаточной намагниченности МЖ от времени для слоев различной толщины: • – 50 мкм, ○ – 195 мкм, ▲ – 415 мкм.

Можно предположить, что уменьшение толщины слоя приводит к образованию двумерной системы намагниченных агрегатов, способствующей увеличению роли их ориентационного взаимодействия, с чем, по-видимому, и связаны особенности кривых намагничивания. Очевидно, что наблюдаемая остаточная намагниченность магнитной жидкости с намагниченными агрегатами обусловлена затруднением их переориентации после выключения поля. Однако следует заметить, что полученная в результате экспериментальных исследований зависимость остаточной намагниченности от времени (рис. 3) наиболее близка к степенной функции

$$M_{\pi} = At^{-\alpha}$$

где коэффициент α оказался зависимым от толщины слоя.

Это может указывать на возможность как поворота самого агрегата после выключения поля, так и его размагничивания за счет переориентации моментов составляющих его частиц.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках государственного задания на выполнение НИР. *E-mail: gladkikhdv@mail.ru* 

#### Литература

1. Диканский Ю.И., Вегера Ж.Г., Закинян Р.Г., Нечаева О.А., Гладких Д.В. // Коллоидный журнал. – 2005. – Т. 67. – № 2. – С. 161 – 166.

2. Dikansky Yu.I., Gladkikh D.V., Kunikin S.A., Zolotukhin A.A. // Magnetohydrodynamics. 2012. – Vol. 48. – No.3. – P. 493-501.

## ОСОБЕННОСТИ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ НА ОСНОВЕ МАГНЕТИТА

#### Деменцова И.В.

#### МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Большой интерес на сегодняшний день вызывают материалы с необычными физическими свойствами. Так, например, ферромагнитные жидкости обладают уникальным сочетанием текучести и способности отклика на изменение внешнего магнитного поля. Исследование таких материалов довольно актуально, поскольку они используются в различных отраслях промышленности, техники, а также рассматривается возможность их использования в медицине. Магнитная жидкость (МЖ) – это устойчивое образование из магнитных наночастиц, покрытых поверхностно-активным веществом, обеспечивающим отсутствие слипания частиц, и диспергированных в несущей жидкости. Магнитные свойства МЖ определяются природой как самой жидкости, так и составом наночастиц и их концентрацией. На свойства МЖ оказывают влияние способ стабилизации частиц, природа несущей жидкости, размер частиц, взаимодействие частиц с несущей жидкостью и между собой и многие другие. Ранее нами был проведен сравнительный анализ магнитных свойств МЖ с такими несущими жидкостями, как трансформаторное масло (Т.М.), керосин, гептан, декан, тетрахлорметан, керосин и показано, что магнитные свойства существенно зависят от типа несущей жидкости (см. рис.1).



Рис. 1. Полевые зависимости магнитного момента МЖ на основе различных несущих жидкостей.

В настоящей работе представлены результаты исследования МЖ на основе керосина и частиц магнетита. Целью данной работы было исследование зависимости магнитных свойств от концентрации и температуры. Были измерены магнитные свойства МЖ на основе керосина с различными концентрациями магнетита (0,1%, 0,5%, 1%, 2,5%, 5%, 10%, 15%, 20%, 25%). Все измерения проводились на вибрационном магнитометре фирмы «LakeShore» при температурах от 80 до 300К (в том числе, и ниже температуры замерзания несущей жидкости). Для ряда образцов были исследованы процессы релаксации магнитного момента при ступенчатом изменении магнитного поля (включение и выключение поля). Обнаружено, что параметры релаксации зависят от концентрации магнитных частиц.

Полевые зависимости магнитного момента образцов близки к ланжевеновским кривым (рис. 2.), характерным для суперпарамагнетиков, но обладают небольшой коэрцитивностью, что связано с релаксационными процессами в МЖ.



Рис. 2. Полевые зависимости намагниченности магнитной жидкости на основе керосина и магнетита различных концентраций.



Рис. 3. Концентрационная зависимость намагниченности магнитной жидкости на основе керосина и магнетита.

С увеличением концентрации магнитной компоненты в магнитной жидкости увеличивается намагниченность насыщения образца. Обнаружено, что намагниченность нелинейно зависит от концентрации (см. рис.3): при больших концентрациях намагниченность растет быстрее, что, скорее всего, связано с влиянием межчастичного взаимодействия.

Обсуждаются механизмы формирования магнитных свойств и их зависимости от концентрации магнитных частиц.

Работа выполнена в рамках грантов РФФИ 13-02-90491 и 13-03-00914. Demencova\_i@mail.ru

# ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СПЛАВОВ СИСТЕМЫ La(Fe,SI)<sub>13</sub>

#### <u>Денисов Ф.О.</u>, Карпенков Д.Ю.

Тверской государственный университет, физико-технический факультет, Тверь, Россия

Сплавы системы LaFe<sub>13-x</sub>Si<sub>x</sub> считаются одними из наиболее перспективных для применения в качестве магнитных хладагентов [1-5] в магнитных рефрежираторах. Гигантский МКЭ, наблюдаемый вблизи температуры Кюри в LaFe<sub>13-x</sub>Si<sub>x</sub> объясняется наличием зонного метамагнитного перехода [6,7]. Несмотря на возросший интерес к этими материалами некоторые аспекты механизма переноса электрона и детали электронной структуры этой системы остаются неясными. Коэффициент Зеебека ( ) очень чувствителен к незначительным изменениям плотности состояний и поверхности Ферми металлов и таким образом, обеспечивает понимание электронной структуры материалов, а также механизмов рассеяния электронов. Известно, что на магнитокалорический эффект материала оказывает влияние и его микроструктура, а коэффициент Зеебека в свою очередь определяется преимущественно внутренними свойствами. Таким образом учитывая информацию, полученную из измерений , может быть уточнен эффект влияния особенностей микроструктуры на магнитокалорический эффект. В данной работе были проведены исследования коэффициента Зеебека, теплопроводности и электросопротивления на сплавах системы LaFe<sub>13-x</sub>Si<sub>x</sub>.



Рис. 1 - Температурные зависимости электросопротивления (а), теплопроводности (б) и коэффициенты Зеебека (в) на сплавах LaFe<sub>11.40</sub>Co<sub>0.52</sub>Si<sub>1.09</sub>, LaFe<sub>11.05</sub>Co<sub>0.91</sub>Si<sub>1.04</sub>, LaFe<sub>11.5</sub>Si<sub>1.5</sub>,

На рис. 1а) представлены температурные зависимости сопротивления в исследуемых соединениях. Замещение железа кобальтом приводит к незначительному увеличению сопротивления в сплавах La(Fe<sub>1-x</sub>Co<sub>x</sub>)Si<sub>v</sub>, тогда как состав LaCo<sub>8</sub>Fe<sub>5</sub> демонстрирует уменьшение значений сопротивления, вероятно из-за отсутствия Si. Как видно из графиков присутствуют аномалии зависимостей р(Т) вблизи температуры Кюри, которые более выражена у составов, в которых наблюдается переход второго рода. Зависимости  $\lambda(T)$  представлены на рисунке 36). Теплопроводность возрастает с добавлением кобальта, но остается неизменной в магнитном поле и не демонстрирует аномалий в Тс. Температурные зависимости коэффициента Зеебека α(Т) изображены на рисунке 3в). Добавление Со приводит к резкому росту α(Т), наблюдаются аномалии при фазовом переходе, которые более заметны для перехода второго порядка, чем в случае переходов первого. К тому же α также определяется как энтропия носителя заряда, различия в измеренных значениях коэффициента Зеебека в магнитном поле и в его отсутствии позволяет высчитать вклад в общее изменение энтропии от подсистемы носителей заряда. В максимуме для соединения LaFe<sub>11.5</sub>Si<sub>1.5</sub> (1-й род перехода) =0,89\*10<sup>-6</sup> В/К и 2,25\*10<sup>-</sup> <sup>6</sup> В/К для LaFe<sub>11.05</sub>Co<sub>0.91</sub>Si<sub>1.04</sub> (2-й род перехода).

В ходе выполнения исследований были проведены измерения температурных зависимостей коэффициента Зеебека, теплопроводности и электросопротивления на миксрокристаллических образцах сплавов системы LaFe<sub>13-x</sub>Si<sub>x</sub>. Используя полученные данные по (Т), (Т) и (Т) были рассчитаны температурный диапазон охлаждения, мощность охлаждения и холодильный коэффициент термоэлектрического рефрижератора на основе сплава LaCo<sub>8</sub>Fe<sub>5</sub>.

E-mail: macbetden@yandex.ru

### Литература

1. Gschneidner K. A. Jr and Pecharsky V. K., Int. J. Refrig., 31 (2008) 945.

2. Lyubina J., J. Appl. Phys, 109 (2011) 07A902.

3. Lyubina J, Hannemann U., Cohen L. F. and Ryan M. P., Adv. Energy Mater., 2 (2012) 1323.

4. Bruck E., Magnetocaloric refrigeration at ambient temperature, in Handbook of Magnetic Materials, edited by Buschow K. H. J, Vol. 17 (Elsevier B.V, Amsterdam) 2008.

5. Russek S., Auringer J., Boeder A., Chell J., Jacobs S. and Zimm C., Proceedings of the 4th International Conference on Magnetic Refrigeration at Room Temperature (Curran Associates, Inc.) 2010, pp. 245–253.

6. Fujita A., Fujieda S., Hasegawa Y. and Fukamichi K., Phys. Rev. B, 67 (2003) 104416.

7. Lyubina J., Nenkov K., Schultz L. and Gutfleisch O., Phys. Rev. Lett., 101 (2008) 177203.

## МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОКОМПОЗИТОВ Fe<sub>3</sub>S<sub>4</sub> И Fe<sub>3</sub>O<sub>4,</sub> ДИСПЕРГИРОВАННЫХ В ПРОЗРАЧНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ МАТРИЦЕ

#### Диденко О.Н.

Институт инженерной физики и радиоэлектроники, физический факультет, Красноярск, Россия

Исследованы магнитные и магнитооптические свойства нанопорошков грейгита (Fe<sub>3</sub>S<sub>4</sub>) и магнетита (Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>). Магнетит и грейгит являются изоструктурными кристаллами: обратная шпинель (Fe<sup>3+</sup>) [Fe<sup>3+</sup>Fe<sup>2+</sup>]O<sub>4</sub>, группа симметрии Fd3m с параметрами решетки a=8.396 Å, a=9.83-9.90 Å соответственно. Нанопорошок Fe<sub>3</sub>S<sub>4</sub> был получен полиольным методом, в качестве источника катионов Fe использовался ацетат железа Fe(COOCH<sub>3</sub>)<sub>2</sub>, в качестве источников катионов S использовалась тиомочевина NH<sub>2</sub>CSNH<sub>2</sub> и диэтилен гликоль в качестве растворителя. Компоненты в растворителе нагревались в температурном интервале 180-220 °C и временном интервале 2-5 ч. Наночастицы Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> были изготовлены методом термического восстановления порошка  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> в кипящем растворителе 1-октадекана в атмосфере азота и последующим отжигом при 320 °C. Из данных рентгено-структурного анализа оцененные размеры наночастиц для грейгита и магнетита составили 20 нм и 40 нм соответственно. Для измерений магнитооптических и оптических свойств нанопорошки размешивались в прозрачном жидком силиконе и далее полученная масса помещалась между тонкими стеклами до затвердевания массы. На полученных таким образом нанокомпозитах исследовались спектральные зависимости магнитного кругового дихроизма (МКД) при температурах 295 К и 88 К, эффекта Фарадея (ЭФ) в поле 2,5 кЭ и оптического поглощения при комнатной температуре. Для сравнения были измерены спектры МКД и ЭФ для пленки Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>.

Несмотря на одинаковую структуру и распределение ионов Fe по кристаллическим позициям, спектральные зависимости МКД и ЭФ сильно различаются как это видно из рис.1 и рис. 2. Обнаруженные особенности сопоставляются с расчетами зонной структуры  $Fe_3S_4$  и  $Fe_3O_4$ , с учетом размерных эффектов [1,2].



Рис. 1. Спектры ЭФ 1 -для пленки Fe3O4, нанокомпозитов 2 -Fe3O4, 3 - Fe3S4.



Рис. 2. Спектры МКД для нанокомпозитов Fe3S4 1 – при 88 К, 2 – 298 К, Fe3O4 3 – при 88 К, 4 – 298 К.

E-mail: Olga23091990@yandex.ru

### Литература

Antonov V. N., Bekenov L.V., Yaresko A.N. Electronic Structure of Strongly correlated Systems // Advances in Condensed Matter PhysicsVolume 2011, Article ID 298928, p.1-107.
 Zhang B., Wijs G.A., Groot R.A. Switchable Fermi surface sheets in greigite // PHYSICAL REVIEW B 86, 020406(R) (2012)

## ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И МАГНИТОСТРИКЦИОННЫХ СВОЙСТВ НОВЫХ МЕТАЛЛ-ПОЛИМЕРНЫХ НАНОКОМПОЗИТОВ<sup>\*</sup>

Жолудев С.И.

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

Современные технологии позволяют получать различными химическими и физическими методами наночастицы металлов и их соединений разных размеров и формировать из них пространственные структуры, обладающие функциональными свойствами с помощью различных матриц и стабилизирующих систем. Поиск новых материалов обусловлен тенденцией миниатюризации систем, функциональных устройств и приборов. Использование специфических характеристик частиц-составляющих элементов металл-полимерной композитной системы позволяет синтезировать миниатюрные материалы с уникальными функциональными характеристиками, например магнитные сенсоры, актюаторы, уплотняющие магнитные прокладки. В работе исследовались новые металл/полимерные композиты, представляющие собой пространст-

<sup>\*</sup> Доклад признан одним из лучших в подсекции

венно ориентированные в полимерной матрице частицы магнитострикционного сплава Fe-Ga. Для создания такого композита методом направленного механосинтеза железа и галлия были получены частицы определенного фазового состава и размера. Структура, морфология и размеры частиц исследовались методами рентгеновской дифракции, мессбауэровской спектроскопии, просвечивающей электронной микроскопии. В качестве связующей полимерной матрицы при создании FeGa/полимеркомпозитов использовались два типа полимеров, обладающих разной эластичностью. Пространственная ориентация частиц в матрице анализировалась методом сканирующей электронной микроскопии. Исследование магнитострикции и динамических механических характеристик позволили выявить влияние особенностей структурной организации синтезированных металл-полимерных композитов на анизотропию их функциональных магнитомеханических свойств.

E-mail: s.i.zholudev@gmail.com

## ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ Со/С/Со ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СИСТЕМ

#### Зайков К.В., Харламова А.М.

#### МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Изучение физических свойств тонких магнитных пленок 3d-переходных металлов и многослойных структур, представляющих собой чередование магнитных и немагнитных слоев субмикронной толщины, вплоть до настоящего времени привлекает внимание исследователей. Обусловлено это широким применением указанных материалов в различных устройствах современной микро- и наноэлектроники в связи с обнаружением в них таких новых явлений, как гигантское магнетосопротивление [1], антиферромагнитное оное взаимодействие между магнитными слоями через немагнитный разделительный слой, осциллирующее обменное взаимодействие между ферромагнитными (Fe, Co) слоями через немагнитную металлическую (Cu, Ag, Au, Mo, Ta и т.д.) прослойку [2-4]. Несмотря на большой успех в изучении вышеперечисленных образцов, попрежнему нет полного понимания магнитополевого поведения тонкопленочные системы с изолирующим слоем.

Целью данной работы является магнитооптическое исследование магнитных свойств Co/C/Co тонкопленочных систем, в которых в качестве разделительного слоя был использован углерод.

Изучаемые Со/С/Со тонкопленочные системы были получены методом последовательного магнетронного распыления слоев углерода и кобальта (чистотой 99.99 и 99.95%, соответственно) на кремниевые подложки при давлении в рабочей камере 0.17 мПа и давлении аргона в процессе напыления образцов – 0.1 мПа. Температура подложек в процессе напыления образцов была ниже 50 °С. Скорость напыления углерода была равна 0.1 нм/с, а кобальта – 0.3 нм/с. Во всех изучаемых образцах толщина Со слоев была равна 4 нм, а толщина слоя углерода,  $t_{\rm C}$ , изменялась от 0.5 до 2.8 нм. Образцы имели прямоугольную форму с длиной сторон 4 и 6 мм.

Морфология поверхности образцов была изучена с помощью атомного силового микроскопа (ACM). Измерения кривых намагничивания и петель гистерезиса были выполнены на магнитооптическом магнитометре, собранном на базе микроскопа МИС-11, с помощью экваториального эффекта Керра,  $\delta$ . Здесь  $\delta = (I - I_0)/I_0$ , где I и  $I_0$  – интенсивности света, отраженного от намагниченного и ненамагниченного образца, соответственно. Перемагничивающее магнитное поле было приложено параллельно поверхности образца вдоль длинной или короткой стороны образца перпендикулярно плоскости падения света. Все измерения были выполнены при комнатной температуре. Образцы были получены в Харьковском политехническом институте.

Исследования, выполненные с помощью АСМ, показали, что шероховатость поверхности, *Ra*, изучаемых образцов практически не зависит от толщины углеродного слоя, и значение *R*а не превышает 0.4 нм. Эти данные свидетельствовали о хорошем качестве поверхности Co/C/Co тонкопленочных систем.



Рис. 1. Зависимость поля насыщения, Hs, от толщины разделительного углеродного слоя, наблюдаемая для изучаемых образцов в магнитном полем, приложенном параллельно оси легкого намагничивания.

Было установлено, что кривые намагничивания и петли гистерезиса, измеренные при двух выше описанных ориентациях внешнего магнитного поля, различаются. Этот факт свидетельствовал о существовании в изучаемых образцах плоскостной магнитной анизотропии и вследствие этого наличия осей легкого и трудного намагничивания (ОЛН и ОТН). В целом проведенные магнитные измерения позволили получить зависимость значений поля насыщения, Hs, образцов от толщины углеродного слоя,  $t_C$ . На рисунке 1 приведена зависимость  $Hs(t_C)$ , наблюдаемая для изучаемых образцов при их перемагничивании магнитным полем, приложенном параллельно оси легкого намагничивания.

Из рисунка можно видеть, что величина поля насыщения *Hs* зависит от толщины углеродной прослойки. В частности,  $H_s$  имеет максимум при  $t_c = 1.2$  нм, а при других значениях t<sub>C</sub> наблюдается достаточно монотонное изменение Hs. Для объяснения такого поведения  $H_s(t_C)$  следует принять во внимание следующий экспериментальный результат. Петли гистерезиса для всех образцов (кроме с  $t_{\rm C} = 1.2$  нм), измеренные вдоль ОЛН, имели форму, близкую к прямоугольной. Перемагничивание образцов в этом случае осуществляется одним скачком Баркгаузена. Петля гистерезиса образца с  $t_{\rm C}$  = 1.2 нм имела более сложный вид - при изменении поля от  $-H_s$  до  $+H_s$  (как и от  $+H_s$  до - *Hs*) наблюдалось двухступенчатое изменение намагниченности. Наиболее простым объяснением этого факта может быть различие значений коэрцитивных сил магнитных слоев, причем один из них является достаточно магнитожестким. Это обусловливает двухступенчатую петлю гистерезиса и существенное увеличение Hs. Кроме того, с учетом экспериментальных результатов работы [4] и расчетных данных работы [5] нельзя исключить и наличия антиферромагнитного обмена между слоями кобальта через углеродную прослойку, которое также обусловливает увеличение поля насыщения по сравнению с трехслойными образцами с параллельной ориентацией намагниченности в соседних магнитных слоях и появление двухступенчатой петли гистерезиса.

Автор выражает благодарность проф., д.ф.-м.н. Шалыгиной Е.Е.

*E*-mail: zaikov k@mail.ru

#### Литература

1. Babich N., Broto J.M., Fert A., Nguyen Ven Dau F., et al. Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices. Phys. Rev. Lett. 1988, V.61. p. 2472-2475.

2. Parkin S.P., More N., Roche K.P. Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures: Co/Ru, Co/Cr, and Fe/Cr. Phys. Rev. Lett. 1990, V.64. p. 2304-2307.

3. Grünberg P., Schreiber R., Pang Y., Brodsky M.B., et al. Layered Magnetic Structures: Evidence for Antiferromagnetic Coupling of Fe Layers across Cr Interlayers. Phys. Rev. Lett. 1986, **V.57.** p. 2442-2445.

4. E.E. Shalygina, A.A. Rojnovskaya, A.N. Shalygin. The Influence of Quantum Size Effects on Magnetic Properties of Thin-film Systems. Solid State Phenomena. 2012, V. 190. p. 514-517.

5. А.К. Звездин. Особенности перемагничивания трехслойных структур. ФТТ. 2000, Т.42. №1. с. 116-120.

## ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ КОМПОЗИТОВ Fe-Pb, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ МЕХАНОСИНТЕЗА

## Захаров П.А., Карпенков Д.Ю.

## Тверской государственный университет, физико-технический факультет, Тверь, Россия

На сегодняшний день во всем мире известно несколько систем безредкоземельных материалов, которые обладают достаточно большими значениями основных магнитных характеристик, чтобы частично заменить широко используемые постоянные магниты на основе неодима и самария. Первой системой с коэрцитивной силой 5кЭ стали композиционные слоистые материалы Co-Pt [1]. В 90-х годах прошлого столетия был открыт новый класс подобных материалов – быстрозакаленные образцы сплавов Co-Zr(Hg)-B-Si [2]. Максимальные значения характеристик составили Hc = 3.3 k, Mr=4.7 kC, и (BH)max = 3.5 MCO-

В новом тысячелетии, параллельно с ростом цен на редкоземельные металлы, несколько новых классов материалов на основе композиционных структур стали привлекать внимание исследователей, работающих как в области прикладного металловедения а так же ученых, занимающихся решением фундаментальных проблем: Fe-Pt [3], Fe-Pd, Fe-Pb,Bi [4-6], Mn-Ga [7].

Однако стоит отметить, все открытые материалы получены в виде либо многослойных пленок, либо в виде нанопроводов, что сдерживает их активное внедрение в промышленность. Необходимы новые подходы для получения постоянных магнитов с типа размерами 1-10 см и массами 1-100 г.

В данной работе были исследованы новые магнитотвердые материалы на основе смеси порошков Fe и Pb, полученные путем механосинтеза.

На рис.1 представлены полевые зависимости намагниченности. Как видно из графиков намагниченность образцов с увеличением времени размола плавно уменьшается с 120 Гс\*см<sup>3</sup>/г до 80 Гс\*см<sup>3</sup>/г для 20 минутного размола и 210 минутного размола соответственно. Это может быть объяснено появлением наведенной анизотропии в образце, что связано с формированием слоистой структуры.

Зависимость коэрцитивной силы образцов смеси Fe-Pb-Fe от времени размола изображена на рис. 2. Результаты исследований показывают, что увеличение времени размола приводит к значительному росту Hc.



Рис. 1. Полевые зависимости намагниченности для образцов смеси Fe-Pb, полученные при различных времени размола.



Рис. 2. Зависимость коэрцитивной силы образцов Fe-Pb, полученных методом механосинтеза, от времени размола.

Проведенные исследования методами электронной микроскопии показали уменьшение размера частиц при увеличении времени размола. В дальнейшем были проведены термические обработки в сильных (до 30 кЭ) стационарных магнитных полях по следующему режиму: нагрев до  $500^{0}$ C с шагом  $50^{0}$ C в поле 10 кЭ, на каждом этапе проводились измерения петель гистерезиса. Целью проведения обработок явилось формирование дополнительной текстуры в образцах.

После проведенных отжигов наблюдается незначительное увеличение магнитных характеристик образцов.

Путем метода механосинтеза получены новые магнитотвердые материалы на основе смеси порошков Fe и Pb. Анализ результатов измерений показывает, что с увеличением времени размола уменьшается размер частиц, при этом наблюдается увеличение коэрцитивной силы и уменьшение намагниченности.

#### Литература

1. G.C. Hadjipanayisand Y.F. Tao, J. Phys. (Paris) Colloq. C6, 237 (1985).

2. A.M. Ghemawut, M. E. McHenry, and R. C O'Handley, J. AppL Phys.63, 3388 (1988).

3. B.Z. Cuia\_ and K.D.S. Li and H. Garmestani J. P. Liu N. M. Dempsey H. J. Schneider-Muntau Journal of applied physics 100, 013902 \_2006.

4. R.L. Wang, S.L. Tang\_, B. Nie, X.L. Fei, Y.G. Shi, Y.W. Du Solid State Communications 142 (2007) 639–642.

5. Jen-Hwa Hsu, J.T. Lee, Ching-Ray Chang, M.T. Lin Journal of Magnetism and Magnetic Materials 226-230 (2001) 502-504.

6. Y. Harada, Y. Nakanishi, N. Yoshimoto, M. Daibo, M. Nakamura, M. Yoshizawa J. Phys. Chem. B 2004, 108, 8862-8865.

7. Jürgen Winterlik, Benjamin Balke, Gerhard H. Fecher, and Claudia Felser Physical review B 77, 054406 \_2008.

## ВЛИЯНИЕ БЫСТРОЙ ЗАКАЛКИ НА СТРУКТУРНОЕ СОСТОЯНИЕ И МАГНИТОТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА ДИСПРОЗИЯ

Звонов А.И.<sup>1</sup>, Смаржевская А.И.<sup>1</sup>, Карпенков Д.Ю.<sup>2</sup>, Карпенков А.Ю<sup>2</sup>, Панкратов Н.Ю.<sup>1</sup> ІМГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва 2Тверской государственный университет, физико-технический факультет, Тверь, Россия

Известно, что при переходе от объемных образцов к частицам малого размера происходит существенное изменение механических и магнитных свойств. Магнитокалорическим эффектом (МКЭ) называется обратимое выделение или поглощение теплоты при быстром (адиабатическом) включении или выключении магнитного поля. Научный и промышленно-технический интерес к нанокристаллическим и наноструктурным материалам вызван перспективой их использования в различных устройствах, например, в магнитных холодильных установках. Однако, до настоящего времени, исследования зависимости магнитных свойств от структурного состояния материала для чистых редкоземельных элементов, т.е. влияние размера кристаллитов, который может изменяться в пределах от нескольких миллиметров до десятков нанометров на магнитные, характеристики не проводились.

Целью данной работы являлось изучение влияния быстрой закалки из жидкой фазы на размер кристаллитов массивного образца и магнитные характеристики, в том числе, температуры магнитных фазовых переходов и температурную зависимость МКЭ.

Магнитные свойства диспрозия достаточно хорошо исследованы как на монокристаллах, так и на поликристаллических образцах, с характерным размером кристаллитов порядка нескольких микрон. Известно, что в диспрозии было обнаружено два магнитных фазовых перехода: температура Кюри  $T_C = 86$  К и Нееля  $T_N = 178,5$  К [1 - 3].

Быстрозакаленный диспрозий, исследованный в данной работе, получен методом спиннингования на установке, разработанной на кафедре магнетизма ТвГУ. Расплавленный диспрозий с чистотой не менее 99,9% разливался на быстро вращающийся медный диск, линейная скорость вращения которого составляла 12 м/с. Размер зерна, определялся контактным методом атомно-силовой микроскопии на шлифованной и протравленной поверхности образца. Измерения МКЭ проводились прямым методом в температурном диапазоне 78-200 К. Образец помещался в контейнер с теплоизоляцией и глубоким вакуумом ~10<sup>-4</sup> мм рт.ст. для минимизации отвода тепла (адиабатическое намагничивание).

Выявлено, что для быстрозакаленного образца размеры кристаллитов лежат в диапазоне 100-200 нм, следовательно, кристаллиты, составляющие массивный образец, являют собой наноразмерные частицы, то есть, образец, подверженный быстрой закалке из жидкой фазы, является нанокристаллическим.

На рис. 1 представлены температурные зависимости МКЭ в полях, 4, 6, 8, 10 и 12 кЭ для быстрозакаленного (нанокристаллического) диспрозия. Можно полагать, что максимум МКЭ в температурном диапазоне 78-130 К соответствует магнитному фазовому переходу ферромагнетик-антиферромагнетик для данного значения магнитного поля. Из рис. 1 видно, что температура максимума МКЭ, как и его величина растет с увеличением поля. Для уточнения значения температуры Кюри мы провели экстраполяцию к нулевому значению поля с помощью уравнения  $H = A^*(T/T_C-1)^{1/2}$  (A = 17,23 кЭ) и установили, что температура Кюри в нанокристаллическом Dy составляет 83,2 К. Температуру Нееля можно определить как температуру, при которой  $\Delta T$  принимает нулевое значение в области роста МКЭ с температурой. Видно, что данная температура уменьшается с ростом магнитного поля. Для определения температуры Нееля была также проведена экстраполяция к нулевому полю. Найдено, что температуры



Рис. 1. Температурные зависимости МКЭ Dy.

ра Нееля в быстрозакаленном Dy составляет 171 К. Таким образом, показано, что температуры магнитных фазовых переходов типа ферромагнетик-антиферромагнетик и антиферромагнетик-

парамагнетик, уменьшаются в быстрозакаленном диспрозии по сравнению с поликристаллическим. Уменьшение температуры Нееля составило около 8 K, уменьшение температуры Кюри ~2 K.

Существенное изменение температуры Нееля, соответствующей магнитному фазовому

переходу типа порядок-беспорядок, в быстрозакаленном диспрозии можно связать с увеличением среди общего числа атомов в кристаллите атомов, находящихся на поверхности кристаллита, и следовательно, имеющих меньшее количество соседних узлов в первой и второй координационных сферах. Увеличение числа поверхностных атомов приводит к уменьшению энергии обменного взаимодействия и, как следствие, уменьшению энергии тепловых колебаний кристаллической решетки, необходимой для разрушения магнитного порядка.

Ранее в нашей работе [4] было показано, что в быстрозакаленном тем же методом гадолинии размер зерна составляет примерно 100 нм, при этом уменьшение T<sub>C</sub> (температуры магнитного фазового перехода типа порядок-беспорядок) по сравнению с поликристаллическим гадолинием составляет 7 К. Обобщая наши результаты, можно сделать вывод о том, что быстрая закалка из жидкого состояния позволяет получить тяжелые редкоземельные металлы (P3M) в нанокристаллическом состоянии. Так же опреде-

лено, что наноструктурное состояние приводит к существенному уменьшению температуры магнитного фазового перехода типа порядок-беспорядок в тяжелых РЗМ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ гранты 12-02-31516, 13-02-90628, 13-02-00916.

E-mail: zvonov@physics.msu.ru

#### Литература

1. Darnel F.J., Moore E.P. Crystal Structure of Dysprosium at Low Temperatures. J. Appl. Phys. v. 34 (1963) p. 1337.

2. Никитин С.А. Магнитные свойства редкоземельных металлов и их сплавов. М.: Издательство Московского университета. 1989.

3. Tishin A.M., Spichcin Y.I. The magnetocaloric effect and its applications. Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 2003.

4. Звонов А.И., Иванова Т.И., Кошкидько Ю.С., и др. Влияние быстрой закалки на магнитокалорический эффект гадолиния. В сборнике трудов XXII Международной конференции «Новое в магнетизме и магнитных материалах», Астрахань, 17-21 сентября, (2012) с. 138-141.

## АНАЛИЗ МАГНИТОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИИ МАГНЕТИКОВ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ МЕТОДОМ СЕКСМИТА-ТОМПСОНА

#### Золотарев Н.В.

#### Тверской государственный университет, физико-технический факультет, Тверь, Россия

Определение величины констант магнитокристаллической анизотропии (МКА) является сложной экспериментальной задачей. Для кристаллов с одной выделенной осью симметрии (осью *c*) Сексмитом и Томпсонами [1] предложен метод определения величины первых двух констант МКА (К<sub>1</sub> и К<sub>2</sub>) по кривой намагничивания в трудном направлении. Этот метод был разработан для одноосных кристаллов с МКА типа «легкая ось».

В данной работе установлено, что метод Сексмита-Томпсона применим для расчета первых двух констант МКА одноосных ферромагнетиков с различными типами МКА. Для тех типов МКА, когда оси, перпендикулярные оси *с* кристалла, не являются легчайшими, для кривой намагничивания, измеренной в поле  $H \perp c$  и перестроенной в координатах «H/I»–«I<sup>2</sup>» (рис. 1), справедливы формулы (1). Для тех типов МКА, когда ось *с* не является легчайшей, для кривой намагничивания в поле  $H \mid c$ , перестроенной в координатах «H/I»–«I<sup>2</sup>», справедливы формулы (2).



$$K_1 = \frac{a I_S^2}{2}; \qquad K_2 = \frac{tg\alpha I_S^4}{4}.$$
 (1)

$$K_1 = -\frac{(b + tg\beta I_S^2)I_S^2}{2}; \qquad K_2 = \frac{tg\beta I_S^4}{4}.$$
 (2)

Для одноосных ферромагнетиков с различными типами МКА построены модельные кривые намагничивания вдоль кристаллографической оси *с* и перпендикулярно ей. Получено хорошее совпадение аналитических расчетов и модельных кривых. Создана компьютерная программа для расчета констант МКА методом Сексмита-Томпсона. *E-mail: zolotaryov n@mail.ru* 

#### Литература

1. Sucksmith W., Thompson F.R.S., Thompson J.E. The magnetic anisotropy of cobalt // Proceedings of the Royal Society A. 1954. V.225. P.362–375.

## УСИЛЕНИЕ МАГНИТООПТИЧЕСКОГО ОТКЛИКА В МНОГОСЛОЙНОЙ СИСТЕМЕ «НАНОКОМПОЗИТ-ТЕЛЛУРИД ВИСМУТА» \*

## Зыков Г.С.

## МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Одним из важнейших требований, предъявляемых к материалам для спинтроники, является сочетание полупроводниковых и магнитных свойств в одном материале. В связи с этим исследуются многослойные системы на основе ферромагнитных металлов и полупроводников. В предыдущих работах [1 – 3] показано, что введение полупроводникового слоя приводит к аномальному поведению электрических, магнитных и магнитооптических свойств мультислойных (MC) систем «нанокомпозит — полупроводник» (CoFeZr)-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Si в области малых толщин кремния, связанному с особенностями формирования интерфейса на границе «ферромагнитная (ФМ) гранула — полупроводник». Было интересно проследить, как меняются свойства интерфейса при замене состава нанокомпозита и полупроводника.

В настоящей работе были исследованы магнитооптические свойства многослойных структур «нанокомпозит—полупроводник» ( $Co_{40}Fe_{40}B_{20}$ )<sub>33,9</sub>( $SiO_2$ )<sub>66,1</sub>/ [ $Te_3Bi_2$ ], где в качестве магнитного слоя использовался композит с концентрацией ФМ фазы до порога перколяции .Толщина композита менялась в пределах от 2,70 – 5,52 нм, а толщина прослойки – 0,12 – 1,03 нм с числом бислоев, равным 101. А также проведено сравнение со свойствами многослойного образца без прослойки и объемным образцом.

Данные наноструктуры были изготовлены методом ионно-лучевого напыления. Магнитооптические свойства изучались в геометрии экваториального эффекта Керра (ЭЭК). Измерения спектральных и полевых зависимостей ЭЭК были проведены в диапазоне энергий от 0,5 до 4 э*B*, в магнитных полях напряжённостью до 3,0 кЭ.

Спектры ЭЭК для серии многослойных образцов [(Co<sub>40</sub>Fe<sub>40</sub>B<sub>20</sub>)<sub>33,9</sub>(SiO<sub>2</sub>)<sub>66,1</sub>]/[Te<sub>3</sub>Bi<sub>2</sub>] приведены на рис.1. Добавление ТеВі приводило к существенному возрастанию (почти в три раза) величины ЭЭК, по сравнению с величиной ЭЭК для нанокомпозита. По полевым зависимостям ЭЭК видно (см. рис. 2), что при добавлении тонкого слоя полупроводника, мультислойная система становится более магнитомягкой.

Спектры ЭЭК с разной толщиной слоёв существенно отличаются друг от друга по величине, однако их вид в целом соответствует виду спектров для композита  $(Co_{40}Fe_{40}B_{20})z(SiO_2)_{1-Z}$  с различной концентрацией Z. Зависимость величины ЭЭК от толщины полупроводникового слоя носит нелинейный характер: в области малых тол-

<sup>\*</sup> Доклад признан одним из лучших в подсекции

щин величина ЭЭК возрастает, а затем постепенно уменьшается (см. вставку рис. 1). Эта кривая коррелирует с зависимостью удельного сопротивления от толщины полупроводникового слоя: максимум ЭЭК совпадает с началом перколяции для удельного сопротивления.





Рис. 1. Спектральные зависимости ЭЭК (transversal Kerr effect, *TKE*) для многослойных образцов  $[(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{33,9}(SiO_2)_{66,1}]$  (*X* нм) /  $[Te_3Bi_2]$  (*Y* нм) с различной толщиной слоёв. На вставке — зависимости ЭЭК и удельного сопротивления  $\rho$  от толщины полупроводникового слоя Te<sub>3</sub>Bi<sub>2</sub>.

Рис. 2. Полевые зависимости ЭЭК (transversal Kerr effect, *TKE*) для многослойных образцов  $[(Co_{40}Fe_{40}B_{20})_{33,9}(SiO_2)_{66,1}](X нм) / [Te_3Bi_2](Y нм) с различной толщиной слоёв.$ 

Таким образом, при добавлении теллурида висмута наблюдалось усиление эффекта Керра, и это усиление было максимальным по сравнению с прослойками других составов. Независимо от состава композита, при малых толщинах прослойки обнаруживается увеличение магнитооптического отклика и наблюдается корреляция между толщинными зависимостями магнитооптических и транспортных свойств, связанная с особенностями формирования интерфейса на границе «ФМ гранула — полупроводник» и перколяционным переходом в многослойных структурах.

Автор выражает благодарность своему научному руководителю Елене Александровне Ганьшиной.

E-Mail: V0tum-Separatum@yandex.ru

#### Литература

- 1. Ivanov A.V, Kalinin Yu.E., et. al. Physics of the Solid State Vol. 51 (2009) p. 2474.
- 2. Gan'shina E.A., Perov N.S., et al. Bulletin of RAS: Physics. Vol. 72 (2008) p. 1455.

3. Uravtsova V., Gan'shina E., et al. Solid State Phenomena Vols. 168–169 (2011) p. 533.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЕВЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ОТКЛИКА НА ПЛАНАРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ ЦТС-Ni-Zn ФЕРРИТ

### Иванов П.Н., Полтавский А.С., Карпенков Д.Ю.

#### Тверской государственный университет, физико-технический факультет, Тверь, Россия

К магнитоэлектрическим (МЭ) материалам относят такие материалы, которые, в общем случае, обладают магнитным и электрическим упорядочением [1]. Наличие в этих материалах взаимодействующих между собой магнитной и электрической подсистем приводит к различным МЭ эффектам, которые могут быть использованы при решении научных и прикладных задач. Основная причина, сдерживающая широкое при-

менение МЭ материалов, заключается в отсутствии на сегодняшний день эффективных материалов с достаточной величиной МЭ взаимодействия, т.е. взаимодействия между магнитной и электрической подсистемами, и требуемыми магнитными и электрическими свойствами. Синтез перспективных для техники СВЧ МЭ материалов (монокристаллов и композиционных материалов) позволит создать устройства на их основе, обладающие новыми функциональными возможностями по сравнению с ферритовыми и сегнетоэлектрическими. В последние годы показано, что слоистым композитным структурам, состоящим из чередующихся пьезоэлектрических и магнитострикционных слоев, свойствен гигантский магнитоэлектрический (МЭ) эффект, намного превышающий эффект в однофазных материалах [2–4].

В работе были исследованы свойства гетероструктуры, состоящей из 11 чередующихся слоев магнитоактивных и пьезоавтивных материалов. В качестве пьезоэлектрического материала были использованы пластины пьезокерамики ЦТС-46. В качестве магнитострикционного материала использовались пластины никель-цинкового феррита состава Ni<sub>0,8</sub>Zn<sub>0,2</sub>Fe<sub>2</sub>O<sub>4</sub>. Созданные композиционные керамические гетеросруктуры могут рассматриваться как батареи последовательно соединенных конденсаторов из пьезоэлектрической керамики. Каждый пьезоэлемент батареи механически жестко соединен с керамическими магнитоактивными материалами - магнитострикционными ферритами, а вся, в целом, композиционная гетероструктура механически монолитна.

Как видно из графиков (рис.1) максимум магнитоэлектрического отклика на образце наблюдается при частоте возбуждающего переменного поля 114 кГц при подмагничивающем поле  $H_{DC}$ =84Э и достигает значения 25 В/см\*Э. Экстремальный характер полевой зависимости магнитоэлектрического отклика на гетероструктуре объясняется тем, что величина напряжения на обкладках образца пропорциональна магнитострикционной "восприимчивости" (крутизне кривой (H)), что в свою очередь сопровождается максимальными деформациями магнитоактивных слоев в переменном возбуждающем поле.

При изменении частоты внешнего переменного магнитного поля наблюдаются резонансы магнитоэлектрического отклика (рис.2). Это обусловлено возбуждением собственных акустических колебаний в структуре, что приводит к резонансному возрастанию амплитуды деформаций и, как следствие, к увеличению МЭ сигнала [5].





Рис. 1. - Полевые зависимости магнитострикции, магнитострикционной "восприимчивости" и магнитоэлектри-ческого коэффициента преобразования.

Рис.2 - Частотная характеристика магнитоэлектрического отклика.

В ходе выполнения исследований были проведены измерения полевых и частотных зависимостей магнитоэлектрического отклика на 11 слоиной гетероструктуре ЦТС - Ni-Zn феррит. Установлен экстремальный характер полевой зависимости коэффициента МЭ преобразования. Измерены полевые зависимости магнитострикции. *E-mail: zelas.d@mail.ru* 

## Литература

1. Magnetoelectric Interaction Phenomena in Crystals / Eds. A.I. Freeman, H. Schmid. London, N.-Y., Paris,Gordon and Breach. 1975. 228 p.

2. Буш А.А., В.Я. Шкуратов, И.А. Черных. Ю.К. Фетисов Тостопленочные слоистые композитные структуры цирконат-титанат свинца-феррит никеля-цинка: получение методом сеткотрафаретной печати и магнитоэлектрические своства // Журнал технической физики. -2010, том 80, №3, стр.69-76.

3. Fetisov Y.K., Bush A.A, Kamentsev K.E., Srinivasan G. Pyroelectric effect in magnetoelactric multilayer composites // Solid State Communacations.-2004 132 319-324

4. Бичурин М.И., Петров В.М., Аверкин С.В., Филиппов А.В. Электромеханический резонанс в магнитоэлектрических слоистых структурах // Физика твердого тела. -2010, том 52, №10, стр. 1975-1980.

5. Филиппов Д.А. Бичурин М.А., Петров В.М. и др. // Письма в ЖТФ. – 2004, том 30, №1 стр. 15-20.

## КОНТУР ЛИНИИ НУТАЦИИ ПРОТОЧНОГО ЯДЕРНО-МАГНИТНОГО МАГНИТОМЕТРА<sup>\*</sup>

#### Карсеев А.Ю.

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, радиофизический факультет, Санкт-Петербург, Россия

Измерительные приборы, принцип действия которых основан на явлении ядерного магнитного резонанса (ЯМР), нашли различные применений в научных исследованиях и технике [1, 2]. В некоторых случаях, ни какие другие измерители не могут выполнить с заданной точностью те задачи по измерению физических величин, которые решают эти приборы [3].

Современные квантовые магнитометры успешно работают только в полях с индукцией большей 0.025 Тл и относительной неоднородностью, не превышающей нескольких сотых долей процента на сантиметр [1]. В слабых неоднородных полях сигнал ЯМР не наблюдается [1, 2]. В таком случае поля с неоднородностью большей доли процента на сантиметр, а также искусственные поля с индукцией меньше 0.025 Тл не могут быть измерены с помощью современных квантовых магнитометров с необходимой точностью. Одно из решений данной проблемы, а именно измерение таких полей – это использование проточного ЯМР – магнитометра, основанного на методе нутации. Его применение даёт существенный выигрыш в точности.

Метод нутации также даёт возможность производить некоторые оригинальные измерения, недоступные другим методам. Например, измерение градиента модуля индукции магнитного поля с усреднением на расстоянии, составляющем доли миллиметра, исследование топографии магнитного поля без перемещения зонда и т. д.

Точность измерения слабых магнитных полей и их неоднородностей нутационным методом зависит от крутизны контура линии нутации в точках, где амплитуда регистрируемого сигнала ЯМР достигает значения нуля [4]. Эта одна из важнейших задач, которая стоит перед разработчиками нутационных ЯМР магнитометров – это увеличение крутизны контура линии нутации.

В представленной работе рассматривается один из способов повышения крутизны за счет использования двух катушек нутации пространственно разнесенных. Такая конструкция имеет сходство с распространением атомного пучка в атомно лучевой трубке [5]. В технике атомных пучков взаимодействие электромагнитного поля приводит к

<sup>\*</sup> Доклад признан одним из лучших в подсекции

формированию контура спектральной линии. Ширина спектральной линии  $\Delta v$  по уровню половины амплитуды оценивается по формуле:

$$\Delta v = 1.072 \frac{u_{\rm s}}{l}$$

где и<sub>в</sub> - наиболее вероятная скорость атомов, *l* - длина области взаимодействия.

На основании этой формулы можно заметить, что, увеличивая область взаимодействия, можно сколь угодно сужать ширину спектральной линии при наблюдении её в атомном пучке. Но осуществить это практически очень сложно, так как трудно создать достаточно однородное магнитное поле в больших объёмах и, кроме того, с ростом области взаимодействия падает интенсивность атомного пучка. Влияние неоднородности магнитного поля приводит к наложению ряда сдвинутых кривых, т.е. к расширению результирующей спектральной линии [1, 5].

Чтобы избежать этого Рамзей создал экспериментальную установку, в которой атомный пучок взаимодействует с высокочастотным полем дважды в двух удалённых областях небольших размеров. В результате этого взаимодействия на вершине резонансной кривой возникает тонкая структура (рис. 1), напоминающая распределение интенсивности при интерференции света квазимонохроматического источника, прошедшего через узкие щели, расположенные на некотором расстоянии друг от друга.



Рис. 1. Форма спектральной линии в установке с разнесенными областями взаимодействия.

Ширина главного максимума в этом случае равна:

$$\Delta v = 0.575 \frac{u_s}{L}$$

теперь L – длина промежутка между областями взаимодействия атомов с СВЧ полем. Главным преимуществом этого метода является существенное ослабление требований к однородности магнитного поля в промежутке между областями взаимодействия, что позволяет делать L намного большим, чем область взаимодействия l в методе Раби, и, следовательно, получать более узкую спектральную линию.

На собранной экспериментальной установке по методу Рамзея проточного ЯМР магнитометра были получены контура линии нутации, которые напоминают форму спектральной линии с тонкой структурой. В одном из случаев удалось увеличить крутизну линии нутации в точках обнуления сигнала ЯМР почти в 3 раза по сравнению с классическим вариантом, что позволяет повысить точность измерения слабого неоднородного магнитного поля.

Но проведенный анализ экспериментальных данных и техники проведения эксперимента показал, что хотя и удалось достичь увеличения крутизны, условия проведения эксперимента Рамзея в собранной экспериментальной установки оказались выполнены частично. Этот факт не позволит получить изменение крутизны более чем на порядок и выше, как это было получено на атомных пучках. Для проведения дальнейших исследований необходимо разработать новую конструкцию, в которой будут расположены катушки нутации, так чтобы условия проведения эксперимента Рамзея выполнить более корректно.

E-mail: antonkarseev@gmail.com

#### Литература

1. М.П. Бородин. Применение явления ядерного магнитного резонанса. СПбГУ, 2003 г. - 316 с.

2. В.Н. Николаева, А.С. Пащина Будущее открывается квантовым ключом. – М.: Химия, 2009 г. – 352 с.

3. Давыдов В.В., Семенов В.В. Нестационарный режим работы нутационных ЯМР расходомеров и магнитометров. Приборы и техника эксперимента, 1999, № 3, с. 151 – 153.

4. Давыдов В.В., Семенов В.В. Нестационарный режим работы нутационных ЯМР расходомеров и магнитометров. Приборы и техника эксперимента, 1999, № 3, с. 151 – 153.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗМЕРОВ МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ

## Крисина И.С.

#### Северо-кавказский федеральный университет, Институт естественных наук, Ставрополь, Россия

В настоящее время широкой популярностью пользуются магнитные наноматериалы. Одним из примеров таких сред является магнитная жидкость (феррожидкость), которая представляет собой взвесь магнитных устойчивых к коагуляции наночастиц в некоторой среде. Во многих современных работах, например, [2] указывается, что на макроскопические свойства (намагниченность насыщения, магнитная восприимчивость) таких сред существенное влияние оказывает дисперсный состав, образующих ее частиц.

В результате исследования магнитной жидкости на основе кремнийорганической жидкости ПЭС-3 с магнетитовыми наночастицами оказалось, что при относительно большой магнитной восприимчивости, измеренной в постоянном магнитном поле ( $\chi = 1,82$ ), она обладает достаточно низкой намагниченностью насыщения ( $M_{\infty} = 30,9$  кА/м). Возникло предположение, что объяснить такое несогласие можно на основе предположения о том, что исследованная среда состоит из достаточно больших дисперсных частиц, либо содержит в себе крупные агрегаты, состоящие из относительно небольших наночастиц. Естественно, самым простым решением этой задачи, является прямое наблюдение этих частиц, например, с помощью электронного микроскопа. Однако в нашем распоряжении его не оказалось.

Известно, что магнитная восприимчивость в слабом поле и намагниченность в высоких магнитных полях слабоконцентрированной магнитной жидкости с учетом полидисперсности магнитных наночастиц может быть определена с помощью ланжевеновской модели намагничивания среды[1]:

$$\chi = \frac{\pi\mu_0 M_s M_\infty}{18kT} \cdot \frac{\sum_i f_i d_i^\circ}{\sum_i f_i d_i^3} \tag{1}$$

$$M = M_{\infty} - \frac{\mu_0 k T M_{\infty}}{M_s H} \cdot \frac{1}{\sum f_i V_i}$$
(2)

Здесь  $M_s$  – намагниченность насыщения магнетита, M – намагниченность магнитной жидкости в поле H,  $f_i$  – относительное число частиц размером  $d_i$  и объемом  $V_i$ . Общепринятым считается, что распределение размеров частиц по размерам в магнитной жидкости подчиняется логнормальному распределению  $f(x) = \frac{1}{x\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\ln(x)-\mu}{\sigma}\right)\right]$ ,

где под *х* понимается диаметр частицы. Предполагая, что распределение частиц непрерывно, и обозначая:

$$\alpha = \frac{6kTM_{\infty}}{\mu_0 \pi (M_{\infty} - M)M_s H}, \text{ umeem } \alpha = \int_0^\infty x^3 f(x) dx, \qquad (3)$$

$$\beta = \frac{18kT\chi\alpha}{\mu_0 \pi M_\infty M_s}, \text{ откуда } \beta = \int_0^\infty x^6 f(x) dx$$
(4)

Известно, что моменты логнормального распределения могут быть определены по формуле:  $E[X^k] = \exp\left(k\mu + \frac{k^2\sigma^2}{2}\right), k \in N$ . Подставляя их значения в уравнения (3, 4) получаем систему уравнений относительно  $\mu$  и  $\sigma$ . Решая его, получим:

$$\begin{cases}
\mu = \frac{36 \ln \alpha - 9 \ln \beta}{54}; \\
\sigma = \sqrt{\frac{\ln \frac{\alpha^2}{\beta}}{9}}.
\end{cases}$$
(5)

Подставляя полученные значения µ и  $\sigma$  в формулу для момента распределения первого порядка (k=1), получим величину среднего размера частиц магнитной жидкости. Проведенный расчет показал, что соответствующая величина имеет значение 31 нм.

Такой размер частиц является достаточно большим, т.к. общепринятым средним размером магнитных наночастиц в магнитной жидкости является 10 нм. Таким образом, полученное значение может быть интерпретировано двояко: либо частицы действительно имеют большой размер, либо они объединены в агрегаты из более мелких частиц. *E-mail: irishechka.26@mail.ru* 

#### Литература

1. Диканский Ю.И. К вопросу о магнитогранулометрии в магнитных жидкостях // Магнитная гидродинамика. - 1984. \No 1. C. 123 - 126.

2. R. C. Woodward, J. Heeris, T. G. St. Pierre, M. Saunders, E. P. Gilbert, M.Rutnakornpituk, Q. Zhange and J. S. Rifflee A comparison of methods for the measurement of the particle-size distribution of magnetic nanoparticles // J. Appl. Cryst. -- 2007. -- Vol. 40 P. -- p. 495-500

## ПОЛУЧЕНИЕ И ОПТИМИЗАЦИЯ МАГНИТНЫХ МИКРОСЕНСОРОВ НА ОСНОВЕ СПИНОВЫХ КЛАПАНОВ Si/Ta/NiFe/Al/NiFe/FeMn/Ta

Куренков А.С.

МГУ им. М.В.Ломоносова, фзический факультет, Москва, Россия

Рассматриваемый в работе тип магнитных датчиков основан на эффекте гигантского магнетосопротивления (ГМС).

ГМС – это квантовомеханический эффект, заключающийся в изменении электрического сопротивления с изменением ориентации магнитных моментов слоёв в многослойный системах. Различная ориентация магнитных моментов слоёв в такого рода системах может быть достигнута путём использования антиферромагнитной связи, слоёв с различной коэрцитивностью или спиновых диодов с обменным смещением.

Так как в данной работе исследуются сенсоры на основе спин-диодных структур, то поясним их устройство. Основой спин-диода (спинового клапана) является связь ферромагнетика (ФМ) и антиферромагнетика (АФМ). Эта связь переориентирует магнитный момент ФМ таким образом, что он уже не совпадает по направлению с внешним полем. При этом магнитный момент другого (магнитомягкого) ФМ, отделённого от системы ФМ-АФМ изолирующим слоем, ориентируется по внешнему полю. При увеличении магнитного поля, растёт и разница в ориентации магнитных моментов, что приводит к увеличению интенсивности рассеяния электронов и росту сопротивления. Именно это позволяет применять спиновые клапаны в магнитных сенсорах, измерения магнитного поля в которых происходит путём простого измерения сопротивления проградуированного спин-диода.

Достоинствами сенсоров на основе эффекта ГМС являются высокая чувствительность, малое энергопотребление и малые размеры. Подобные устройства востребованы в различных областях. Кроме того, возможность создания интегрированной структуры на основе кремниевой технологии позволяет говорить о высокой степени унификации и, в перспективе, низкой стоимости производства сенсоров.

Целью серии экспериментов являлось получение датчиков, оптимизированных для практического применения. Основными требованиями являются стабильность работы, точность и простота интеграции. В соответствии с этим, необходимо добиться повторяемого и стабильного эффекта ГМС, максимального по своей величине. Напыление на готовые микросхемы с разведёнными контактами обеспечивает простоту интеграции.

Экспериментально изменение свойств получаемых спин-диодных структур обеспечивалось изменением условий осаждения, варьированием толщин слоёв, а также геометрических размеров детектора. Так как немаловажным условием для практического применения является низкая стоимость детектора, то в процессе исследований был скорректирован состав напыляемой структуры. Так, в антиферромагнитном слое IrMn, иридий был заменён на железо (FeMn).

Спин-диоды были получены методом магнетронного распыления на магнетроне АТС Orion 5 UHV на базе НИИЯФ МГУ. Контроль толщины полученных структур проводился методом резерфордовского обратного рассеяния и системы микроанализа на сканирующем электронном микроскопе Tescan LYRA3 XM.

*KurenkovAlexander@gmail.com* 

#### Литература

1. J. Stöhr, A. Scholl, T. J. Regan « X-Rays Unravel the Puzzle of Exchange Bias» // http://wwwssrl.slac.stanford.edu/stohr/magneticexchange.htm.

2. Н.Г. Чеченин «Магнитные наноструктуры и их применение», 2006 М., Изд-во Грант Виктория.

3. П.А. Грюнберг «От спиновых волн к гигантскому магнетосопротивлению и далее» // Успехи физических наук. Декабрь 2008, том 178, № 12, стр. 1349-1358.

4. M. Tondra, D. Wang «High temperature pinning properties of IrMn versus FeMn in spin valves» // J. Vac. Sci. Technol. 1999 г., ЮА 17, 2220.

5. С.А. Душенко, П.Н. Черных, Н.Г. Чеченин «Эффект гигантского магнитосопротивления в системе NiFe/Cu/NiFe/IrMn» // Научная конференция «Ломоносовские чтения», Москва, Апрель 2012.

## МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛА ErAl<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub>

#### Куцак Т.В.

## Сибирский федеральный университет, ИИФиРЭ, физический факультет, Красноярск, Россия

Ион Er<sup>3+</sup> широко используется как активный ион в твёрдотельных лазерах. Генерация осуществляется на запрещённых по чётности переходах внутри 4f оболочки (f-f переходы). Запрещённые f-f переходы частично разрешаются благодаря примешиванию состояний противоположной четности нецентросимметричными компонентами кристаллического поля. Поэтому как интенсивность, так и магнитооптическая активность этих переходов очень чувствительны к локальному окружению 4f ионов.

В настоящей работе проведено исследование температурной зависимости (90 - 293 К) спектров поглощения и магнитного кругового дихроизма (МКД) *f-f* переходов в кристалле ErAl<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub> в видимой области спектра. (На рис. 1. в качестве примера показан спектр МКД одного из переходов.) На основании этих данных получены температурные зависимости парамагнитной магнитооптической активности (МОА) переходов: отношения нулевых моментов полос МКД и поглощения (рис 2).



Рис. 1. Спектр МКД перехода  ${}^{4}I_{15/2} \rightarrow {}^{4}F_{7/2}$  при комнатной температуре.

МОА разрешённых переходов слабо зависит от кристаллического поля и повторяет температурную зависимость магнитной восприимчивости [1], т.е. следует закону Кюри-Вейсса. Совсем иная ситуация наблюдается для запрещённых, *f-f*, переходов (рис. 2). МОА не только отклоняется от закона Кюри-Вейсса, но в некоторых случаях меняет знак с изменением температуры.



Рис. 2. МОА *f-f* переходов (на рисунке указаны возбуждённые состояния).

Теория MOA f-f переходов была рассмотрена в [2]. Было показано, что MOA может состоять из нескольких вкладов, которые соответствуют различным примешанным состояниям противоположной четности разрешающим переход также и по полному моменту. В частности, если рассматривать примеси только к возбуждённому состоянию, то:

для примеси 
$$J=13/2$$
:  
для примеси  $J=15/2$ :  
для примеси  $J=15/2$ :  
 $C = -g (J+1) / 2 = -5.1$   
 $C = -g / 2 = -0.6$  (1)  
 $C = +g J / 2 = +4.5$ 

Здесь *g*-фактор и полный момент *J* относятся к основному состоянию  ${}^{4}I_{15/2}$ , а МОА (*C*) даны в единицах  $\mu_B H/kT$ . Теория справедлива при одинаковой заселённости компонент расщепления основного состояния в кристаллическом поле. Поэтому берём экспери-

ментальные результаты при максимальной, т.е. при комнатной, температуре и находим C=+2.9, +0.097, -0.84 для переходов в состояния  ${}^{2}H_{11/2}$ ,  ${}^{4}F_{7/2}$ ,  ${}^{4}(F_{5/2}+F_{3/2})$ , соответственно. Сравнивая эти результаты с (1), приходим к выводу, что присутствуют все три вклада в разрешение и в МОА рассматриваемых переходов. В случае, когда существует более одного вклада в МОА, температурная зависимость МОА может отклоняться от закона Кюри-Вейсса (рис. 2.)Это объясняется тем, что соотношение вкладов в МОА зависит от изменения заселённости компонент расщепления основного состояния кристаллическим полем с изменением температуры.

E-mail: tanya71290@yandex.ru

#### Литература

1. J.H. Van Vleck, M.H. Hebb, Phys. Rev. 46 (1934) 17.

2. А.В. Малаховский, В.А. Исаченко, А.Л. Сухачев, А. М. Поцелуйко, В.Н. Заблуда, Т.В. Зарубина, И.С. Эдельман. ФТТ 49 (2007) 667.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНСТАНТ МАГНИТОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИИ ИНТЕРМЕТАЛЛИДОВ Dy<sub>1-X</sub>Nd<sub>x</sub>Co<sub>4,5</sub>Cu<sub>0,5</sub> И DyCo<sub>5,2-x</sub>Cu<sub>x</sub>

#### Лебедев П.В.

Тверской государственный университет, физико-технический факультет, Тверь, Российская Федерация

Магнитные свойства сплавов (R',R")Со<sub>5</sub> с тяжелыми (R') и легкими (R") РЗМ, которые применяются для изготовления постоянных магнитов с повышенной температурной стабильностью магнитной индукции, изучены недостаточно.

Установлено, что сплавы  $Dy_{1-x}Nd_xCo_{4,5}Cu_{0,5}$  при комнатной температуре обладают анизотропией «легкий конус», а сплавы  $DyCo_{5,2-x}Cu_x$  – анизотропией типа «легкая плоскость» [1]. В этих интерметаллидах, также как и в базовых сплавах  $NdCo_5$  и  $DyCo_5$ , при понижении температуры происходят спин-переориентационные переходы типов «легкая ось - легкий конус» и «легкая ось - легкая плоскость», соответственно.

В данной работе определены значения констант магнитокристаллической анизотропии сплавов DyCo<sub>5.2-x</sub>Cu<sub>x</sub> ( x=0,25;0,5;1,0) и Dy<sub>1-x</sub>Nd<sub>x</sub>Co<sub>4.5</sub>Cu<sub>0.5</sub> (x=0,2;0,4;0,8) с различным содержанием меди и неодима, соответственно, при высоких температурах. Магнитные измерения проводили на вибрационном магнитометре с температурной приставкой. Образцы для измерений получали из крупных зерен слитков указанных сплавов и придавали им сферическую форму по стандартной методике. Поскольку при комнатной температуре исследуемые сплавы не обладают одноосной анизотропией, то применялась тщательная текстуровка образцов при повышенных температурах, соответствующих области существования анизотропии «легкая ось». При этих же температурах для всех перечисленных составов сплавов были измерены кривые намагничивания вдоль легкого и трудного направлений намагничивания. Результаты магнитных измерений использовались для расчета констант анизотропии К<sub>1</sub> и К<sub>2</sub> с помощью графического перестроения зависимостей I(H) по методу Сексмитта-Томсона [2]. Метод основан на модели «вращения жесткого вектора Is», в которой не учитывается возможность разбиения магнетика на домены и предполагается, что все процессы перемагничивания происходят исключительно за счет поворота вектора намагниченности насыщения Is во внешнем поле от оси легкого намагничивания (оси С) к направлению внешнего магнитного поля (H).

Для двух групп исследуемых сплавов были рассчитаны значения первой и второй констант анизотропии при температурах, превышающих средние значения температур спиновой переориентации. Построены зависимости первой и второй константы анизотропии сплавов DyCo<sub>5,2-x</sub>Cu<sub>x</sub> от содержания меди и аналогичные зависимости сплавов Dy1-xNd<sub>x</sub>Co<sub>4.5</sub>Cu<sub>0.5</sub> от содержания неодима.

*E-mail: lebedev.pavel.v@mail.ru* 

## Литература

1. О.Б. Дегтева, А.Г. Пастушенков, Н.П. Скоков, А.Ю. Соколов. Магнитные свойства, доменная структура и особенности спонтанных спин-ориентационных переходов сплавов Dy<sub>1-x</sub>Nd<sub>x</sub>Co<sub>4.5</sub>Cu<sub>0.5</sub>. // Горный информационно-аналитический бюллетень. Отдельный выпуск 1. Функциональные металлические материалы. Сырьевая база, магнитные материалы и системы. – М.: Издательство Московского государственного горного университета – 2007. – № OB1. C.392–403.

2. Sucksmith W., Thompson F.R.S., Thompson J.E. The magnetic anisotropy of cobalt // Proceedings of the Royal Society A. 1954. V.225. P.362–375.

## УСИЛЕНИЕ ЭФФЕКТА ОБМЕННОГО СМЕЩЕНИЯ В СТРУКТУРАХ NiFe/IrMn, IrMn/NiFe И NiFe/IrMn/NiFe С РАЗНОЙ ТОЛЩИНОЙ АНТИФЕРРОМАГНИТНОГО СЛОЯ

Медведева С.С.<sup>1</sup>, Джунь И.О.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Балтийский Федеральный университет им. И. Канта, физико-технический институт, Калининград <sup>2</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

Явление обменного смещения известно уже более 50 лет и связано с обменным взаимодействием, возникающим на границе между ферромагнитным (ФМ) и антиферромагнитным (АФ) материалом [7, 8]. Обменное смещение проявляется в виде смещения петли гистерезиса относительно нулевого значения внешнего магнитного поля.

Несмотря на большое количество опубликованных экспериментальных и теоретических работ, содержащих результаты исследования эффекта обменного смещения в различных структурах, это явление до сих пор не изучено до конца и вызывает большой научный интерес [например, 3, 4, 9]. Не меньший интерес представляет данное явление и с практической точки зрения. На сегодняшний день широкое применение нашли, например, считывающие головки на основе спин-вентильных структур, используемые в жестких дисках [1, 5, 6]. Классическая спин-вентильная структура состоит из свободного слоя (ФМ), разделительного слоя (электропроводящего), закрепленного слоя (ФМ) и обменного слоя (АФ). Характеристики считывающих головок зависят от магнитных свойств спин-вентильной структуры, а качество ее работы, в частности, от величины поля обменного смещения. Изучение путей усиления эффекта обменного смещения является одной из важных исследовательских задач на сегодняшний день. Для решения такой задачи удобно использовать двуслойные структуры ФМ/АФ. В последнее время все больший интерес представляет влияние порядка осаждения слоев на величину поля обменного смещения. Для таких исследований используют также двухслойные структуры с альтернативным порядком осаждения слоев – типа АФ/ФМ, а также трехслойные системы ФМ/АФ/ФМ. Последние представляют собой структуру, включающую одновременно интерфейсы двух типов [2, 10].

Экспериментальные образцы, исследуемые в данной работе, были получены методом магнетронного напыления на установке ATC ORION-5 (AJA INTERNATIONAL). Напыление производилось в атмосфере аргона при давлении 3\*10<sup>-3</sup> Торр на подложку из монокристаллического кремния. В процессе осаждения структур в плоскости подложки было приложено магнитное поле величиной 420 Э для формирования однонаправленной анизотропии или анизотропии типа легкая ось. Нами были получены двуслойные структуры, отличающиеся порядком осаждения слоев: ФМ/АФ и АФ/ФМ; а также трехслойные структуры ФМ/АФ/ФМ. В качестве АФ слоя использовали IrMn толщиной 10, 20, 30, 40, 50 нм. В качестве ФМ слоя был выбран FeNi, его толщина составляла 10 нм.

Магнитные свойства исследуемых образцов измерялись на вибрационном магнитометре фирмы LakeShore (System 7404). Для всех образцов были измерены петли гистерезиса в плоскости пленки при различной ориентации оси легкого намагничивания (ОЛН) образца относительно направления внешнего магнитного поля: 0, 45, 90, 135, 180, 225, 270, 315 градусов.

По полученным данным были оценены величины поля смещения,  $H_{eb}$ , и коэрцитивной силы,  $H_C$ , и проанализированы их зависимости от толщины АФ слоя. На рис. 1 представлены графики зависимости  $H_{eb}$  и  $H_C$  от толщины АФ слоя, t, для измерений, проведенных при ориентации внешнего магнитного поля параллельно ОЛН образцов.



Рис. 1. Зависимость (а) поля обменного смещения и (б) коэрцитивной силы от толщины АФ слоя для двуслойных структур с разным порядком осаждения слоев ФМ/АФ и АФ/ФМ и трехслойной структуры ФМ/АФ/ФМ.

На рис. 1(а) видно, что поле смещения для двуслойных структур растет с увеличением толщины A $\Phi$  слоя. Для структуры NiFe/IrMn/NiFe поле обменного смещения достигает максимального значения при толщине A $\Phi$  слоя 30 нм. Минимальное значение поля обменного смещения для структур всех трех типов соответствует минимальному значению толщины A $\Phi$  слоя 10 нм.

На рисунке 2(б) видно, что значение коэрцитивной силы для трехслойной структуры достигает своего максимума при толщине  $A\Phi$  слоя 30 нм, в то время как для структуры IrMn/NiFe при данной толщине  $A\Phi$  слоя наблюдается минимальное значение коэрцитивной силы. Для структур NiFe/IrMn минимальное значение коэрцитивной силы. Для структур NiFe/IrMn минимальное значение коэрцитивной силы АФ слоя 20-30 нм. Толщина  $A\Phi$  слоя 40 нм для структуры NiFe/IrMn/NiFe соответствует минимальному значению коэрцитивной силы, а для двуслойных структур двух типов – наибольшему значению.

Сравнительный анализ полученных на рис. 1(а) и рис. 1(б) зависимостей позволяет заключить, что добавление второго ФМ слоя приводит, в целом, к увеличению значений обменного смещения и уменьшению значений коэрцитивной силы. Трехслойные структуры при тех же толщинах АФ слоя, что и в структурах типа ФМ/АФ и АФ/ФМ обладают большим полем обменного смещения, а, значит, использование таких структур с практической точки зрения является наиболее перспективным. Кроме того, для структур NiFe/IrMn/NiFe определено оптимальное значение толщины АФ слоя – 30 нм. При данной толщине наблюдается максимум поля обменного смещения. E-mail: smedvedeva@innopark.kantiana.ru

#### Литература

- 1. Ennen I., Albon C., A. Weddemann et al., Acta Phys. Polonica, 121, 2, 420-425 (2012).
- 2. Jung HS., Doyle WD., Fujiwara H. et al., J. Appl. Phys., 91, 10, 6899-6901 (2002).
- 3. Laureti S., Peddis D, L.Del Bianco et al., J. Magn. Magn. Mater., 324, 21, 3503-3507 (2012).
- 4. Laureti S., Suck Sarah Y., Haas Helge et al., Phys. Rev. Lett., 108, 7, 077205 (2012).
- 5. Maqableh Mazin M., Huang Xiaobo et al., Nano Letters, 12, 8, 4102-4109 (2012).
- 6. Marquina C., de Teresa J. M. et al., J. Magn. Magn. Mater., 324, 21, 3495-3498 (2012).

7. Meiklejohn W. H. and Bean C. P., Phys. Rev. 102, 1413 (1956).

8. Noguers J., Sort J., Langlais V., Skumryev V., Surinach S. et al., Phys. Rep. 422,65 (2005).

9. Sinova J., Zutic I, Nature Materials 11, 5, 368-371 (2012).

10. Xu Feng, Liao Zhiqin, Huang Qijun, et al., IEEE Trans. Magn., 47, 3486-3489 (2011).

#### АНОМАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ ХОЛЛА В НАНОКОМПОЗИТАХ (Co<sub>41</sub>Fe<sub>39</sub>B<sub>20</sub>)<sub>X</sub> (Al-O)<sub>1-X</sub>

#### Меттус Д. Е., Михайловский Ю.О.

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

В последние годы достигнут определенный прогресс в понимании механизмов аномального эффекта Холла (АЭХ) в однородных ферромагнитных металлах и металлических сплавах [1], но, тем не менее, поведение АЭХ в высокорезистивных системах, будь то гранулированные сплавы "ферромагнитный металл-диэлектрик" [2], сплавы Гейслера [3] или пленки магнетита (см. [1]), не нашло адекватного объяснения. Наиболее ярким примером противоречий современной теории АЭХ с экспериментом является обнаруженный в 1995 г. [2] гигантский эффект Холла в наногранулированных сплавах "ферромагнитный металл-диэлектрик", также называемых нанокомпозитами или герметами. Суть эффекта состоит в том, что при постепенном уменьшении концентрации ферромагнитного металла сопротивление Холла в пленках нанокомпозитов увеличивается и при приближении к порогу перколяции резко возрастает, при этом сопротивление АЭХ на 3-4 порядка величины превышает сопротивление АЭХ исходного чистого металла.

В данной работе приводятся экспериментальные данные о намагниченности, сопротивлении, магнитосопротивлении, сопротивлении Холла в нанокомпозитах  $(Co_{41}Fe_{39}B_{20})_x$  (Al-O)<sub>1-x</sub> типа "аморфный ферромагнетный металл–диэлектрик" при комнатной температуре. Выбор такой сравнительно новой системы связан с выяснением механизмов усиления АЭХ в нанокомпозитах.



Рис. 1. Зависимость сопротивления (чёрные квадраты) и магнитосопротивления (белые круги) от концентрации металла.



Рис. 2. Зависимость константы НЭХ (чёрные квадраты) и константы АЭХ (белые круги) от концентрации металла. На вставке зависимость константы АЭХ от сопротивления.

Сопротивление (Рис. 1.) монотонно возрастает при уменьшении доли металла, что очевидно связано с увеличением средней толщины диэлектрической прослойки. Интересно поведение магнитосопротивления (Рис.1), оно оказалось достаточно большим (до 4% в поле 1,5 Тл) и существует для широкого диапазона составов. Это соответствует данным о микроструктуре сплавов и данным по намагниченности. Действительно, туннельный тип магнитосопротивления существует только в том случае, если магнитные моменты гранул в отсутствии поля разориентированы и только тогда, когда барьер между гранулами имеет сравнительно малую по сравнению со спин-диффузионной длиной толщину. Следовательно, магнитосопротивление должно стремиться к нулевому значению при х>0.6 (магнитные моменты соседних гранул практически параллельны) и

при x<0.2 (толщина зазора больше размера гранул), достигая максимального значения в середине этого концентрационного интервала. Принято считать, что туннельное магнитосопротивление максимально вблизи порога перколяции, но в данном случае, когда максимум магнитосопротивления наблюдается при x $\sim$ 0.5, система не проявляет перколяционного поведения, что хорошо видно из данных по сопротивлению.

На Рис.2 представлены концентрационные зависимости констант АЭХ и НЭХ, а на вставке зависимость константы АЭХ от сопротивления. При изменении х от 0.56 до 0.3 константа АЭХ возрастает в 26 раз, тогда как константа НЭХ только в 2 раза. Таким образом, усиление НЭХ и АЭХ в нанокомпозитах имеет разные причины, и, как во всех известных случаях, усиление НЭХ выражено значительно слабее, чем АЭХ.

Согласно вставке на Рис.2  $R_{s} \sim \rho^{m}$ , где  $m = 0.46 \pm 0.1$ . Полученная корреляция относится только к концентрационным зависимостям. В случае прыжковой проводимости в модели Миллера – Абрахамса, то есть при активационном типе проводимости, в работе [4] получено для концентрационных зависимостей m=0.5, что достаточно близко к нашим экспериментальным данным.

Таким образом, нам представляется, что природа гигантского АЭХ в перколяционных системах связана как с размерным эффектом, так и с уменьшением эффективного числа носителей при приближении к переходу металл-диэлектрик. Шунтирующее действие металлических гранул и каналов протекания приводит к тому, что носители тока вынуждены многократно рассеиваться внутри гранул и на ее поверхности, что и приводит к усилению АЭХ. Если гранулы имеют размер наномасштаба, то процесс переноса носит прыжковый характер, который может приводить к разным зависимостям холловской проводимости от обычной проводимости, не имеющим универсального характера. E-mail: mikhaylovskiy.yuriy@gmail.com

#### Литература

1. N.Nagaosa, J.Sinova, S.Onoda et al., Rev. Mod. Phys. 82, 1539 (2010)

2. A. Pakhomov, X. Yan, B. Zhao, Appl. Phys. Lett. 67, 3497 (1995)

3. А. Б. Грановский, В.Н. Прудников, А.П. Казаков и др., ЖЭТФ ЖЭТФ 142 (5), 916-927 (2012)

4. А.В. Ведяев, А.Б. Грановский ФТТ 28, 2310 (1986)

## МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛИКРИСТАЛЛА СПЛАВА ГЕЙСЛЕРА Fe<sub>48</sub>Mn<sub>24</sub>Ga<sub>28</sub>

#### Новиков А.И.

### МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Известно, что сплавы Гейслера Fe48Mn24Ga28 могут претерпевать мартенситный переход, в результате которого вместо высокотемпературной парамагнитной аустенитной фазы образуется ферромагнитная мартенситная фаза.

В ходе работы проводились магнитооптические исследования поликристалла Fe48Mn24Ga28, полученного методом индукционной плавки в атмосфере аргона. Была приизведена горячая прокатка при 1273 К с последующим отжигом при 1273 К в течение 168 ч [1].

Магнитооптические свойства изучались в геометрии экваториального эффекта Керра (ЭЭК). Измерения спектральных, полевых и температурных зависимостей ЭЭК были проведены в диапазоне энергий от 0,5 до 4 эВ, в полях напряжённостью до 3 кЭ и в области температур от 30 до 300 К. На рис. 1 приведены температурные зависимости ЭЭК, измеренные в магнитных полях напряжённостью 600 Э

и 2,8 кЭ (см. вставку) при фиксированной энергии падающего света 2,81 эВ. В области температур мартенситного перехода (90 — 260 K) в поле напряжённостью 600 Э наблюдается гистерезис ЭЭК. Гистерезис практически полностью подавлялся в полях напряжённостью 3 кЭ.

Интересно отметить, что ход температурных зависимостей ЭЭК в области гистерезиса не совпадает с ходом зависимостей намагниченности, представленных в [1] и [2]. Это различие можно объяснить особенностями магнито-



Рис. 1. Температурные зависимости ЭЭК *(transversal Kerr effect, TKE)* в поле 600 Э и 2,8 кЭ (вставка).

оптических свойств композитных сред, состоящих из ферромагнитных включений в диэлектрическую или полупроводниковую матрицу. В подобных композитах намагниченность пропорциональна концентрации ферромагнитной фазы, тогда как магнитооптический отклик имеет немонотонную зависимость от концентрации с максимумом в области порога перколяции.

В исследуемом сплаве Fe48Mn24Ga28 при 300 К ферромагнитные включения мартенситной фазы изолированы друг от друга, их мало и большая их часть уже намагничивается в поле 600 Э. С понижением температуры количество включений мартенсита линейно увеличивается, они продолжают намагничиваться в слабом поле, поэтому сигнал ЭЭК и намагниченность растут с концентрацией мартенсита. При дальнейшем

понижении температуры (от 200 К) согласно измерениям сопротивления в образце происходит перколяционный переход и начинается резкий рост мартенситной фазы [1]. Возникновением крупных частиц с большой магнитной анизотропией можно объяснить, с одной стороны, рост намагниченности, а с другой стороны, падение величины ЭЭК в малых полях и её насыщение в больших полях.

На рис. 2 показаны полевые зависимости величины ЭЭК при различных температурах, отражающие полевую зависимость намагниченности поверхностного слоя. Полевые зависимости величины ЭЭК не идентичны начальным кривым петель гистерезиса, пред-



Рис. 2. Полевые зависимости ЭЭК при температурах 300 К и 130 К.

ставленным в [1] и [2], что может быть связано с различной микромагнитной структурой поверхности и объёма.

На рис. 3 приведено сравнение спектральных зависимостей ЭЭК для поликристалла Fe48Mn24Ga28 при различных температурах и спектра тонкой плёнки Ni2MnGa [3]. Спектральные профили ЭЭК, полученные при 300, 130 и 55 К, почти совпадают, отличаясь лишь амплитудой.

Хотя спектр поликристалла Fe48Mn24Ga28 имеет достаточно гладкий характер, в нём можно выделить два максимума, при энергиях падающего света 1 эВ и 3,5 эВ. 25

Сравнивая спектры Fe48Mn24Ga28 и Ni2MnGa, можно сделать вывод, что переходы с энергиями в диапазоне 1 — 1,4 эВ проявляются в обоих рассмотренных сплавах Гейслера. В более высокоэнергетичной области спектры существенно различаются, ЭЭК для плёнки Ni2MnGa в районе 3 эВ имеет отрицательный пик. Подобные отрицательные пики были обнаружены и в спектрах ЭЭК для Ni2MnIn [4]. Так как наиболее интенсивные пики в оптических и магнитооптических спектрах сплавов Гейслера (см., например, [5]) главным



Рис. 3. Спектральные зависимости ЭЭК поликристалла Fe<sub>48</sub>Mn<sub>24</sub>Ga<sub>28</sub> при различных температурах в сравнении со спектром тонкой плёнки Ni<sub>2</sub>MnGa.

образом связываются с переходами между d-уровнями различных переходных металлов, гибридизированных с s- и p-уровнями, то вид спектров должен в значительной степени меняться при изменении состава сплава.

Отрицательный пик при E ~ 3 эВ, наблюдался только в сплавах Гейслера, содержащих ионы Ni и Mn, поэтому его присутствие можно объяснить переходами между 3dуровнями никеля и 3d-уровнями марганца. И он исчезает при замене никеля на железо.

Автор выражает благодарность своему научному руководителю Елене Александровне Ганьшиной, а также сотрудникам и студентам лаборатории магнитных измерений кафедры магнетизма физического факультета МГУ.

*E–mail: autobus677@gmail.com* 

#### Литература

1. V.V. Khovaylo, T. Omori, X. u, R. Kainuma, A.P. Kazakov, V.N. Prudnikov, E.A. Gan'shina, A.I. Novikov, D.E. Mettus, A.B. Granovsky, Phys. Rev. B. (submitted to).

2. Д.Е. Меттус, А.П. Казаков. Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов-2012». Секция «Физика». Сборник тезисов, с. 298 (2012).

3. A. Novikov, E. Gan'shina, A. Granovsky, A. Zhukov and V. Chernenko. Solid Sate Phenomena, 190 (2012), 335–338.

4. Y.V. Kudryavtsev, Y.P. Lee, J.Y. Rhee, Phys. Rev. B 69, 195104 (2004).

5. S. Picozzi, A. Continenza and A.J. Freeman, J. Phys. D: Appl. Phys. 39, 851(2006).

## ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭФФЕКТЫ СПИНОВОЙ СИСТЕМЫ В МОДЕЛИ ГЕЙЗЕНБЕРГА

## Нухов А.К., Мусаев Г.М., Фадель Х.К.

## Дагестанский государственный университет, физический факультет Махачкала, Россия

При изучении магнитных свойств наноструктур, сверхрешёток и интерфейсов привлекает внимание учёт поверхностной энергии. В работе [1] рассмотрено влияние поверхностной энергии в классической теории спиновых на примере ферромагнитного кристалла, и
показано, что учёт локальной геометрии поверхности приводит к затуханию спиновых волн. В работах [2,3] рассмотрены вопросы, связанные с наличием свободной поверхности и её влияние на различные свойства модели Изинга и Гейзенберга. При теоретическом исследовании модели Гейзенберга возникают значительные математические трудности и авторы используют феноменологический подход или численные методы.

В данной работе произведён вывод микроскопического гамильтониана Гейзенберга с учетом поверхностной энергии для кристалла, в узлах f и f' которого находятся с незамкнутым и локальным слоем электронные оболочки с z электронами в каждом.

Спиновый Гамильтониан такой системы  $\hat{H}$ , может быть записан [4] в виде:

$$H = \sum_{\substack{\left(\begin{array}{c}f, \lambda\\f', \lambda'\end{array}\right)}} L(f, \lambda; f', \lambda') \hat{a}_{f\lambda\sigma}^{+} \hat{a}_{f'\lambda'\sigma} \\ + \frac{1}{2} \sum_{\substack{\left(\begin{array}{c}f_{1}\lambda_{1}; f_{2}\lambda_{2}\\f_{1}'\lambda_{1}'; f_{2}'\lambda_{2}\end{array}\right)}} F(f_{1}, \lambda_{1}; f_{2}, \lambda_{2}; f_{1}', \lambda_{1}'; f_{2}', \lambda_{2}') \hat{a}_{f_{1}\lambda_{1}\sigma_{1}}^{+} \hat{a}_{f_{2}\lambda_{2}\sigma_{2}}^{+} \hat{a}_{f_{2}'\lambda_{2}'\sigma_{2}'}^{-} \hat{a}_{f_{1}'\lambda_{1}'\sigma_{1}'} \end{array}$$
(1)

где  $\lambda$ ,  $\lambda'$ -орбитальные состояния электронов,  $\sigma$ - спиновое квантовое число ( $\sigma = 1/2$ ) Если пренебречь переходами между различными орбитальными состояниями электронов и образованием полярных связей, условие гомеополярности:

$$\sum_{\sigma} \hat{a}_{f\lambda\sigma}^{+} \hat{a}_{f\lambda\sigma} = 1 \qquad (\lambda = \lambda_{1}, \lambda_{2}, \dots, \lambda_{z})$$
(2)

даёт

$$\mathbf{T} \qquad \hat{H} = \varepsilon_0 + \frac{1}{2} \sum_{(f_1,\lambda_1 \neq f_2,\lambda_2)} A(f_1,\lambda_1;f_2,\lambda_2) \hat{a}^+_{f_1\lambda_1\sigma_1} \, \hat{a}^-_{f_1\lambda_1\sigma_2} \hat{a}^+_{f_2\lambda_2\sigma_2} \hat{a}^-_{f_2\lambda_2\sigma_1} \qquad (3),$$

где  $\varepsilon_0 = \sum_{f,\lambda,\sigma} L(f,\lambda;f',\lambda') \hat{a}^+_{f\lambda\sigma} \hat{a}^-_{f'\lambda'\sigma}$  - энергия основного состояния.

 $A(f_1, \lambda_1; f_2, \lambda_2) = F(f_1, \lambda_1; f_2, \lambda_2; f_1', \lambda_1'; f_2', \lambda_2')$  - обменный интеграл между состояниями  $f_1\lambda_1$  и  $f_2\lambda_2$ . Дополнительный оператор энергии  $\hat{H}_S$  вводится в (1) при учёте конечных размеров системы (поверхности кристалла)

$$\hat{H} = \hat{H}_V + \hat{H}_S \tag{4}$$

По аналогии с (3) имеем:

$$\hat{H}_{S} = \varepsilon_{0S} - \frac{1}{2} \sum_{(\varphi_{l} l_{1} \neq \varphi_{2} l_{2})} A(\varphi_{l}, l_{1}; \varphi_{2}, l_{2}) \hat{b}_{\varphi_{l} l_{l} \sigma_{l}}^{+} \hat{b}_{\varphi_{l} l_{l} \sigma_{2}} \hat{b}_{\varphi_{2} l_{2} \sigma_{2}}^{+} \hat{b}_{\varphi_{2} l_{2} \sigma_{l}}$$
(5)

Гамильтониан (5) учитывает основное состояние и взаимодействия только поверхностных ферромагнонов (S-магнонов, SS – взаимодействие). Кроме того, имеется SV – взаимодействие, тогда:

$$\hat{H} = \hat{H}_V + \hat{H}_S + \hat{H}_{SV} + \hat{H}_{VS} + \widetilde{H}$$
(6)

Где  $\hat{H}_{SV}$  и  $\hat{H}_{VS}$  операторы SV и VS взаимодействия, которые можно записать в виде:

$$\hat{H}_{VS}^{2} = \frac{1}{2} \sum_{\substack{f_{1},\lambda_{1};f_{2},\lambda_{2} \\ \varphi_{1},l_{1};\varphi_{2},l_{2}}} F_{VS}(f_{1},\lambda_{1};f_{2},\lambda_{2};\varphi_{1},l_{1};\varphi_{2},l_{2})\hat{a}_{f_{1}\lambda_{1}\sigma_{1}}^{+}\hat{a}_{f_{2}\lambda_{2}\sigma_{2}}^{+}\hat{b}_{\varphi_{2}l_{2}\sigma_{2}}\hat{b}_{\varphi_{1}l_{1}\sigma_{1}}$$
(7a)

$$\hat{H}_{SV}^{2} = \frac{1}{2} \sum_{\substack{\left(\substack{\varphi_{1}l_{1};\varphi_{2}l_{2}}\\f_{1},\lambda_{1};f_{2}\lambda_{2}},\sigma_{1},\sigma_{2}\right)}} F_{SV}(\varphi_{1},l_{1};\varphi_{2},l_{2};f_{1},\lambda_{1};f_{2},\lambda_{2})\hat{b}_{\varphi_{1}l_{1}\sigma_{1}}^{+}\hat{b}_{\varphi_{2}l_{2}\sigma_{2}}^{+}\hat{a}_{f_{2}\lambda_{2}\sigma_{2}}\hat{a}_{f_{1}\lambda_{1}\sigma_{1}}}$$
(7b)

$$\hat{H}_{VS}^{1} = \frac{1}{2} \sum_{\begin{pmatrix} f,\lambda\\\varphi,l \end{pmatrix},\sigma} L_{VS}(f,\lambda;\varphi,l) \hat{a}_{f\lambda\sigma}^{+} \hat{b}_{\varphi l\sigma}, \quad \hat{H}_{SV}^{1} = \frac{1}{2} \sum_{\begin{pmatrix} \varphi,l\\f,\lambda \end{pmatrix},\sigma} L_{SV}(\varphi,l;f,\lambda) \hat{b}_{\varphi l\sigma}^{+} \hat{a}_{f\lambda\sigma}$$
(8)

$$\hat{H}_{VS} = \hat{H}_{VS}^{1} + \hat{H}_{VS}^{2} \quad , \quad \hat{H}_{SV} = \hat{H}_{SV}^{1} + \hat{H}_{SV}^{2} \tag{9}$$

 $(f\lambda)$  избранное обозначение для V,  $(\varphi l)$  избранное обозначение для S.

Условие поверхностной гомеополярности: 
$$\sum_{\sigma} \hat{b}_{\sigma l\sigma}^{+} \hat{b}_{\sigma l\sigma} = 1$$
  $(l = l_1, l_2, \dots, l_z)$  (10)

Надо учесть, что здесь  $f \neq \varphi$   $(f_1, f_2 \neq \varphi_1, \varphi_2)$ . Вообще говоря (7a,b) необходимо дополнить интерференционными членами:  $(\hat{H}_2 = \hat{H}_1^+) \hat{\tilde{H}} = \hat{\tilde{H}}_1 + \hat{\tilde{H}}_2$ 

$$\hat{\widetilde{H}}_{1} = \frac{1}{2} \sum_{\substack{f_{1},\lambda_{1};f_{2},\lambda_{2} \\ \varphi_{1},l_{1};\varphi_{2},l_{2}}} \widetilde{F}_{1}(f_{1},\lambda_{1};\varphi_{2},l_{2};f_{2},\lambda_{2};\varphi_{1},l_{1};)\hat{a}_{f_{1}\lambda_{1}\sigma_{1}}^{+}\hat{b}_{\varphi_{2}l_{2}\sigma_{2}}^{+}\hat{a}_{f_{2}\lambda_{2}\sigma_{2}}\hat{b}_{\varphi_{1}l_{1}\sigma_{1}}$$
(11)

Здесь предполагается, что  $\hat{a}^{+}, \hat{a}$  и  $\hat{b}^{+}, \hat{b}$  обычные полевые бозе-операторы коммутирующие между собой, так как поверхностные и объёмные состояния (волновые функции) различаются и соответствующие операторы, действующие на эти состояния должны коммутировать.

Проводим преобразование Боголюбова и рассматриваем отдельно узлы поверхности и объёма. Для *H<sub>V</sub>* и *H<sub>S</sub>* получаем следующие выражения:

$$\hat{H}_{V} = U_{0V} - \sum_{(f_{1},\lambda_{1}\neq f_{2},\lambda_{2})} A_{V}(f_{1}\lambda_{1};f_{2},\lambda_{2}) \, {}^{V} \vec{\tilde{S}}_{f_{1}\lambda_{1}} \, {}^{V} \vec{\tilde{S}}_{f_{2}\lambda_{2}}$$
(12)

$$\hat{H}_{S} = U_{0S} - \sum_{(\phi_{1}, l_{1} \neq \phi_{2}, l_{2})} A_{S}(\phi_{1}, l_{1}; \phi_{2}, l_{2}) \, {}^{S} \hat{\vec{S}}_{\phi_{1} l_{1}} \, {}^{S} \hat{\vec{S}}_{\phi_{2} l_{2}}$$
(13)

Дальнейшие вычисления связаны с нахождением аналогичных выражений для членов перекрестного SV взаимодействия. Члены  $\hat{H}_{VS}^1$  и  $\hat{H}_{SV}^1$  образуют в SV взаимодействии своеобразную "основную" энергию и связаны с существованием двухчастичного спинового взаимодействия, когда взаимопревращения идут между поверхностью и объёмом. Однако такие члены, даже если они и не равны нулю, приводят лишь к некоторому смещению постоянной  $U_0$  и не существенны. Для остальных четырех членов взаимодействия необходимо провести дополнительные преобразования, вводя смешанные операторы.

nukhov1984@mail.ru

### Литература

1. Нухов А.К., Мусаев Г.М., Казбеков К.К., Учёт локальной геометрии поверхности в классической теории спиновых волн. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2011, №5. С. 8

2. Каганов М. И., Чубуков А. В., Теория переориентационных переходов в пластинках // ЖЭТФ-1982, Т.55, с. 1617-1627.

3. Bindes K., Hohenberg P. C., Phase transition and static spin correlation in Ising model with free surface // Pys. Rev., B. 1972, N.9, P. 3461-3487.

4. Киттель С., Введение в Физику Твёрдого Тела // М, мир – 1978, с. 792.

# МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В СПЛАВАХ ГЕЙСЛЕРА НА ОСНОВЕ Ni-Co-Mn-In<sup>\*</sup>

Павлочев С. Ю., Родионов И. Д.

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

<sup>\*</sup> Доклад признан одним из лучших в подсекции

Магнитокалорический эффект (МКЭ) был открыт в 1881 году. Он заключается в изменении термодинамического состояния магнитного материала при изменении степени его магнитного упорядочивания. последние десятилетия интерес к МКЭ возрос в связи с возможностью его практического применения в технологии магнитного охлаждения как в области криогенных, так и в области комнатных температур. Магнитное охлаждение обладает рядом принципиальных преимуществ, таких как низкая экологическая опасность, высокая эффективность, долгий срок эксплуатации. Одними из перспективных материалов для магнитного охлаждения являются сплавы Гейслера [1, 2].

Сплавы Гейслера – это тройные интерметаллические соединения со стехиометрическим соотношением XYZ (так называемые полусплавы Гейслера или сплавы "Half-Heusler"), либо X<sub>2</sub>YZ (так называемые полные сплавы Гейслера или "Full-Heusler"). Здесь X и Y – переходные металлы, а Z – элементы III-V групп. Кроме того, Y может быть редкоземельным или щелочноземельным элементом. Сплавы Гейслера обладают рядом интересных свойств, таких как структурные фазовые переходы, магнитная и немагнитная память формы, гигантское магнитосопротивление, полуметаллическое поведение и МКЭ.

В данной работе приводятся результаты экспериментального исследования прямым и косвенным методами МКЭ сплавов Гейслера  $Nl_{49}CoMn_{32}ln_{15}, Nl_{47,5}Co_{2,5}Mn_{32}ln_{15}$ . Образцы были получены методом дуговой плавки в атмосфере аргона с последующим отжигом при температуре  $850^{\circ}$ C в течение 24 часов при давлении  $10^{-4}$  тор. Структурный анализ образцов был проведен с помощью рентгеновского излучения. Для прямых измерений адиабатического изменения температуры при намагничивании с помощью установки MagEq MMS 801 было вырезано по две одинаковых пластинки для каждого сплава, между которыми помещалась термопара, с помощью которой фиксировалось изменение температуры. Массы пластинок были определены на аналитических весах (точность весов 10<sup>-4</sup> г). При косвенном методе определения МКЕ с помощью соотношений Максвелла [1] использовались данные относительно намагниченности, полученные при измерениях в полях до 10 kOe на вибрационном магнитометре Lake Shore VSM 7400 System. Последовательность измерений состояла в следующем. Образцы сначала подвергались циклическому нагреву-охлаждению не менее трех раз в диапазоне температур от 400 до 80 К, затем нагревались до 400 К и при ZFC измерениях охлаждались без приложения поля до 80 К и затем прикладывали поле и проводили измерения намагниченности при медленном повышении температуры. При измерениях FC измерения намагниченности проводились в процессе охлаждения от 400 К.

Из Рис. 1 видно, что у образца  $Nl_{47}CoMn_{35}In_{15}$ , в районе 350 К наблюдается резкий скачок намагниченности, обусловленный фазовым переходом 2-го рода, а мартенситный переход не имеет место. У образца  $Nl_{47,5}Co_{2,5}Mn_{35}In_{15}$  (рис. 2) наблюдается переходы как 1-го, так и 2-го рода. В интервале температур от 200 до 250 К наблюдается гистерезис и резкое изменение намагниченности, вызванное магнитоструктурным фазовым переходом 1-го рода. В ходе этого процесса происходит переход низкотемпературной кристаллической фазы (мартенсит) в высокотемпературную (аустенит). Температурный гистерезис этого перехода составляет 50 К.

В докладе обсуждаются результаты определения параметров МКЭ, а именно изменение магнитной энтропии и адиабатическое изменение температуры, исследованных составов сплавов Гейслера вблизи фазовых переходов 1-го и 2-го рода и показано, что они находятся на уровне соответствующих параметров МКЭ для гадолиния, используемого в прототипах магнитных холодильников.



Рис. 1. Зависимость намагниченности сплава  $Nl_{49}CoMn_{35}In_{15}$  от температуры.





sergeypavlochev@list.ru

Литература

1. A.M. Tishin, Y.I. Spichkin. The Magnetocaloric effect and its applications Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, (2003). 475 p.

2. J.Liu, T. Gottschall, K.P. Skokov, J.D. Moore, O. Gutfleisch. Nature Materials 11, 620 (2012).

# СПОСОБЫ СОЗДАНИЯ БИАТОМНЫХ МАГНИТНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛОВ: СРАВНЕНИЕ ТЕОРИИ И ЭКСПЕРИМЕНТА<sup>\*</sup>

### Пальванова Г.С.

### МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Метаматериалы – искусственно созданные среды с необычными свойствами. Их исследование интересно и с теоретической точки зрения, и имеет большие перспективы для создания приборов управления электромагнитным полем, таких как суперлинза и создание абсолютных экранов («шапки-невидимки»). Магнитные метаматериалы представляют собой периодическую систему резонансных элементов. Свойства индивидуальных резонаторов наряду с особенностями взаимодействия между ними определяют свойства магнитных метаматериалов (ММ). Это взаимодействие приводит к новому явлению – магнитоиндуктивным (МИ) волнам. Дисперсионные характеристики МИ волн определяют особенности взаимодействия метаматериала с электромагнитным излучением.

Дисперсионные характеристики MM существенно зависят от знака коэффициента взаимодействия (æ) между метаатомами. В зависимости от знака æ по структуре распространяются прямые или обратные MИ волны (Рис.1). Ширина полосы пропускания определяется модулем æ.

Возможность создания биатомных метаматериалов существенно расширяет границы их применения, поскольку, в частности, вместо одной полосы пропускания возникает две, с полосой поглощения вблизи  $\omega_0$  резонансной частоты индивидуальных метаатомов.

В работе подробно рассматриваются два способа получения биатомных ММ. Первый способ – классический – используя элементы двух сортов с разными резонансными частотами. Второй способ – из метаатомов одного сорта, используя зависимость æ от расстояния и взаимной ориентации метаатомов. В обоих случаях дисперсия МИ волн будет расщеплена на две ветви (как и дисперсия фононов в биатомном твердом теле).

<sup>\*</sup> Доклад занял первое место в подсекции

Но, в отличие от фононов в твердом теле, в ММ в зависимости от знака æ оптическая и акустическая ветви могут меняться местами.

В работе проведено исследование влияния изменения резонансных частот и величины и знака коэффициента взаимодействия æ на ширину полосы пропускания МИ волн в МГц диапазоне. Показано, что при изменении резонансных частот метаатомов биатомного ММ ширина полосы пропускания и полосы поглощения увеличивается сильнее, чем при таком же относительном изменении коэффициента взаимодействия. В биатомных структурах из элементов одного сорта теоретически и экспериментально исследован переход от биатомной структуры к моноатомной и соответствующее изменение дисперсии. Получено хорошее совпадение экспериментальных результатов с результами расчетов. Экспериментальная часть работы выполнена на автоматической установке на базе анализатора спектра Rohde&Schwarz ZFB20, позволяющей проводить одномерное сканирование поверхности с микронным разрешением.

Изменяя параметры структуры, можно управлять дисперсионными характеристиками метаматериалов. В частности, в биатомной линии элементов можно изменять ширину зоны поглощения вплоть до полного ее исчезновения.



Рис.1. Зависимость реальной и мнимой части волнового вектора от частоты в биатомном магнитном метаматериале, созданном из метаатомов с резонансными частотами  $\omega_{01}=0.9\omega_0$  и  $\omega_{02}=1.1\omega_0$  при:

а) положительном взаимодействии, æ=0.1, акустическая ветвь ниже оптической;
 б) отрицательном взаимодействии, æ=-0.1, акустическая ветвь выше оптической.



Рис.2. Зависимость реальной и мнимой части волнового вектора от частоты в биатомном магнитном метаматериале, созданном из:

а) метаатомов одного сорта с коэффициентами взаимодействия  $x_1=0.9x_0$  и  $x_2=1.1x_0$ ;

б) метаатомов двух сортов с резонансными частотами  $\omega_{01}=0.9\omega_0 \, u \, \omega_{02}=1.1\omega_0$ .

Работа поддержана грантом РФФИ 11-02-00889а.

E-mail: gal.palv@gmail.com

### Литература

1. Радковская А.А., Прудников В.Н., Королев А.Ф., Захаров П.Н., Бабушкин А.К., Сухоруков А.П. (2009) Волны в магнитных метаматериалах с сильным взаимодействием между элементами. Суперлинза. Москва, МГУ, 43 стр

2. Radkovskaya A., Sydoruk O., Tatartschuk E., Gneiding N., Stevens C.J., Edwards D.J., Shamonina E., Dimer and polymer metamaterials with alternating electric and magnetic coupling, Physical Review B 84, 125121 (2011)

3. Sydoruk O., Radkovskaya A., Zhuromskyy O., Shamonina E., Shamonin M., Stevens C. JFaulkner., G., Edwards D.J., Solymar L., Tailoring the near-field guiding properties of magnetic metamaterials with two resonant elements per unit cell. Physical Review B 73, 224406 (2006)

# ВЛИЯНИЕ ГИДРИРОВАНИЯ НА МЕЖПОДРЕШЕТОЧНОЕ ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В СОЕДИНЕНИЯХ R<sub>2</sub>Fe<sub>17</sub> И R<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>B (R = Ho, Er)<sup>\*</sup>

Пелевин И.А.<sup>1</sup>, Терешина Е.А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН <sup>2</sup> МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Исследованиям магнитных свойств редкоземельных интерметаллидов, содержащих водород, в настоящее время уделяется повышенное внимание. Это связано, с тем, что небольшое количество водорода содержится практически во всех редкоземельных интерметалидах. Объектами данного исследования являются соединения R<sub>2</sub>Fe<sub>17</sub>, R<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>B и их гидриды, которые в первом приближении можно рассматривать как двухподрешеточные магнетики (подрешетки железа и P3M). В случае легких P3M – это ферромагнетики, в то время как в случае тяжелых P3M – ферримагнетики. Получить информацию о влиянии гидрирования на межподрешеточные обменные взаимодействия достаточно сложно.

Существует несколько способов, позволяющих определить величину этих взаимодействий: анализируя 1) экспериментально полученные значения температур Кюри, 2) данные нейтронографических исследований магнитной структуры, 3) результаты измерений полевых зависимостей намагниченности в достаточно сильных магнитных полях, приложенных вдоль направления оси легкого намагничивания (ОЛН). В данной работе был применен третий метод.

Известно, что под влиянием поля происходит разворот магнитных моментов подрешеток Fe и P3M, что проявляется в виде скачка (или нескольких скачков) на кривых намагничивания. По величине скачка  $\Delta \sigma_1$  и поля  $\mu_0 H_1$ , при котором он наблюдается, можно судить о величине межподрешеточного обменного взаимодействия и о влиянии на него гидрирования.

Измерения полевых зависимостей намагниченности как исходного образца, так и гидридов проводили в импульсных магнитных полях до 60 Тл (Дрезден, Германия). Кроме того, измерения поводились в статических полях до 14 Тл с помощью стандартного оборудования PPMS (Прага, Чехия), СКВИД-магнетометра (Вроцлав, Польша). Все кривые зависимости намагниченности от внешнего магнитного поля M(H) были скорректированы на размагничивающий фактор.

На рис. 1 приведены полевых зависимостей намагниченности монокристаллов  $R_2Fe_{17}$  и  $R_2Fe_{17}H_3$  (R = Ho, Er) с гексагональной структурой типа  $Th_2Ni_{17}$ , а также  $R_2Fe_{14}B$  и  $R_2Fe_{14}BH_{2.5}$  (R = Er) с тетрагональной структурой типа  $Nd_2Fe_{14}B$ .

<sup>\*</sup> Доклад занял первое место в подсекции



Рис.1. Кривые намагничивания для монокристаллов  $R_2Fe_{17}$ ,  $R_2Fe_{14}B$  и их гидридов (R = Ho, Er), измеренные при T = 4,2 К вдоль ОЛН.

Анализируя величину скачка и величину критического поля с помощью формул, подробное описание которых приведено в работах [1,2], мы определили величину меж-подрешеточного обменного взаимодействия  $\mu_0 H_{mol}$  (см. таблицу).

Соединения	$M_{ m S}$	$m = M_{\rm R}/M_{\rm Fe}$	$\mu_0 H_1(T$	$\Delta \sigma_1$	$\mu_0 H_{ m mol}( m T \pi$
	(µ <sub>В</sub> /форм.ед.)		л)		)
Ho <sub>2</sub> Fe <sub>17</sub>	18.2	0.524	45.5	0.3 1	83
Ho <sub>2</sub> Fe <sub>17</sub> H <sub>3</sub>	18.1	0.525	43	0.2 5	79
$\mathrm{Er}_{2}\mathrm{Fe}_{17}$	18.8	0.489	37.5	0.1 8	66.4
$\mathrm{Er}_{2}\mathrm{Fe}_{17}\mathrm{H}_{3}$	18.8	0.489	36	0.1 7	63.5
$Er_2Fe_{14}B$	13.9	0.564	44.4	0.2 6	83.3
$Er_2Fe_{14}BH_{2.5}$	15.85	0.533	41	0.2	73.3

Исследование влияния гидрирования на межподрешеточные обменные взаимодействия для ферримагнетиков Ho<sub>2</sub>Fe<sub>17</sub>, Er<sub>2</sub>Fe<sub>17</sub>, Er<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>B с использованием монокристаллических образцов и сильных магнитных полей показало, что 3 ат.H/форм.ед. в R<sub>2</sub>Fe<sub>17</sub> Авторы выражают благодарность д.ф.-м.н. Терешиной И.С. за полезные дискуссии, чл.-корр. РАН Бурханову Г.С. за содействие в работе, а также Скурскому Ю. и Чистя-кову О.Д. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 13-03-00744

E-mail: pele.po4ta@yandex.ru

### Литература

Kuzmin M.D., Skourski Y., Skokov K.P., Muller K.-H. High-field magnetization measurements on Er<sub>2</sub>Fe<sub>17</sub> single crystals // Physical Review B. 2007, V. 75. P. 184439.
 Tereshina E.A., Tereshina I.S., Kuz'min M.D. et. al. Variation of the intersublattice wxchange coupling due to hydrogen absorption in Er<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>B: A high-field magnetization study // Journal of Applied Physics. 2012, V. 111. P. 093923.

# КОРРЕЛЯЦИЯ МЕЖДУ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕМ И МАГНИТНОЙ ЭНТРОПИЕЙ ПРИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДАХ ПЕРВОГО И ВТОРОГО РОДА В СПЛАВАХ ГЕЙСЛЕРА Ni-Mn-In-Si

### Родионов И.Д., Казаков А.П.

### МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Изменение ближнего и дальнего порядка в магнитной подсистеме магнитного материала при его намагничивании приводит к изменению энтропии и рассеяния носителей тока, и как следствие к магнитокалорическому эффекту (МКЭ) и магнитосопротивлению (МС), соответственно. Оба эффекта чётны по намагниченности и максимальны в области фазовых переходов, и поэтому можно ожидать корреляцию между МКЭ и МС, по крайней мере, в ограниченном интервале полей и температур. С одной стороны при наличии такой корреляции возникает возможность исследовать МКЭ в нано – и микрообъектах, в которых определение МКЭ прямым методом измерения адиабатического изменения температуры при намагничивании или косвенным методом, используя данные по намагниченности [2], достаточно трудоемко или невозможно в силу малого объема образцов. С другой стороны, как отмечалось в [1], такая корреляция позволяет исследовать и взаимосвязь МС со степенью спинового беспорядка в непосредственной окрестности фазовых переходов.

В настоящее время предложены две возможные формы корреляции между МС и МКЭ [1,3]:

$$F[\rho(T,H) - \rho(T,H=0)] = [S_M(T,H) - S_M(T,H=0)]$$
(1)

$$\Delta S_M(T, \Delta H) = -\alpha \int_0^H \left[ \frac{\partial \ln \rho(T, H)}{\partial T} \right]_H dH$$
(2),

где  $\rho(T,H)$  - удельное сопротивление образца в поле H,  $S_M(T,H)$  - магнитная часть энтропии, F и  $\alpha$  - эмпирические коэффициенты, предполагающими не зависящими от температуры T и поля H. Авторы работы [3] выполнили тщательный анализ полевых и температурных зависимостей МКЭ и MC для манганитов La<sub>0.67</sub>Ca<sub>0.33</sub>MnO<sub>3</sub> и предложили соотношение (2), которое хорошо выполняется в узкой температурной области вблизи при значении параметра  $\alpha$  =21.7 emu/g.

В настоящей работе предпринята попытка проверки соотношений (1) и (2) для испытывающих мартенситное превращение сплавов Гейслера, являющихся одними из перспективных материалов для магнитного охлаждения [2]. В качестве объекта исследований выбраны сплавы  $Ni^{50}Mn^{35}In^{12}Si^3$  и  $Ni^{50}Mn^{35}In^{11}Si^4$ , для которых хорошо известны

как магнитные, так и структурные свойства [4], и в которых имеет место как магнитоструктурный переход первого рода, так магнитный фазовый переход второго рода. Детали приготовления образцов, методик измерений их магнитных и магнитотранспортных свойств даны в [4], изменение магнитной энтропии рассчитывалось по данным измерений намагниченности M(T,H) на основе соотношения Максвелла:

$$\Delta S_{M}^{MW}(T,\Delta H) = \int_{0}^{H} \left[ \frac{\partial M(T,H)}{\partial T} \right]_{H} dH$$
(3)

В работе приводятся соответственно для  $Ni_{50}Mn_{35}In_{12}Si_3$  и  $Ni_{50}Mn_{35}In_{11}Si_4$  результаты измерений намагниченности M(T,H), сопротивления, MC и результаты сопоставления рассчитанных значений магнитной энтропии по формуле (3) со значениями, рассчитанными из данных по MC (соотношение (2)).

При понижении температуры из области высоких температур сначала происходит магнитный фазовый переход 2-го рода из парамагнитной аустенитной фазы в ферромагнитную аустенитную фазу при температуре Кюри 280 К, затем в окрестности 240-250 К (зависящей от величины приложенного поля и содержания Si) происходит фазовый переход первого рода в мартенситную фазу с существенно меньшей намагниченностью. Эти два перехода сопровождаются значительным MC и изменением энтропии. Как видно из Рис. 1 и Рис. 2 при одном и том же значении параметра ни для Ni<sub>50</sub>Mn<sub>35</sub>In<sub>12</sub>Si<sub>3</sub>, ни для Ni<sub>50</sub>Mn<sub>35</sub>In<sub>11</sub>Si<sub>4</sub> не удается описать корреляцию между MC и одновременно для фазовых переходов первого и второго рода, что, очевидно, связано с различной природой этих переходов. Однако, в окрестности  $T_M$  соотношение (2) удовлетворительно описывает эксперимент при значениях  $\alpha = 12.26$  emu/g для Ni<sub>50</sub> Mn<sub>35</sub>In<sub>12</sub>Si<sub>4</sub> и  $\alpha = 9.3$  emu/g для Ni<sub>50</sub>Mn<sub>35</sub>In<sub>11</sub>Si<sub>4</sub>.



нения энтропии согласно соотношению (3) -  $\Delta S(M)$  и соотношению (2) -  $\Delta S(\rho)$  для сплава Гейслера Ni<sub>50</sub>Mn<sub>35</sub>In<sub>12</sub>Si<sub>3</sub>.



Рис. 2. Температурные зависимости изменения энтропии согласно соотношению (3) - $\Delta S(M)$  и соотношению (2) -  $\Delta S(\rho)$  для сплава Гейслера Ni<sub>50</sub>Mn<sub>35</sub>In<sub>11</sub>Si<sub>4</sub>.

Было также получено, что корреляция типа (1) не выполняется в случае исследованных сплавов ни для фазовых переходов первого, ни второго рода, несмотря на то, что МКЭ и МС наблюдаются при одних и тех же температурах и оба эффекта чётны по намагниченности.

Таким образом, показано, что корреляция типа (1) не является универсальной для различных образцов. Однако при этом соотношение (2) на качественном уровне выполняется как для фазового перехода первого, так и второго рода, но при разных значениях параметра  $\alpha$ , что позволяет выявить температурный интервал и интервал полей значительного магнитокалорического эффекта без использования прямых и косвенных методов определения этого практически важного эффекта. *E-mail: rodionovID@yandex.ru* 

### Литература

N. Sakamoto, T. Kyomen, S. Tsubouchi, M. Itoh. Phys. Rev. B 69, 092401 (2004).
 A. M. Tishin, Y.I. Spichkin. The Magnetocaloric effect and itsapplications. Institute of

Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, (2003). 475 p.

3. C.M. Xiong, J.R. Sun, Y.F. Chen, B.G. Shen, J. Du, Y.X. Li.IEEE Transact. Magn. 41, 122 (2005).

4. А.Б. Грановский, В.Н. Прудников, А.П. Казаков, А. Zhukov, I. Dubenko. ЖЭТФ 142, 916 (2012).

# НОВЫЕ ПОДХОДЫ В КОНСТРУИРОВАНИИ МАГНИТНОГО ПИНЦЕТА

### Самсонова В.В.

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

В настоящее время существует множество систем для работы с нанообъектами, применяемых в различных областях науки: оптический пинцет (только для прозрачных частиц), механический пинцет (только для больших частиц), магнитный пинцет (ограничений на прозрачность и размер частиц нет, но частицы должны быть ферромагнитными) [1]. В магнитном пинцете для управления магнитными частицами используют неоднородные магнитные поля. Помимо изучения взаимодействий между частицами, их можно использовать, например, прикрепляя частицы к биологическим объектам. Использование магнитного пинцета в таком режиме позволило ученым подробнее изучать эластичные свойства намотанной ДНК и динамические свойства полимераз, хеликаз, топоизомераз и связывающих белков ДНК [2].

Основными достоинствами магнитного пинцета являются низкая цена и простота его использования. Но так же есть и существенные недостатки. Например, ограничение временного и пространственного разрешения, сложность реализации управления объектом в трех измерениях, низкая экспериментальная пропускная способность (используется для единственного объекта), нелинейная зависимость действующей силы от положения частицы [3].

В настоящее время в литературе представлено несколько конструкций магнитного пинцета. В большинстве работ они основываются на использовании ферромагнитных сердечников, намагничиваемых полем катушек (см. рис.1) [4]. В данной работе представлен новый подход в конструировании магнитного пинцета.

Нами разработан метод управления частицами с помощью магнитного поля тока, текущего по немагнитным проволокам. На рис.2 представлено схематическое изображение магнитного пинцета. Расположение проволок «треугольником» позволяет перемещать частицу в трех направлениях. Ток пропускается через проволоку, тем самым создается градиентное магнитное поле, которое действует на частицу. При изменении величины тока изменяется сила притяжения, действующая на частицу.



Рис.1 (слева) Схема магнитного пинцета, основанного на электро-магнитах.

Рис.2 (справа) Схема токового магнитного пинцета



Приведен расчет параметров конфигураций проволоки и токов в системе. Показано, что для магнитных частиц диаметром 1-5 мкм величина действующей силы достигает 1 пН во всем рабочем поле при величине тока до 1 А.

Изготовлена макетная модель токового магнитного пинцета. Экспериментально показана работоспособность предлагаемой конструкции. Разработан алгоритм управления движением магнитной частицы.

E-mail: vv.samsonova@physics.msu.ru

### Литература

1. Keir C Neuman, Attila Nagy. Single-molecule force spectroscopy: optical tweezers, magnetic tweezers and atomic force microscopy . NATURE METHODS, 2008, NO.6: 491-505

2. Mosconi F, Allemand JF, Bensimon D, Croquette V. Measurement of the torque on a single stretched and twisted DNA using magnetic tweezers. *Phys. Rev. Lett.* 2009, 102:078301

3. Iwijn De Vlaminck ,Cees Dekker. Recent Advances in Magnetic Tweezers. Annual Review of Biophysics 2012, 41: 53-472.

4. Anthony H. B. de Vries, Bea E. Krenn, Roel van Driel, and Johannes S. Kanger. Micro Magnetic Tweezers for Nanomanipulation Inside Live Cells. Biophysical Journal Volume 88 March 2005 2137–2144.

# ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ КОМПОЗИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ ФЕРРИТОВ

# Свечкина Н.Б.<sup>1</sup>, Цапко А.А.<sup>2</sup>

# *1МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия* 2 Донецкий национальный технический университет, Донецк, Украина

Магнитные наночастицы уже много лет вызывают большой научный и практический интерес из-за ряда уникальных свойств, кардинально отличающихся от свойств массивного материала. Частицы из ферромагнитных материалов широко используются при изготовлении постоянных магнитов, феррожидкостей, мультиферроиков и других современных магнитных материалов. В то же время до настоящего времени остается нерешенной проблема промышленного получения наночастиц с заданной шириной размерного распределения.

В настоящей работе представлены результаты исследований магнитных свойств образцов порошков фазы CoFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub>, полученных при экзотермическом самораспространяющемся взаимодействия в твердофазной системах CoSO<sub>4</sub>-Fe<sub>2</sub>(SO<sub>4</sub>)<sub>3</sub>-NaO<sub>2</sub> и NiSO<sub>4</sub>-Fe<sub>2</sub>(SO<sub>4</sub>)<sub>3</sub>-NaO<sub>2</sub>. Порошки являются достаточно неоднородными системами (рис.1), состоящими из частиц размерами от 0,1 мкм до 10 мкм. Согласно данным, полученных из анализа рентгеновских дифрактограмм, образцы представляют собой смесь феррита кобальта (CoFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub>), с добавками маггемита ( $\gamma$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) и/или феррита никеля (NiFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub>) с различным процентным содержанием каждого компонента. Также было выявлено наличие рентгеноаморфных фаз.



Рис. 1. - Электронно-микроскопическое изображение частиц.



Рис. 2. - Петли гистерезиса, полученные при комнатной температуре и при температуре 100К.

Измерения магнитных свойств проводились на вибрационном магнитометре (VSM фирмы LakeShore модель 7407) в полях до 10кЭ при температурах от 80 до 350 К. Исследуемые образцы известной массы в виде непрессованных порошков были помещены в плоские пластиковые капсулы, закрепляемые при измерениях на держателе магнитометра с помощью пластиковой ленты. Результаты магнитных измерений подтвердили наличие различных магнитных фаз в исследуемых образцах, а также относительно большой доли суперпарамагнитной фазы. Типичные петли гистерезиса, полученные при различных температурах, приведены на рис.2.

Обнаружено, что исследованные образцы существенно отличаются по намагниченности насыщения, но имеют близкие значения коэрцитивной силы. Этот результат может быть объяснен значительным вкладом от суперпарамагнитной фазы при различных содержаниях фазы феррита кобальта. Обращает на себя немонотонное изменение намагниченности при охлаждении образца в поле, что указывает на значительную анизотропию магнитной фазы и высокую температуру Кюри, значительно превышающую 350К.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 13-02-90491. E-mail: *n.svechkina@mail.ru* 

# ОРИЕНТАЦИОННАЯ ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА ФЕРРИТ-ГРАНАТОВОЙ ПЛЕНКИ С ОРИЕНТАЦИЕЙ (210)

### Султанова Э.З.

# Башкирский государственный университет, физико-технический институт, Уфа, Россия

Одно из важных направлений для визуализации неоднородных магнитных полей, создаваемых магнитными носителями информации, является создание магнитооптических датчиков на основе феррит- гранатовых пленок, обладающих анизотропией типа «легкая плоскость»[1]. Причем, как показывают исследования [1,2] наиболее чувствительными являются пленки с анизотропией типа «наклонная легкая плоскость». К таким материалам относятся (210)-ориентированные пленки ферритов-гранатов, которые в теоретическом отношении оказались, не исследованы.

В работе рассматриваются однородные магнитные состояния в кубических ферромагнетиках с наведенной вдоль оси (210) анизотропией ((210)-пленки). Показано, что при пренебрежении кубической анизотропией в (210)-пленках возможны симметричная фаза с **M**, параллельным оси (100), и угловая фаза, в которой вектор намагниченности **M** изменяется в плоскости (120). Кроме того, при определении соотношения констант наведенной анизотропии возможна и анизотропия типа «наклонная легкая плоскость». Расчеты показывают, что при учете кубической анизотропии ориентационная фазовая диаграмма пленки (210) значительно усложняется, и появляются новые фазы, в частности, фаза общего вида (**M** || [u v w]). Найдена область устойчивости магнитных фаз и определенны линии спин- переориентационных фазовых переходов. Из полученных результатов следует, что возникает анизотропия типа «наклонная легкая плоскость». В то же время, чувствительность таких пленок, как показано в [2], на 1-2 порядка выше, чем у пленок с анизотропией типа «легкая плоскость», применяемых в качестве датчиков магнитных полей в настоящее время.

elmirasultanova@inbox.ru

### Литература

1. Валейко М.В, Ветошко П.М., Перлов А.Я., Топоров А.Ю. Влияние констант анизотропии на магнитную восприимчивость материалов с кубической кристаллической структурой // ФТТ. 1994. Т.36, №10, с.3067-3070.

2. Михерский Р.М., Дубинко С.В. Эпитаксиальные пленки ферритов – гранатов с анизотропией типа «наклонная легкая плоскость».// Письма в ЖТФ, 2000, т.26, №6, с 90-95

# АНОМАЛЬНЫЙ И СПИНОВЫЙ ЭФФЕКТЫ ХОЛЛА В ТУННЕЛЬНОМ МАГНИТНОМ КОНТАКТЕ

### Титова М.С.

### МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Транспортные свойства, такие как аномальный эффект Холла в ферромагнитиках, долгое время остается предметом интенсивного теоретического и экспериментального исследования ввиду своего применения в спинтронике. Ранее аномальный эффект Холла теоретически исследовался для макроскопического ферромагнитного металла, и было показано, что его происхождение связано с рассеянием электронов на спинорбитальной части потенциала рассеяния. Причем рассматривалось два типа рассеивания: так называемое ассиметричное рассеяние (skew-scattering) и side-jump рассеяние. Следует отметить, что в спинтронике используются гетероструктуры нано размеров и до сих пор отсутствует теория аномального эффекта Холла в подобных структурах.

Рассмотрим систему, состоящую из двух ферромагнитных обкладок и изолирующего слоя между ними, обладающую следующими параметрами: ширина изолирующего барьера a = 6A, энергия Ферми  $E_F = 2 \Im B$ , высота барьера у левого края  $U_0 = 4 \Im B$ , обменное расщепления  $\Delta_{T(L)} = \pm J_{sd} = 0.5 \Im B$ , приложенное к обкладкам напряжение eV = 1 эВ.

Одночастичный гамильтониан электрона проводимости в такой системе с учетом спин-орбитального взаимодействия можно записать следующим образом:

$$H = \left[ -\frac{\nabla^2}{2m} + V(\vec{r}) \right] \delta_{\sigma\sigma^i} - M_z \tau^z_{\sigma\sigma^i} + H_{SO}$$

Здесь  $H_{50} = -i\lambda [\tau_{\sigma\sigma'} \cdot (\nabla V \times \nabla)]$  - вклад спин-орбитального взаимодействия в гамильтониан, возникающий в результате действия внешнего электрического поля,  $\tau_{\sigma\sigma'}$  - вектор матриц Паули, *V* - потенциал внешнего электрического поля,  $\lambda = \frac{\hbar^2}{(2\pi m_{\sigma}c)^2}$ .

Зная гамильтониан, находим оператор скорости:

$$\vec{\psi} = -\frac{i\hbar}{2\pi m} \left\{ \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial x} \right\} + \frac{2\pi \lambda}{\hbar} eE\{0, \tau_x, -\tau_y\}$$

где второе слагаемое отвечает за вклад спин-орбитального взаимодействия, возникающего под воздействием внешнего электрического поля, *E* - напряженность электрического поля. Зная оператор скорости, получаем выражение для плотности тока:

$$\vec{j} = \frac{\lambda m e^2}{h^2} \iint \varkappa d\varkappa de \Psi^* \vec{v} \Psi = \frac{\lambda m e^2}{h^2} \int \varkappa d\varkappa \times \varkappa \times \left( \int_{-J-eV}^{E_F-eV} de \left[ \Psi_{R\uparrow\uparrow}^* \vec{v} \Psi_{R\uparrow\uparrow} - \Psi_{R\downarrow\uparrow}^* \vec{v} \Psi_{R\downarrow\uparrow} \right] - \int_{J-eV}^{E_F-eV} de \left[ \Psi_{R\downarrow\downarrow}^* \vec{v} \Psi_{R\downarrow\downarrow} - \Psi_{R\uparrow\downarrow}^* \vec{v} \Psi_{R\uparrow\downarrow} \right] - \\ + \int_{-J}^{E_F} de \left[ \Psi_{L\uparrow\uparrow}^* \vec{v} \Psi_{L\uparrow\uparrow} - \Psi_{L\downarrow\uparrow}^* \vec{v} \Psi_{R\downarrow\uparrow} \right] - \int_{J}^{E_F} de \left[ \Psi_{L\downarrow\downarrow}^* \vec{v} \Psi_{L\downarrow\downarrow} - \Psi_{L\uparrow\downarrow}^* \vec{v} \Psi_{L\uparrow\downarrow} \right] \right)$$

Построим зависимость холловского тока в системе от координаты в барьерном слое при различных углах ориентации намагниченности второго ферромагнитного слоя. Как видно из рис. 1. у левой границы амплитуда плотности тока сильно зависит от угла между векторами намагниченности обкладок. Таким образом, нами доказано, что в туннельных магнитных контактах может возникнуть значительный холловский ток и, следовательно, холловское напряжение в диэлектрической прослойке, а отнюдь не в ферромагнитных обкладках. Данный эффект зависит от взаимной ориентации намагниченности в ферромагнитных слоях, и его можно использовать для считывания информации с магнитного диска. Этот же механизм приводит к возникновению спинового эффекта Холла.



Выношу благодарность за обсуждение результатов Ведяеву А.В. и Журавлеву М.Е. *E-mail: maryartster@gmail.com* 

# НИЗКОСПИНОВОЕ ОСНОВНОЕ СОСТОЯНИЕ МЕДНЫХ ТРИМЕРОВ В СТРУКТУРЕ *PAPER-CHAIN* Ba<sub>3</sub>Cu<sub>3</sub>In<sub>4</sub>O<sub>12</sub> \*

<u>Ткачев А.В</u>, Гервиц Н.Е.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет* Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова, Москва, Россия

Подрешетка Cu-O в Ba<sub>3</sub>Cu<sub>3</sub>In<sub>4</sub>O<sub>12</sub> состоит из расположенных довольно необычным образом плакеток CuO<sub>4</sub>. Такой тип структуры получил название *paper-chain* (бумажная цепочка) и был обнаружен лишь в соединениях Ba<sub>3</sub>Cu<sub>3</sub>In<sub>4</sub>O<sub>12</sub>[1] и Ba<sub>3</sub>Cu<sub>3</sub>Sc<sub>4</sub>O<sub>12</sub>[2,3]. Оба соединения упорядочиваются антиферромагнитно, при этом обладая положительной асимптотической температурой Кюри-Вейсса, что говорит о преобладании ферромагнитных взаимодействий при высоких температурах. Из-за конкуренции ферромагнитных и антиферромагнитных взаимодействий намагниченность насыщения достигается в обоих соединениях уже при умеренном магнитном поле, предваряемая сложной последовательностью из двух спин-флип и двух спин-флоп переходов.

<sup>\*</sup> Доклад признан одним из лучших в подсекции

Предлагается модель, согласно которой структуры paper-chain разбиваются на тримеры  $Cu^{I}-2Cu^{II}$  с низкоспиновым  $S = \frac{1}{2}$  основным состоянием, включающие в себя спин-синглетные димеры Cu<sup>II</sup> и спинполяризованные ионы Cu<sup>1</sup>. С целью проверки модели были проведены разнообразные ядерно-резонансные измерения, спектроскопия ядерного магнитного резонанса (ЯМР) и ядерного квадрупольного резонанса (ЯКР). Получены два типа принципиально различающихся спектров <sup>63,65</sup>Си в магнитоупорядоченном состоянии в отсутствие внешнего поля: во-первых, чистый ЯКРспектр в диапазоне частот 24-30 МГц, вовторых, спектр ЯМР в нулевом поле в диапазоне частот 50-65 МГц. Это, несомненно, свидетельствует о существовании немагнитной позиции меди в Ba<sub>3</sub>Cu<sub>3</sub>In<sub>4</sub>O<sub>12</sub> ниже Т<sub>N</sub>. Чистый ЯКР-спектр был сопоставлен с немагнитным спин-синглетным димером 2Cu<sup>II</sup>, в то время как спектр ЯМР в нулевом



поле – со спин-поляризованными ионами Cu<sup>1</sup>. Оба типа спектров указывают на существование как минимум двух неэквивалентных типов медных тримеров. *e-mail: av.tkachev@physics.msu.ru* 

### Литература

O.S. Volkova, I.S. Maslova, R. Klingeler, M. Abdel-Hafiez, Y.C. Arango, A.U.B.Wolter, V. Kataev, B. Büchner, and A. N. Vasiliev, Phys. Rev. B 85, 104420 (2012).
 B. Koteswararao, A.V. Mahajan, F. Bert, P. Mendels, J. Chakraborty, V. Singh, I. Dasgupta, S. Rayaprol, V. Siruguri, A. Hoser, and S. D. Kaushik, J. Phys.: Condens. Matter 24, 236001 (2012)
 A.A. Gippius, V.P. Denisov, V.V. Moshchalkov, Yu.M. Petrusevich, O.P. Revokatov, E.V. Antipov, A.L. Kharlanov, L.M. Kovba, and L.N. Lykova, Sov. Phys. JETP 68, 1229 (1989).

# ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ТУННЕЛИРОВАНИЕ В МАГНИТНОЙ МАКРОМОЛЕКУЛЕ Fe<sub>8</sub>

Ходжахон М.И.

Филиал МГУ им. М.В. Ломоносова в г. Душанбе, естественно научный факультет, Душанбе, Таджикистан

На данный момент наиболее хорошо изученным мономолекулярным магнетиком является  $Mn_{12}$ . Однако более перспективным представляется кластер Fe<sub>8</sub>, так как энергия расщепления составляет лишь одну треть от таковой для Mn12; вследствие этого время релаксации остаточной намагниченности кластера железа много меньше, чем для  $Mn_{12}$  при любых температурах, и эффекты квантового туннелирования являются более выраженными. В настоящей работе исследуется физические свойства кластера Fe<sub>8</sub>.

Общая формула Fe<sub>8</sub> [Fe<sub>8</sub>(N<sub>3</sub>C<sub>6</sub>H<sub>15</sub>)<sub>6</sub>O<sub>2</sub>(OH)<sub>12</sub>] [Br<sub>8</sub>·9H<sub>2</sub>O], где (N<sub>3</sub>C<sub>6</sub>H<sub>15</sub>) есть органический лиганд, так называемый 1,4,7-триазациклопенан. В основном состоянии в слабых полях значение полного спина кластера Fe8 S=10. Это значение формируется в результате антиферромагнитных обменных взаимодействий между ионами Fe<sup>+3</sup>, поэтому такой кластер может рассматриваться как ферримагнетик на молекулярном уровне.

Важнейшими характеристиками магнитных кластеров являются обменные связи, определяющие конкретную структуру кластера. Таким образом, потенциальные молекулярные магнетики могут рассматриваться как индивидуальные молекулы, содержащие конечное число обменно-связанных парамагнитных центров, что в рамках изотропного приближения отражается спиновым гамильтонианом:

 $H = -\sum_{i \neq j} J_{ij} S_i S_j$ 

Гамильтониан в общем случае должен быть дополнен слагаемым, отражающим отмеченное выше расщепление энергетических состояний каждого иона  $\sum_{t} S_{t} D_{t} S_{t}$ , а также членом, отражающим действие внешнего магнитного поля (эффект Зеемана)  $\mu \sum_{t} S_{t} g_{H}$ 

Решение задачи нахождения энергетических состояний кластера, в рамках полученного таким образом обобщенного гамильтониана позволяет получить набор низколежащих уровней, каждый из которых соответствует определенному значению суммарного спина системы S. Анализ этих состояний позволяет наглядно отразить физическую природу молекулярного магнетизма.

В этой работе теоретически исследован гамильтониан и физические свойства как бистабильность, квантовое туннелирования и скорость релаксация в кластере Fe<sub>8</sub>. Проведен расчет расщепления энергетических уровней при учете квадрупольных возбуждений, возникающих за счет одноионной анизотропии. Показано уменьшение числа точек подавления при туннелировании, проявляющееся вследствие интерференции инстантонных траекторий.

### Литература

1. А.К. Звездин, В.И. Плис, А.И. Попов. Физика твердого тела, 2000, том 42, вып. 6

2. А.К. Звездин. Природа № 12, 2000 г.

3. S. Maccagnano, R. Achey, E. Negusse, A. Lussier, M.M. Mola, S. Hill, N.S. Dalal. Polyhedron 20 (2001).

# СТРУКТУРА, МАГНИТОУПРУГИЕ И МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ Tb<sub>x</sub>DyyGd<sub>1-X-y</sub>Co<sub>2</sub>

Чжан В.Б.<sup>1</sup>, Политова Г.А.<sup>1</sup>, Терешина Е.А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт металлургии и материаловедения имени А.А. Байкова РАН <sup>2</sup> МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В интерметаллических соединениях RCo<sub>2</sub> (R-редкая земля) с кубической структурой типа фазы Лавеса наблюдается большое разнообразие магнитных эффектов. Один из них - магнитокалорический эффект (МКЭ), который широко изучен в литературе для соединений RCo<sub>2</sub>, RR'Co<sub>2</sub>, R(Co,T)<sub>2</sub> (где T = Si, Ga, Ge, Al, Fe, Ni, Mn). Все эти соединения демонстрируют большое изменение магнитной энтропии, характеризующиеся, главным образом, резким изменением намагниченности в окрестности магнитного фазового перехода (т.е. вблизи температуры Кюри).

Исследования МКЭ дают ценную информацию о свойствах твердого тела вблизи фазовых переходов и о величине основных взаимодействиях, оказывающих влияние на магнитоупорядоченное состояние. Большинство работ по изучению МКЭ, однако, приводят расчетные данные, полученные из измерений величины намагниченности и теплоемкости, что в ряде случаев может несколько расходиться с реальными результатами. В данной работе измерения МКЭ были проведены прямым методом.

Целью данной работы было исследование состава структуры, магнитоупругих и магнитокалорических свойств многокомпонентных сплавов (Tb<sub>x</sub>Dy<sub>y</sub>Gd<sub>1-x-y</sub>)Co<sub>2</sub>.

Синтез соединений (Tb<sub>x</sub>Dy<sub>y</sub>Gd<sub>1-x-y</sub>)Co<sub>2</sub> осуществлялся в дуговой электропечи с нерасходуемым вольфрамовым электродом на медном водоохлаждаемом поду в атмосфере гелия с последующим отжигом в вакуумированных кварцевых ампулах при температуре 800 °C в течение 1 месяца. Фазовый состав контролировался методом рентгеноструктурного анализа. Теплоемкость ряда образцов измерялась при помощи системы PPMS (Physical Property Measurement System). Намагниченность образцов была измерена с помощью вибрационного и СКВИД-магнитометра. Измерения магнитострикции производились с помощью проволочных тензодатчиков. Измерения магнитокалорического эффекта проводились на установке MagEq MMS 901.

В данном исследовании был определен характер (тип) магнитного фазового перехода в соединениях (Tb<sub>x</sub>Dy<sub>y</sub>Gd<sub>1-x-y</sub>)Co<sub>2</sub>.

На рис. 1 показаны температурные зависимости термического расширения многокомпонентного соединения  $Tb_{0.8}Dy_{0.1}Gd_{0.1}Co_2$  (ферримагнетик) в сравнении с соединением  $YCo_2$  (парамагнетик). Видно, что в соединении  $Tb_{0.8}Dy_{0.1}Gd_{0.1}Co_2$  в области  $T_C$  наблюдается скачок на кривой dl/l(T). Измерения при H=0 позволяют определить относительную деформацию образца при переходе из магнитоупорядоченного в магнитонеупорядоченное фазовое состояние

Соединения типа RCo<sub>2</sub>, имеющие кубическую кристаллическую решетку типа фаз Лавеса MgCu<sub>2</sub>, демонстрируют гигантские значения магнитострикции как в области низких температур, так и в области температуры Кюри. На рис. 2 показана температурная зависимость объемной магнитострикции ( $\omega = \lambda_{||} + 2\lambda_{\perp}$ ) соединения Tb<sub>0.8</sub>Dy<sub>0.1</sub>Gd<sub>0.1</sub>Co<sub>2</sub>, измеренная в поле H = 12 кЭ. Видно, что в районе  $T_C$  величина объемной магнитострикции ции достигает достаточно большого значения и составляет 450· 10<sup>-6</sup>.



Рис. 1. Температурная зависимость термического расширения соединения  $Tb_{0.8}Dy_{0.1}Gd_{0.1}Co_2$  в сравнении с соединением  $YCo_2$ 



Рис. 2. Зависимость объемной магнитострикции от температуры соединения Tb<sub>0.8</sub>Dy<sub>0.1</sub>Gd<sub>0.1</sub>Co<sub>2</sub> в поле 12 кЭ.

Измерения магнитокалорического эффекта проводились в полях до 18 кЭ (при скорости изменения величины магнитного поля 10 кЭ/с) и в области температуры фазового перехода соединений. На рис. 3 показаны температурные зависимости МКЭ для соединения (Tb<sub>x</sub>Dy<sub>y</sub>Gd<sub>1-x-y</sub>)Co<sub>2</sub>.

Видно, что максимальное значение МКЭ имеет соединение  $Tb_{0.3}Dy_{0.7}Co_2$  при  $T_C=170$  К ( $\Delta T = 2.3$  К при  $\Delta H = 18$  кЭ). Замещая частично ионы Dy и Tb на ионы Gd (соединение  $Tb_{0.8}Dy_{0.1}Gd_{0.1}Co_2$ ) эффект примерно уменьшается на 0,5 К, но  $T_C$  растет на 70 К (см. рисунок 3). Образец Dy\_{0.5}Gd\_{0.5}Co\_2 также демонстрирует значительный по величине МКЭ при  $T_C = 290$  К. Из рис. 4 видно, что одинаковый по величине МКЭ в соединениях  $Tb_{0.2}Dy_{0.8-x}Gd_xCo_2$  наблюдается в широком интервале температур. Таким образом, варьируя концентрацию  $0,3 \le x \le 0,5$  гадолиния в этих соединениях, мы можем получить серию соединений с температурами магнитного фазового перехода от 246 до 296 К, высокой хладоемкостью и постоянным по величине МКЭ ( $\Delta T = 1,2$  К при  $\Delta H = 18$  кЭ). Следовательно, данная серия соединений может представлять интерес для ис-

пользования ее в качестве хладагентов для магнитных рефрижераторов, работающих в ступенчатом режиме.



Рис. 3. Температурные зависимости МКЭ соединений ( $Tb_xDy_vGd_{1-x-y}$ )Co<sub>2</sub> в поле 18 кЭ.

Рис. 4. Температурные зависимости МКЭ соединений  $Tb_{0.2}Dy_{0.8-x}Gd_xCo_2$  в поле 18 кЭ.

Авторы выражают благодарность д.ф.-м.н. Терёшиной И.С. за полезные дискуссии, чл.-корр. РАН Бурханову Г.С. за содействие в работе, а также Чистякову О.Д., д.ф.-м.н. Ягодкину Ю.Д.

Работа поддержана грантом РФФИ № 13-03-00744. *E-mail: lemuriform@gmail.com* 

# ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И ВРЕМЕНИ ОТЖИГА МАГНИТНО БИСТАБИЛЬНЫХ МИКРОПРОВОДОВ ИЗ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ FE И FECONI НА СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ ВДОЛЬ ОСИ ОБРАЗЦОВ

### Чичай К.А.

Балтийский федеральный университет им. Иммануила Канта, физико-технический институт, Калининград, Россия

Последнее время значительное внимание уделяется исследованию свойств аморфных ферромагнитных микропроводов, причем как с точки зрения фундаментальных вопросов, так и прикладных аспектов [4, 6]. Такие провода могут обладать различными магнитными свойствами в зависимости от состава металлической жилы, наличия/отсутствия стеклянной оболочки и соотношения диаметра металлической жилы и полного диаметра микропровода. Например, отличительной особенностью литых микропроводов с аморфной структурой из специальных сплавов (чаще всего на основе Fe или FeCo) является возможность существования в них магнитной бистабильности. При определенных геометрических параметрах эти микропровода могут находиться только в двух стабильных намагниченных до насыщения состояниях – магнитный момент направлен в одном из двух взаимно противоположных направлениях вдоль оси микропровода. Механизм перемагничивания таких микропроводов – быстрое движение доменной границы вдоль оси микропровода (скачкообразное изменение намагниченности объясняется эффектом Баркгаузена) [3, 5].

Магнитно бистабильные микропровода перспективны для использования их в качестве материала для записи информации и создания логических схем [1, 2]. Нахождение путей контроля и управления скоростью доменной границы, ее положением и формой – ключ к успеху в создании указанных систем. Кроме того, качественная и количественная характеристики динамики доменной границы внутри микропровода – до конца не изученный вопрос.

Зависимость скорости распространения доменной границы, *V*, вдоль оси микропровода от величины приложенного магнитного поля, *H*, носит линейный характер для всех микропроводов с положительным знаком константы магнитострикции материала металлической жилы. Однако, существует определенное значение магнитного поля, выше которого реализуется многодоменное состояние микропровода, то есть величины поля достаточно, чтобы на присутствующих в микропроводе локальных дефектах произошло зарождение доменов обратной фазы. В этом случае перемагничивание происходит движением вдоль оси микропровода не одной доменной стенки, а нескольких доменных стенок одновременно.

В данной работе было исследовано влияние времени и температуры отжига на магнитные свойства и движение доменной границы вдоль оси образца длиной 10 см для микропроводов двух различных составов металлической жилы:  $Fe_{74}B_{13}Si_{11}C_2$  и  $Co_{56,8}Fe_{6,2}Ni_{10}B_{16}Si_{11}$ . Микропровода отжигались при температурах 200, 250 и 300°C в течение 30-150 минут. После каждого отжига производилось измерение скорости движения доменной границы методом. Все исходные и отожженные микропровода имеют прямоугольные петли гистерезиса, характерные для магнитно бистабильных микропроводов [7].

Зависимости скоростей движения доменной границы от величины приложенного магнитного поля для разных времен отжига качественно отличаются для микропроводов с различными составами металлической жилы. Для микропровода с металлической жилой из сплава на основе железа (Рис. 1) скорость распространения доменной границы возрастает с увеличением времени отжига (графики располагаются друг над другом). В случае микропровода с металлической жилой из сплава на основе FeCoNi при увеличении времени отжига график *V(H)* сдвигается вправо в сторону больших полей. В первом случае определенной зависимости для поля переключения и поля, при котором образуется мультидоменное состояние, от времени отжига не наблюдается, во втором случае и поле переключения, и поле реализации мультидоменного состояния возрастают с увеличением времени отжига микропровода.

Для наглядности на рис. 2 представлены графики, описывающие зависимости скорости распространения доменной границы от времени отжига при фиксированном магнитном поле для микропроводов с различным составом металлической жилы при температуре отжига 300°С.



Рис. 1. Зависимость скорости распространения доменной границы от магнитного поля для микропровода с металлической жилой состава  $Fe_{74}B_{13}Si_{11}C_2$ , отоженного при температуре 300°C в течении 0-150 минут.



Рис. 2. Зависимость скорости движения доменной границы от времени отжига, *t*, при значении магнитного поля 180 А/м для микропроводов с двумя различными составами металлической жилы.

Таким образом, для микропроводов с металлической жилой состава  $Fe_{74}B_{13}Si_{11}C_2$  отжиг образцов при температурах 200-300°С приводит к увеличению скорости распространения доменной границы вследствие релаксации дефектов. Для микропроводов с металлической жилой состава  $Co_{56,8}Fe_{6,2}Ni_{10}B_{16}Si_{11}$  отжиг при температурах 200-300°С в течение 60-150 минут практически не влияет на скорость движения доменной границы, первичный отжиг в течение 30 минут приводит к уменьшению скорости, что может быть объяснено частичным снятием закалочных напряжений, наведенных при изготовлении микропровода. При повышении температуры отжига, изменения величины скорости распространения доменной границы и сдвига графика V(H) происходят при меньших временах отжига.

### Литература

- 1. Hayashi M., Thomas L., Moriya R., Rettner C. and Parkin S.S.P, Science 320, 209 (2008).
- 2. Ono T., Miyajima H., Shigeto K., Mibu K., Hosoito N., Shinjo T., Science 284,468 (1999).
- 3. Varga R., Zhukov A., Blanco J.M., et al., Phys. Rev. B 74, 212405 (2006).

4. Vazquez M., Advanced Magnetic Microwires, Micro- and nanowires, 2193

5. Zhukov A., Blanco J.M., Ipatov M., Chizhik A and Zhukova V., Nanoscale Research Letters, 7, 223 (2012).

6. Zhukov A., Zhukova V., Magnetic Properties and Applications of Ferromagnetic Microwires with Amorphous and Nanocrystalline Structure, 2009

7. Zhukov A., Applied Physics Letters, Vol. 78, No. 20 (2001)

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ФАЗОВЫХ ДИАГРАММ ОДНОМЕРНОГО МАГНЕТИКА МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

# Шабунина Е.В.<sup>1</sup>, Шабунин М.Е.<sup>2</sup>

Хакасский государственный университет им. Н.Ф. Катанова, институт естественных наук и математики, Абакан, Россия

На сегодняшний день магнитные характеристики наночастиц являются объектом интенсивных исследований [1]. Используемые в работе одномерные модели интересны как для описания нанонитей, так и для описания поведения трехмерных кристаллов, в которых магнитные атомы экранируются немагнитными, в результате чего образуются независимые одномерные цепочки (строго говоря, конечной длины) [2]. Необходимым этапом исследования магнитных систем является построение фазовых диаграмм. Рассмотрим методику и результаты построения фазовых диаграмм в осях энергетических параметров.

В данной работе используется модифицированная модель Изинга, учитывающая взаимодействие во второй координационной сфере. Для уменьшения числа изменяемых энергетических параметров рассматривается гамильтониан, приведенный к энергии взаимодействия в первой координационной сфере [3]

$$\frac{H}{J_1} = -\sum_{i=1}^{N-1} S_i S_{i+1} - J_2 \sum_{i=1}^{N-2} S_i S_{i+2} - h \sum_{i=1}^{N} S_i \quad ,$$
(1)

где  $J_1$  – энергия взаимодействия спинов в первой координационной сфере,  $J_2$  – относительная (безразмерная) энергия обменного взаимодействия во второй координационной сфере, h – относительная напряженность внешнего магнитного поля,  $S_i$  – проекция вектора спина на выбранную ось, N – количество атомов в системе, i – номер узла. Температура системы влияет на вероятность перехода в новую конфигурацию.

Образец с определенной обменной энергией вначале испытывает переход из антиферромагнитной фазы в ферромагнитную, затем после установления равновесия мы начинаем увеличивать напряженность внешнего магнитного поля с шагом dH=0,1, давая системе время после каждого изменения Н прийти в равновесие. Таким образом, в каждой точке диаграммы отображается результат процесса перехода системы в состояние с новым параметром поля, а за начальную конфигурацию берется предыдущая точка диаграммы для данного  $J_2$ . При этом проводится 1000 параллельных опытов и из них выбирается конфигурации с максимальной частотой встречаемости. Если при данных параметрах энергия нескольких конфигураций оказывается одинаковой, то их вероятности складываются. Рассмотрим диаграмму при относительной температуре T=0,01(единицы измерения  $J_1/k_5$ ). По сравнению с диаграммой основных состояний [4] (рис. 1,а) происходит рост первой ферромагнитной фазы, с результирующим моментом направленным вниз, за счет второй фазы, с результирующим моментом направленным (рис. 1,б)



Этот эффект можно объяснить запаздыванием в перестройке магнитной структуры при увеличении внешнего магнитного поля, ведь начальными при H=0 являются конфигурации, когда все спины направлены вниз, что является метастабильным состоянием при положительной напряженности внешнего магнитного поля. Для выхода из метастабильного состояния значительного процента конфигураций необходимо либо увеличение температуры системы, либо сильное магнитное поле. В результате, при низких температурах наблюдается значительное запаздывание при переходе из ферромагнитной фазы с результирующим магнитным моментом направленным вниз в фазу со спинами направленным вверх. Область 3, в которой находится антиферромагнитная фаза с чередующимися парами спинов, поглощает область 4, которая при T=0,01 не реализуется. Области 5 и 6 с дефектными аниферромагнитными конфигурациями тождественны аналогичным областям в диаграммах основных состояний. Фаза 7 не реализуется, а фаза 8 занимает часть антиферромагнитной фазы и проявляется для большего диапазона отрицательны значения энергии взаимодействия  $J_2$ .

На группе диаграмм рис. 2 мы можем проследить изменения, происходящие с увеличением температуры.



Рис. 2. Фазовые диаграммы для системы с *N*=5 при а) *T*=0,1 б) *T*=0,3 в) *T*=0,5.

В области 8 формируется область 4 и с ростом температуры вытесняет ее (область 8) в положение характерное для диаграммы основного состояния. Формируется область 7. Область 4 расширяется влево до прямой H=0. Уменьшается запаздывание в перестроении спинов из фазы 1 в фазу 2. Таким образом, увеличение температуры приближает фазовую диаграмму к виду диаграммы основного состояния. Однако это справедливо для относительно невысоких температур (порядка T=1), в дальнейшем увеличение теплового движения разрушит упорядочение узлов, границы фаз размоются.

### Литература

1. Губин С.П. // Росс. Хим. Журнал. – 2000. – № 4. – С. 23-31.

2. Лекции Н.Г. Чеченина "Физика магнитных наноструктур" [Электронный ресурс]. – URL: http://danp.sinp.msu.ru/MagNanoS/L12.pdf

3. Спирин Д.В., Удодов В.Н., Потекаев А.И. // Фундаментальные проблемы современного материаловедения. – 2005. – № 1. – С. 114-117.

4. Камилов И.К., Муртазаев А.К., Алиев Х.К. //УФН. – 1999. – №7 – С. 773-795.

5. Спирин Д.В. Диаграммы основных состояний малого изинговского магнетика // Физика и химия высокоэнергетических систем. – Материалы III Всероссийской конференции молодых ученых. – Томск: ТМЛ-Пресс, 2007. – С. 215-218.

# КОРРЕЛЯЦИЯ ШЕРОХОВАТОСТИ И ВЕЛИЧИНЫ ОБМЕННОГО СМЕЩЕНИЯ В МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУРАХ С РАЗЛИЧНЫМ ПОРЯДКОМ ОСАЖДЕНИЯ ФЕРРОМАГНИТНЫХ И АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ СЛОЕВ

### Шанова Е.И.

### МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Явление обменного смещения, которое наблюдается при последовательном осаждении ферромагнитных и антиферромагнитных слоев, является особо важным для приборов спинтроники, которые сейчас широко используются в считывающих головках жестких дисков и, в перспективе, в элементах, использующих неразрушающуюся магнитную память произвольного доступа. Увеличение обменного смещения способствует непосредственному увеличению чувствительности таких приборов. Важную роль в этом процессе играет поверхностная шероховатость каждого из слоев структуры. Изменение параметров осаждения, порядка напыления слоев, использование различных материалов может приводить к значительной вариации в величине обменного смещения.

Многослойные структуры создавались методом магнетронного осаждения в магнитном поле. Измерение шероховатости образцов проводилось методом атомносиловой микроскопии. Обменное смещение было измерено при помощи метода ферромагнитного резонанса. Исследования показали, что для ферромагнитных материалов шероховатость в абсолютных значениях высот пиков больше, чем для антиферромагнитных. Это может способствовать формированию магнитных полюсов и увеличению коэрцитивности структур, в которых верхним является ферромагнитный слой. Было выявлено, что при увеличении толщины слоев структуры общая шероховатость увеличивается. Измерения проводились для антиферромагнитных материалов IrMn и FeMn.

Работа поддержана грантом РФФИ 12-02-31541 программы развития МГУ. *E-mail: lavazza509@rambler.ru* 

### Литература

1. В. С. Миронов «Основы сканирующей зондовой микроскопии», Российская академия наук, институт физики микроструктур. Нижний Новгород, 2004.

2. Н. Г. Чеченин, «Магнитные наноструктуры и их применение», 2006 М.: Грант Виктория.

3. K. O'Grady n, L.E.Fernandez-Outon, G.Vallejo-Fernandez, «A new paradigm for exchange bias in polycrystalline thin films», Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 322 (2010) 883–899

4. W. N. Meiklejohn, C. P. Bean, «New magnetic anisotropy», Phys. Rev. 105 (1957) 904.

# ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

Председатель: проф. Бушуев Владимир Алексеевич проф. Казанский Андрей Георгиевич



# ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ НАНОСЛОЕВ КРЕМНИЯ НА ВЫСОКООРИЕНТИРОВАННОМ ПИРОЛИТИЧЕСКОМ ГРАФИТЕ

### Анисимов А.В.

### Воронежский государственный университет, физический факультет, Воронеж, Россия

Открытие новых наноструктурированных форм углерода (фуллерены, графен), представляющих колоссальный научный интерес и открывающих новые технологические возможности, повлекло за собой исследование возможностей формирования аналогичных структур кремнием, являющимся ключевым материалом электроники на протяжении последних десятилетий. Как один из вероятных способов получения кремниевых наноструктур, аналогичных углеродным, рассматривается использование углеродных структур как матриц-подложек для кремниевых [1, 2].

В данном докладе представлены результаты исследования электронной и атомной структуры самоформирующихся кремниевых наноструктур на подложке из высокоориентированного пиролитического графита (Si/BOПГ), полученных методом электроннолучевого испарения сотрудниками Нижегородского Государственного Университета. Получение образцов с толщиной слоя кремния порядка 5 нм и 3 нм проводилось при помощи сверхвысоковакуумного комплекса Multiprobe RM (Omicron Nanotechnology GmbH) и модернезированной вакуумной установки ВУ-1А соответственно.

Исследования проводились при помощи методик спектроскопии ближней тонкой структуры края рентгеновского поглощения (XANES) и ультрамягкой рентгеновской эмиссионной спектроскопии (USXES), позволяющих с высоким энергетическим разрешением получить информацию о распределении локальной парциальной плотности электронных состояний в зоне проводимости и валентной зоне кремния соответственно, а также судить о характере химического окружения поглощающих или излучающих атомов. Спектры XANES были получены сотрудниками кафедры ФТТ и HC физического факультета ВГУ на синхротроне SRC университета Висконсин-Мэдисон (Стоутон, США), спектры USXES – на модернизированном лабораторном рентгеновском спектрометре-монохроматоре РСМ-500 (ВГУ).

В результате исследований установлено формирование нанокристаллических слоев кремния на подожке из ВОПГ. Обнаружено присутствие в образцах фаз низко координированного кремния, карбида кремния и промежуточного оксида кремния SiO<sub>1.3</sub>. Наряду со значительным окислением выявлена аморфизация наночастиц кремния.

Автор доклада выражает благодарность научному руководителю, профессору, д.ф.м.н. Терехову В.А., а так же Нежданову А.В. за предоставленные образцы. Работа частично выполнена на The Synchrotron Radiation Center, University Of Wisconsin-Madison, который поддерживается NSF грант No. DMR-0537588. *E-mail: xasanderx@yandex.ru* 

#### Литература

1. Филатов Д.О. Структура и свойства наноструктур Si на поверхности высокоориентированного пиролитического графита / Д.О. Филатов, Д.А. Антонов, С.Ю. Зубков, А.В. Нежданов, А.И. Машин // Известия РАН. Серия физическая – 2011 – том 75 – № 1 – с. 18 – 22 2. Zeng B., Xiong G., Chen S. et al. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90. № 3. 033112.

# ВЛИЯНИЕ LI - И Mn – СОДЕРЖАЩИХ МОДИФИКАТОРОВ НА ФАЗОВЫЙ СОСТАВ, ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КЕРАМИКИ PbFe<sub>0.5</sub>NB<sub>0.5</sub>O<sub>3</sub>

# Болдырев Н.А.

### Совместный студенческий научно-исследовательский институт физического материаловедения ЮНЦ РАН-НИИ физики ЮФУ, Ростов-на-Дону, Россия

Сегнетомагнетик феррониобат свинца,  $PbFe_{0.5}Nb_{0.5}O_3$  (PFN), благодаря достаточно высоким значениям температур сегнетоэлектрического (СЭ) и антиферромагнитного переходов, в последние годы часто рассматривается как основа новых многофункциональных материалов, в том числе, и керамических [1]. Однако критическая зависимость фазового состава и макроскопических характеристик PFN от термодинамической предыстории существенно затрудняет его практическое использование. Стабилизировать структуру и свойства PFN, в ряде случаев, возможно введением модификаторов (М) [4], в том числе, карбоната лития и оксида марганца. Целью работы явилось установление закономерностей влияния этих добавок на фазовую картину и физические свойства феррониобата свинца.

Мы вводили указанные модифицирующие соединения сверх стехиометрии в количестве 1 масс. % (PFNL1 и PFNM1), 2 масс. % (PFNL2 и PFNM2) и 3 масс. % (PFNL3 и PFNM3), соответственно, на стадии приготовления шихты. Синтез образцов осуществляли методом твердофазных реакций из соответствующих оксидов, спекание – по обычной керамической технологии.

Фазовый состав и полноту синтеза проверяли при помощи рентгенофазового анализа (ДРОН-3). Измерения комплексной диэлектрической проницаемости  $\varepsilon^* = \varepsilon' - i\varepsilon''$  ( $\varepsilon'$  и  $\varepsilon'' - действительная и мнимая части <math>\varepsilon^*$ , соответственно) производили с помощью автоматического измерительного стенда на базе LCR-метра HIOKI 3522-50. Остаточную поляризацию, P<sub>R</sub>, исследуемых образцов рассчитывали при анализе петель диэлектрического гистерезиса на частоте 50 Гц с помощью осциллографической установки Сойера – Тауэра. Измерения электрофизических параметров проводили в соответствии с ОСТ 11 0444-87 с помощью прецизионного анализатора импеданса Wayne Kerr 6500 В.

Рентгенографически установлено, что при содержании  $Li_2CO_3$  1масс. % и  $MnO_2$  (1÷2) масс. % образуются практически беспримесные образцы (с ромбоэдрической при 300 К структурой). Дальнейшее обогащение PFN модификатором приводило к выпадению небольшого количества примесных фаз. Таким образом, стабилизация структуры PFN оказалась возможной только при введении малых концентраций М.

Анализ зависимостей  $\varepsilon'/\varepsilon_0(T)$  и  $\varepsilon''/\varepsilon_0(T)$  (рис. 1), ( $\varepsilon_0$  – электрическая постоянная) исследуемых объектов показал, что введение обоих модификаторов приводит к снижению температуры СЭ фазового перехода в сторону низких температур и усилению размытия последнего, ярко проявившегося, как видно из рис. 2 на примере PFNL1 и PFNM1, при совместном рассмотрении кривых ( $\varepsilon'/\varepsilon_0$ )<sup>-1</sup>(T) при f =10<sup>5</sup> Гц и P<sub>R</sub>(T). В окрестности температуры сегнето-параэлектрического фазового перехода на зависимостях  $\varepsilon'/\varepsilon_0(T)$  и  $\varepsilon''/\varepsilon_0(T)$  в PFN с (2 ÷ 3) масс. % модификаторов наблюдалось поведение, характерное для сегнетоэлектриков-релаксоров с формированием частотно–зависимых максимумов, сдвигающихся в область высоких температур при увеличении частоты переменного электрического поля (особенно заметен этот эффект при введении оксида марганца), что не наблюдалось в исходном объекте.

Введение 1 масс. % М в обоих случаях привело к снижению электропроводности объектов и увеличению ряда пьезоэлектрических параметров (например, в (1.5÷2.5) раза возросли пьезомодули  $|d_{31}|$  и  $d_{33}$ ). Большее количество М способствовало увеличению электропроводности объектов и снижению, как следствие, пьезоэлектрических характеристик.



Рис. 1. Зависимости  $\varepsilon'/\varepsilon_0(T)$  и  $\varepsilon''/\varepsilon_0(T)$  керамики PFN, PFNL1, PFNL2, PFNL3, PFNM1, PFNM2 и PFNM3 на частоте  $10^5 \Gamma$ ц при  $T = (320 \div 450)$  К.



Рис. 2. Зависимости  $(\varepsilon'/\varepsilon_0)^{-1}$  (*T*, *f* = 10<sup>5</sup> Гц) (светлые символы) и *P*<sub>R</sub>(*T*) (темные символы) PFN (a), PFNL1 (b) и PFNM2 (c) в температурном интервале (320÷500) K.

В работе обсуждается связь наблюдаемых эффектов с кристаллохимическими особенностями модифицирующих соединений (возможностью образования жидких фаз), пространственной неоднородностью образовавшихся структур (возможностью расположения катионов  $Li^{1+}$  и Mn<sup>4+</sup> как в регулярных, так и в нерегулярных позициях исходной структуры) [2, 3], формированием композитоподобных структур (PFN/M – примесь). *E-mail: huckwrench@gmail.com* 

### Литература

- 1. Веневцев Ю.Н., Гагулин В.В., Любимов В.Н.. Сегнетомагнетики. М.:Наука. 1982. 254с.
- Резниченко Л.А., Разумовская О.Н., Шилкина Л.А., Алешин В.А. Жидкая фаза в ниобатах щелочных металлов // Сб-к материалов 7-го Международного семинара по физике сегнетоэлектриков-полупроводников. (24–27).09.1996 г. Ростов-на-Дону: МП"Книга". 1996. N. 6. C. 149–151.
- Резниченко Л.А. Разумовская О.Н., Клевцов А.Н. О технологичности марганецсодержащих сегнетопьезокерамик // Сб-к трудов Международной научно-практической конференции "ПЬЕЗОТЕХНИКА-99". Ростов-на-Дону. 1996. С. 268- 275.
- 4. Bochenek D., Surowiak Z. Influence of admixtures on the properties of biferroic Pb(Fe<sub>0.5</sub>Nb<sub>0.5</sub>)O<sub>3</sub> ceramic // Phys. Status Solidi A. 2009. V. 206(12). P. 2857.

# ИССЛЕДОВАНИЕ НИТЕВИДНЫХ КРИСТАЛЛОВ SnO<sub>2</sub> СИНХРОТРОННЫМИ МЕТОДАМИ

Высоцкий Д.В., Чувенкова О.А., Попов А.Е. Воронежский государственный университет, физический факультет, Воронеж, Россия Разработка современных газочувствительных устройств на основе диоксид олова является одной из активно и динамично развивающихся областей современной науки. При этом, наиболее актуальным является переход, к формированию наноструктурированных объектов, таких как нитевидные кристаллы диоксида олова нанометрового диаметра, актуальность изучения которых обусловлена предельно высоким отношением величины поверхности к величине объема.

Исследуемые объекты – нитевидные кристаллы (НК) SnO<sub>2</sub> были получены методом газотранспортного синтеза в высокотемпературной печи при атмосферном давлении.

Для характеризации сформированных массивов нитевидных кристаллов использовались следующие методы: растровая электронная микроскопия (РЭМ), спектроскопия ближней тонкой структуры края рентгеновского поглощения (XANES - X-ray absorption near edge structure), рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия (XPS - X-ray photoelectron spectroscopy), фотоэмиссионная электронная микроскопия (PEEM - PhotoEmission Electron Microscopy).

На Рис. 1. (а) приведены РЭМ изображения сформированных нитевидных кристаллов как после процедуры седиментации, так и исходного массива в целом (вставка). Результаты показывают, что величины диаметров синтезированных нитевидных кристаллов колеблются в пределах от субмикронных до нанометровых (~50 нм) размеров.

Результаты XANES показывают, что бесструктурный  $M_5$  (3d5/2) край поглощения металлического олова механически очищенной in-situ фольги Sn находится при энергии ~ 485.0 эВ. Во всех остальных спектрах эталонных образцов распределение интенсивности кардинальным образом отличается от спектров XANES очищенной металлической фольги как энергетическим положением, так и ярко выраженной тонкой структурой, относящейся к оксидам олова [2]. Для массива HK, помимо слабого спектра локализованных состояний в запрещенной зоне, выражающегося в появлении препика A (Рисунок 1 (б)), наблюдается более четко выраженная тонкая структура послекраевой области, с пиками меньшей полуширины по сравнению с эталонными спектрами. Этот факт является свидетельством кристаллической природы синтезированных нами нитевидных кристаллов SnO<sub>2</sub>, что согласуется с данными рентгеновской дифракции. Тем не менее, наблюдение препика A свидетельствует о наличии кислородных вакансий в нитевидных кристаллах.

Анализ Sn 3d линий эталонных образцов (данные XPS) показывает, что энергия связи чистого металлического олова в очищенной фольге олова имеет значение 484.9 эВ, тогда как в неочищенной фольге олова это значение больше, а именно 486.6 эВ. Последнее значение относится к тонкому слою естественного оксида SnO<sub>x</sub> на поверхности исходной металлической фольги Sn. Sn 3d линия нитевидных кристаллов оксида олова с энергией 486.7 эВ соответствует естественному оксиду SnO<sub>x</sub>, что свидетельствует о наличии вакансий по кислороду в поверхностных слоях HK. Значения энергий связи O 1s кислорода, связанного с оловом, во всех образцах оксида олова лежат в пределах 530.5 – 531.2 эВ. В HK это значение 530.7 эВ, что больше значения энергии связи SnO (530.4 эВ), но меньше чем в SnO<sub>2</sub> (531.4 эВ) [1]. Таким образом, на основании данных XPS можно заключить, что поверхность синтезированных нитевидных кристаллов SnO<sub>2</sub> покрыта естественным нестехиометрическим оксидом SnOx. Эти результаты исследования методом XPS хорошо коррелируют с данными, полученными методом XANES.



Рис. 1. РЭМ изображения сформированных нитевидных кристаллов (a), XANES Sn M<sub>4,5</sub> эталонных образцов и сформированных нитевидных кристаллов (б).

Таким образом, проведена характеризация морфологии, атомного и электронного строения образцов нитевидных кристаллов SnO<sub>2</sub> субмикронных и нанометровых размеров, сформированных методом газотранспортного синтеза с использованием синхротронных методов рентгеновской и электронной спектроскопии и микроскопии. Впервые зарегистрированы Sn M<sub>5</sub>- и M<sub>4</sub>- края в спектрах XANES металлического олова, очищенной механически in-situ Sn фольги, сдвинутые на ~ 5 эВ в низкоэнергетическую область по сравнению с соответствующими спектрами оксидов олова. В Sn M<sub>5</sub>- спектрах XANES нитевидных кристаллов SnO<sub>2</sub> зафиксированы локализованные состояния дефектов решетки в запрещенной зоне на расстоянии ~ 2.6 эВ эВ от дна зоны проводимости, соответствующего главному краю поглощения (~ 490 эВ). С помощью метода XPS показано, что поверхность синтезированных нитевидных кристаллов SnO<sub>2</sub> покрыта естественным нанослоем нестехиометрического оксида SnO<sub>x</sub>, толщиной ~ 1 нм.

Авторы работы выражают благодарность Директору и администрации Гельмгольц Центра Берлин, а также Координаторам Российско-Германского канала синхротрона BESSY II Гельмгольц Центра Берлин.Данная работа частично выполнена на The Synchrotron Radiation Center, University Of Wisconsin-Madison, который поддерживается NSF грант No. DMR-0537588. Работа выполнена при поддержке Гранта РФФИ № 12-02-31617.

e-mail: lethalweapons@yandex.ru

### Литература

1. Crist B.V. PDF Handbook of Monochromatic XPS Spectra. XPS International LLC: California, 2005. 172 p.

2. Stohr J. NEXAFS spectroscopy. Berlin: Springer, 1996. 403 p.

### УЛЬТРАЗВУКОВОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ Н2О-D2O

### Данилов И.В.

Московский физико-технический институт (государственный университет), факультет проблем физики и энергетики, Институт физики высоких давлений им. Л. Ф. Верещагина РАН, Троицк, Москва, Россия

Открытие твердофазной аморфизации (ТФА) гексагонального льда 1h в аморфный лед высокой плотности (*hda*) [3], а также взаимных превращений между льдами *lda* (аморфный лед низкой плотности) и *hda*, аналогичных фазовым переходам 1-ого рода для кристаллических фаз (полиаморфизм) [4] является одним из важнейших в физике конденсированного состояния и высоких давлений. Несмотря на то, что изотопические аналоги  $H_2O$  и  $D_2O$  имеют близкие фазовые диаграммы и аналогичные кристаллические структуры, ультразвуковое исследование под давлением этих льдов [1,2] выявило ряд существенных отличий в поведении их упругих свойств при ТФА и переходе между аморфными фазами.

Изучение тверых растворов  $H_2O-D_2O$  под давлением может позволить расширить экспериментальную информацию о межмолекулярном и внутримолекулярном взаимодействии в  $H_2O$  и  $D_2O$ . В настоящей работе проведено исследование импульсным ультразвуковым методом упругих свойств (с одновременным прямым измерением объема) твердых растворов 25% $H_2O-75$ % $D_2O$  и 75% $H_2O-25$ % $D_2O$  при неравновесных фазовых превращениях под давлением. Изучалась ТФА льда 1h в *hda* фазу при сжатии до 1.7 ГПа при *T*=78 K и индуцируемый ростом температуры при *P*=0.05 ГПа каскад фазовых переходов *hda-lda*-1*c*-1*h*. Барические (рис. 1) и температурные (рис. 2) зависимости модуля объемной упругости *B* и модуля сдвига *G* были получены из экспериментальных скоростей продольных и поперечных ультразвуковых колебаний и плотности.

Можно выделить следующие закономерности в поведени упругих модулей и особенностей ТФА для льдов  $H_2O-D_2O$  (рис. 1): 1) при сжатии льда 1h наблюдается падение модуля *G* с разными наклонами; 2) переход ТФА для твердых растворов начинает-



Рис. 1.

Рис. 2.

ся на 0.05–0.1 ГПа раньше по давлению; 3) при высоких давлениях Р>1 ГПа оба модуля В и G для hda фазы смешанных льдов оказываются ниже соотвествующих значений для чистых H<sub>2</sub>O и D<sub>2</sub>O. Т.е. можно утверждать о существенной немонотонности некоторых функциональных характеристик барических зависимостей упругих модулей при постепенной изотопической замене H<sub>2</sub>O на D<sub>2</sub>O.

Переходы между аморфными фазами с последующей кристаллизацией (рис. 2) исследовались в режиме естественного отогрева льда hda от T=78 К при фиксированном давлении *P*=0.05 ГПа близком к атмосферному. По аномалиям объема, ультразвуковых скоростей и упругих модулей аналогично случаю чистых H<sub>2</sub>O и D<sub>2</sub>O [3,4] был идентифицирован каскад фазовых переходов hda-lda-lc-lh. Поведение модуля G для всех льдов аналогично. В отличие от высоких давлений (рис. 1) значение модуля *B hda* фаз монотонно зависит от концентрации. В *lda* фазе концентрационная зависимость В существенно немонотонна, а для кристалических льдов 1с и 1h величина B в смешанных льдах H<sub>2</sub>O-D<sub>2</sub>O заметно меньше соотвествующих модулей чистых льдов.

E-mail: arbalest13@mail.ru

### Литература

1. Громницкая Е. Л., Стальгорова О. В., Ляпин А. Г., Бражкин В. В., Тарутин О. Б., Упругие свойства льда D<sub>2</sub>O при твердофазной аморфизации и превращении между аморфными фазами // Письма в ЖЭТФ. 2003, №78. с. 960-964.

2. Gromnitskaya E.L., Stal'gorova O.V., Brazhkin V.V. and Lyapin A.G. Ultrasonic study of the nonequilibrium pressure-temperature diagram of H<sub>2</sub>O ice // Phys. Rev. B. 2001, № 64

3. Mishima O., Calvert L.D., Whalley E. "Melting ice" I at 77 K and 10 kbar: a new method of making amorphous solids // Nature. 1984, №310. c. 393-395.

4. Mishima O. Reversible first-order transition between two  $H_2O$  amorphs at 0.2 GPa and 135 K // J. Chem. Phys. 1994, №100.

# ИЗУЧЕНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ОБРАЗОВАНИЯ МАРТЕНСИТНОЙ А'-ФАЗЫ В МЕТАСТАБИЛЬНЫХ, ОБЛУЧЕННЫХ НЕЙТРОНАМИ, НЕРЖАВЕЮЩИХ СТАЛЯХ ПРИ ДЕФОРМАЦИИ

### Жакуров Т.Р.

### Евразийский национальный университет им. Л.Н. Гумилева, физико-технический факультет, Астана, Казахстан

Общеизвестно, что дефекты кристаллического строения (дислокации, вакансии, дефекты упаковки и т. д.), возникающие при пластической деформации нержавеющих сталей и сплавов металлов, оказывают сильное влияние на процессы фазового превращения, структуру материалов использующихся в промышленности, энергетике и науке [1]. Исследования, направленные на установление закономерности влияния параметров облучения, силовых нагрузок, структурных аспектов на мартенситное  $\gamma \rightarrow \alpha'$  превращение в нержавеющих метастабильных сталях являются актуальными, позволяют разработать физические основы для создания новых радиационно-стойких конструкционных материалов. Превращение аустенита в мартенсит приводит к изменению магнитных свойств парамагнитных нержавеющих сталей. Результатом разрушающего воздействия высокоэнергетической радиации на конструкционные материалы реактора, является обеднение поверхностных слоев определенными элементами (Ni, Cr, Mn) и их перераспределение по сечению конструкции, что в свою очередь ведет к изменению механических, физических, коррозийных свойств материала [2]. В условиях нейтронного облучения вследствие избытка атомных дефектов и нарушений в кристаллической решетке ускоряются диффузионные процессы и, как следствие, ускоряется зарождение и обособление избыточных карбидных, интерметаллидных и других фаз. Высокоэнергетические нейтроны, попадая в вещество и вступая в упругие и неупругие взаимодействия с его ядрами, вызывают в основном два эффекта: образование первично выбитых атомов и каскад-каскадных смещений в кристаллической решетке; образование в результате ядерных реакций новых элементов, называемых примесными[3]. В качестве объектов изучения была выбрана аустенитная нержавеющая сталь 12X18H10T технической чистоты.

С	Cr	Mn	Ni	Р	S	Si	Ti	Fe
≤0,12	17-19,0	≤2,0	9-11,0	≤0,035	≤0,020	≤0,8	0,5	Осн.

Деформирование исследуемых материалов производилось на универсальной испытательной установке «Instron 1195» (Англия). Количество магнитной  $\alpha$ '-фазы в деформированных образцах фиксировалось с помощью феррозонда «FERITSCOPE MP30». Механические испытания с поэтапным снятием нагрузки, повторным нагружением и одновременной фиксацией магнитометрических данных, проводились для необлученных и облученных нейтронами образцов стали 12Х18Н10Т. Изучение изменения микроструктуры вследствие облучения и деформации проводили на металлографическом микроскопе Neophot-2 (максимальное увеличение x2000). Согласно данным эксперимента, образование  $\alpha$ '-фазы от разгружаемого стального образца, достаточно сильно зависит от того, в каком состоянии находился этот образец до момента снятия нагрузки. Если прервать процесс растяжения образца в некоторый момент времени, которому соответствует определенное количество магнитной  $\alpha$ '-фазы, то по мере разгружения образца величина мартенситной  $\alpha$ '-фазы не остается постоянной.

$Флюенс, н/см^2$	σ, МПа	ε, %	ΔMf, %
0	1028	37	1,25
$1,3*10^{19}$	1030	32	1,0

Силовые и деформационные параметры, соответствующие максимуму прироста α'фазы при разгрузке- нагружении: Подсекция физики твердого тела



Рис. 1. 1 - необлученный образец; 2 - облученный до флюенса 1.3\*10<sup>19</sup> н/см<sup>2</sup>.

Кривые, приведенные на рисунке перестроенные в координатах «прирост мартенситной фазы (ΔM)f – «истинные» напряжения, в месте образования шейки.



Рис. 2. Изображение микроструктуры стали 12Х18Н10Т (х1000); а- головка образца; б- рабочая часть 2; в- шейка.

E-mail:tima90zhuk@gmail.com

### Литература

1. Л.П. Синельников, Е.Н. Логунцев, А.В. Козлов, И.Н. Ковалев, В.Я. Абрамов, Д.Ф. Литвин, Р.Р. Ионайтис. Радиационное атериаловедение 7,19(1990).

2. Особенности процессов структурно-фазовых превращений, формоизменения и коррозионного повреждения образцов нержавеющей стали 12Х18Н10Т, облученной нейтронами в реакторе БН-350 / О.П. Максимкин, О.В. Тиванова, Т.А. Доронина // Известия высших учебных заведений, серия: физика – 2006. – №3. – С.10-13.

3. Мартенситное превращение и механические свойства нержавеющей стали 12Х18Н10Т, облученной нейтронами / Ш.Ш. Ибрагимов, О.П. Максимкин, Д.Х. Садвакасов // ФММ – 1990. – №7. – С.3-5.Новиков И.И. Теория термической обработки металлов. М., Металлургия, 1978.-237 с.

### ИССЛЕДОВАНИЕ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ БИОЛОГИЧЕСКИХ ПОЛИМЕРОВ

# Иванова С.Ф.

Северо-Восточный федеральный университет им. М.К. Аммосова, биолого-географический факультет, Якутск, Россия менения и не заботиться о его последующем удалении [1]. В данной работе, был опробован новый источник коллагена – коллаген из плавательного пузыря северных осетровых рыб. Рыбный коллаген имеет естественный иммунитет, близкий к таковому у человека. Являющийся носителем антител иммунноглобулин-гамма, имеет почти один и тот же количественный состав у рыб и человека [2].

Цель работы состоит в изучении свойств и определении основных областей применения материалов на основе плавательного пузыря северных осетровых рыб.

В зависимости от областей применения, возможно использование осетрового пузыря в виде раствора (при операциях на паренхиматозных органах в качестве шовного материала, в травматологии при склеивании костных осколков) и пленки (для наружного применения при лечении ран, ожогов).

Исследования проводились с применением методов оптической микроскопии, атомно-абсорбционной спектроскопии, ИК- спектроскопии, атомно-силовой микроскопии. Были исследованы технологические свойства клея, такие как вязкость, концентрация, а также степень набухания в воде.

На микрофотографиях, полученных нами на оптическом микроскопе OlimpusBh-2, можно выделить отдельные фибриллы коллагена размером 19 – 23 мкм, собранные в пучки в виде волокон размером до 300-400 мкм.

В исследованном нами плавательном пузыре, по данным ААС, содержание тяжелых металлов не превышало предельно-допустимой концентрации, т.е. его можно использовать при контакте с организмом человека. При сравнении ИК- спектров плавательного пузыря (нативный коллаген) и клея из него (денатурированный коллаген) выявлено исчезновение полос поглощения амид I и амид II, т.е. происходит полное разрушение α-спирали, связанное с денатурацией нативного коллагена при термической обработке. Методом АСМ исследована структура коллагена и ее изменения при приготовления клея. Наблюдается переход фибриллярной структуры, свойственной нативному коллагену, в аморфную при его денатурации. Проведен эксперимент (in vivo) на лабораторных животных, позволяющий оценить влияние состава пленок на время свертываемости крови и продолжительность заживления ран. При использовании пленок сокращается площадь раны, уменьшаются сроки образования грануляционной ткани и сроки заживления раны.

Таким образом, показана перспективность использования плавательного пузыря северных осетровых рыб для получения материалов медицинского назначения.

E-mail: isf1990@mail.ru

# Литература

1. Иванов Л.А., Сычеников И.А. Коллаген в технологии лекарственных форм. М.: Медицина. 1984.

2. Коровкин Б.Ф. Биологическая химия. М.: Медицина. 1998.

# ЭФФЕКТЫ ФОРМИРОВАНИЯ СТРУКТУР ИЗ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА И ЗОЛОТА В ПОЛИМЕРНЫХ ПЛЁНКАХ, ИМПРЕГНИРОВАННЫХ ПРЕКУРСОРАМИ БЛАГОРОДНЫХ МЕТАЛЛОВ, ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ НЕПРЕРЫВНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

# Илюхин С.С., Минаев Н.В.

ФГБУН Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, Москва, Троицк, Россия Изучение динамики формирования наночастиц благородных металлов в прозрачных диэлектриках актуально в связи с созданием функциональных композитных материалов (нанореакторы, устройства памяти, сенсорика, оптика) при использовании фотои термоиндуцированных процессов разложения молекул прекурсора, предварительно внедренных в матрицу этих материалов. В частности, результаты таких исследований могут быть полезны при создании оптических фильтров или подложек на основе полимерных матриц для SERS (Surface Enhanced Raman Spectroscopy) [1].

В работе рассмотрены кинетические процессы изменения величины пропускания прозрачных полимерных пленок на примере образцов олигоуретанметакрилата (ОУМ), легированных прекурсорами благородных металлов через диффузионное внедрение в среде сверхкритического диоксида углерода (СК СО<sub>2</sub>) и с помощью спиртовых растворов. Фотолиз внедренных молекул прекурсора с образованием наночастиц серебра (НЧ Ag) или золота (НЧ Au) осуществлялся при воздействии непрерывного лазерного излучения с  $\lambda_{изл} = 405$  или 532 нм на импрегнированные пленки.

При проведении опытов по изучению кинетики образования структур из НЧ в образцах плёнок ОУМ регистрировалась интенсивность прошедшего через нее излучения с помощью одномерной ПЗС-линейки (прибор с зарядовой связью). Измерения проводились на установке, в состав которой входили источники лазерного излучения, держатель образца, ПЗС-линейка с нейтральными светофильтрами и компьютер с программой для обработки полученных данных. Особенностью реализованного здесь подхода является то, что в данном случае зондирующее и фоторазлагающее излучения совмещены в одном лазерном источнике.

Методами абсорбционной спектроскопии установлено, что импрегнация плёнок ОУМ прекурсором Ag(hfac)COD как через СК CO<sub>2</sub>, так и через спирт, и последующее облучение лазером (λ<sub>изл</sub> = 405 нм или 532 нм) приводит к образованию НЧ Ад внутри облучаемой области с полосой плазмонного резонанса (ПР) при 430-450 нм. В случае использования λ<sub>изл</sub> = 532 нм наблюдается появление затянутого длинноволнового «хвоста» с максимумом в районе 650 нм. Его появление в обоих случаях импрегнации связано с образованием (особенно при использовании среды СК СО<sub>2</sub>) хорошо выраженной металлической плёнки из НЧ Ад и их агрегатов. Это обуславливает значительно более сильные изменения полосы пропускания, чем в случае использования спиртового раствора Ag(hfac)COD, где этот «хвост» имеет меньшую интенсивность. По данным атомно-силовой микроскопии (AFM) в районе облучённого пятна с металлической плёнкой на поверхности, наблюдается формирование крупных (до 0,5 мкм) агрегатов из НЧ Ад, которые в ряде случаев представляют упорядоченные образования, состоящие из слипшихся НЧ Ag (30-40 нм) в виде призм. В случае воздействия  $\lambda_{\mu_{3\pi}} = 405$  нм на поверхности образцов ОУМ металлические плёнки не образуются, что скорее всего связано с меньшей плотностью энергии падающего излучения.

Средняя концентрация молекул используемого прекурсора Ag(hfac)COD в среде СК CO<sub>2</sub> была в 10 раз меньше, чем в случае спиртового раствора, однако интенсивность полосы ПР, при использовании СК CO<sub>2</sub> в качестве растворителя прекурсора, оказалась в 1,5 раза выше, чем при использовании спиртового раствора. Это означает, что наиболее эффективным способом внедрения металлоорганического прекурсора Ag(hfac)COD в плёнки ОУМ является применение СК CO<sub>2</sub> в качестве растворителя.

В случае облучения плёнок ОУМ, легированных молекулами HAuCl<sub>4</sub> при воздействии лазера с  $\lambda_{_{\rm H3Л}} = 532$  нм также возникают металлические плёнки из золота, которые при наблюдении с помощью AFM распадаются на отдельные крупные HЧ размером от 100 до 300 нм неправильной формы, но с отсутствием выраженных граней и углов, как в случае серебра.

Терморадиационный эффект образования металлических плёнок на поверхности тонких пластин полимера OVM, легированного прекурсорами благородных металлов (AgNO<sub>3</sub>, Ag(hfac)COD, HAuCl<sub>4</sub>), наблюдается при воздействии непрерывного лазерного излучения  $\lambda_{\text{изл}} = 532$  нм с плотностью мощности 20 Вт/см<sup>2</sup> и выше. Он связан с разогревом малых объемов образца при поглощении лазерного излучения на дефектах матрицы и наночастицах, с диффузией молекул прекурсора к поверхности, их фоторазложе-

нием с выделением атомов металла и сборкой этих атомов в наночастицы и более сложные структуры из них.

В наших работах [2,3] показано, что процесс сборки НЧ золота из отдельных атомов происходит на протяжении нескольких минут (а при малой интенсивности лазерного излучения и в зависимости от длины волны облучения может составлять несколько часов), в то время как у серебра процесс сборки НЧ Ag из отдельных атомов занимает секунды. В случае легирования плёнок хлоридом золота, подъем на кривой изменения величины пропускания плёнок ОУМ на длине волны лазерного излучения  $\lambda_{изл}$  = 405 нм или 532 нм объясняется тем, что процесс разложения прекурсора превалирует над процессом сборки НЧ Au из отдельных атомов на протяжении первых минут. Кинетики изменения величины пропускания плёнок ОУМ, легированных серебросодержащими прекурсорами AgNO<sub>3</sub> и Ag(hfac)COD начинаются сразу со спада, поскольку процесс сборки НЧ Ag из отдельных атомов происходит быстро – на протяжении секунд. Данные эффекты обусловлены прежде всего существенной разницей в размерах атомов серебра и золота и, следовательно, их подвижностью в полимерной матрице.

Полученные структуры из НЧ благородных металлов на поверхности полимерных пленок можно рассмотреть с точки зрения возможности их применения в качестве новых SERS - подложек для различных аналитических исследований [1]. С применением тестовых молекул красителя Родамин 6Ж, нанесенных в виде высушенной капли на такие структуры, обнаружен эффект усиления некоторых линий комбинационного рассеяния этого красителя более чем на два порядка. При этом, в качестве зондирующего использовалось лазерное излучение с  $\lambda_{изл} = 633$  нм. Терморадиационнонное образование поверхностных структур из НЧ Ад наиболее эффективно проявляется при использовании лазерного излучения с  $\lambda_{изл} = 532$  нм в образцах, импрегнированных в среде СК СО<sub>2</sub>; механизм «просветления» на кинетической кривой пропускания наиболее хорошо заметен для образцов, легированных молекулами HAuCl<sub>4</sub> через спиртовой раствор, при воздействии такого же излучения.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №11-02-12087-ОФИ-м. *sergey@ilyukhin.ru* 

### Литература

1. Hassel T., Lagonigro L., Peacock A.C., Yoda S, Brown P.D., Sazio P.J. a. Howdle S.M. Silver nanoparticles impregnated polycarbonate substrates for surface enhanced Raman spectroscopy. Adv. Funct. Mater., 2008, V.9999, P.1-8.

2. Рыбалтовский А.О., Баграташвили В.Н., Илюхин С.С., Леменовский Д.А., Минаев Н.В., Фирсов В.В., Юсупов В.И. Формирование филаментных структур из наночастиц благородных металлов в прозрачных диэлектриках под воздействием непрерывного лазерного излучения. Российские нанотехнологии, 2013, Т.8 (в печати).

3. Bagratashvili V.N., Minaev N.V., Rybaltovskii A.O. a. Yusupov V.I. Self-organization of filaments from an particles in transparent solids stimulated by laser photolysis of incorporated an precursor. Laser Phys.Lett., 2011, V.8, P.853-858.

# ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНОГО СОСТОЯНИЯ ПОЛИТИТАНАТА КАЛИЯ, ИНТЕРКАЛИРОВАННОГО ЖЕЛЕЗОМ, НА РАЗНЫХ СТАДИЯХ ПОЛУЧЕНИЯ\*

### Комяк А.И., Кривенков М.С.

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

В последние десятилетия титанаты калия (K<sub>2</sub>O·nTiO<sub>2</sub>) начали использоваться как новые функциональные материалы. Наиболее практически значимые из них (с n=4,6 или 8) обладают стабильной слоистой, игольчатой или туннельной структурой. Благо-

<sup>\*</sup> Доклад признан одним из лучших в подсекции

даря их высокой механической прочности, игольчатые титанаты калия используются как упрочняющие добавки в различных композитных материалах. Более того, их низкая теплопроводность и высокая отражающая способность в пределах от ультрафиолетового до ближнего инфракрасного диапазона делают полититанаты калия удобным материалом для производства термостойких и теплоизолирующих материалов, а также различных покрытий [1-3].

Работа посвящена исследованию полититанатов калия, интеркалированных атомами железа, на разных стадиях синтеза (получение полититаната, протонирование, интеркалирование железом). Изучался механизм встраивания железа в межслоевое пространство, химическая чистота порошков и морфология их частиц, а также зависимость фазового состава полититанатов от концентрации внедренного железа (5%, 10%, 15%, 20%).

В качестве инструмента анализа морфологии использовался растровый электронный микроскоп Quanta 600 (FEI) с приставкой EDS X-Max 80 (Oxford Instruments) для проведения элементного анализа и определения химического состава образцов.

Для изучения структурного состояния и механизма встраивания железа в межслоевое пространство полититаната калия использовались метод мессбауэровской спектроскопии и рентгендифракционный анализ. Исследования проводились на установке MS-1104EM (Ростов, Россия) и на дифрактометре Empyrean (PANalytical).

Была исследована морфология полученных частиц, проведен фазовый анализ и показано, что с увеличением концентрации железа происходит вытеснение ионов калия из межслоевого пространства частиц полититанатов.

E-mail: krivenkov@physics.msu.ru

### Литература

1. D. Yu, J. Wu, L. Zhou, D. Xie, and S. Wu, "The Dielectric and Mechanical Properties of a Potassium-Titanate-Whisker-Reinforced PP/PA Blend," Comp. Sci. Technol., 60 [4] 499–508 (2000).

2. A. V. Gorokhovsky, J. I. Escalante-Garcia, T. Sánchez-Monjarás, C. A. Gutiérrez-Chavarria. Journal of the European Ceramic Society 24 (2004) 3541–3546

3. T. Sanchez-Monjaras, A. Gorokhovsky, J. I. Escalante-Garcia. J. Am. Ceram. Soc., vol. 91, no. 9, pp. 3058-3065, 2008

# ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СВОЙСТВ ДВУХСЛОЙНОГО ГРАФЕНА

### Кочемасов А.И.

Молдавский государственный университет, факультет физики и инженерии, Кишинев, Республика Молдова

В настоящее время, однослойный и многослойный графен привлекает огромное внимание со стороны научного сообщества, благодаря уникальным электрическим [1], механическим [2], оптическим [3] и тепловым [4] свойствам. Графеновые слои являются перспективной основой будущей наноэлектроники [5]. Колебательные свойства графена также несут фундаментальный научный интерес. Колебательный спектр определяет ряд важных физических параметров – скорости звука, решеточную теплопроводность, тепловое расширение и ряд других.

Автором было проведено исследование колебательных свойств двухслойного графена в рамках теории динамики решетки. Схематическое изображение исследуемой структуры приведено на рис.1.



Рис. 1. Схематическое изображение двухслойного графена.

Для исследования колебательных свойств графена использовалась модель динамики решетки Борна-Кармана (BvK). Моделирование колебаний атомов осуществлялось с учетом взаимодействия атомов из четырех ближайших координационных сфер в плоскости слоя (in-plane) и двух сфер вне плоскости (out-of-plane). Теоретические кривые фононной дисперсии были получены путем соответствующей подгонки межатомных силовых постоянных BvK модели для воспроизведения экспериментальных частот фононов объемного графита. Было достигнуто хорошее согласие теоретических кривых дисперсии фононов с экспериментальными данными из работ [6-7] для всех фононных ветвей: in-plane продольных и поперечных акустических (LA и TA), in-plane продольных и поперечных оптических (LO и TO), out-of-plane акустической (ZA) и оптической (ZO). Каждая из этих ветвей характеризует отдельный тип колебаний атомов. Для демонстрации механизма движения атомов соответствующего определенному типу колебаний мной были также рассчитаны и проанализированы вектора смещений атомов. На Puc.2 схематически показаны направления движения атомов для трех типов акустических колебаний в двухслойном графене.



Рис. 2. Типы акустического колебательного движения атомов в двухслойном графене.

В однослойном графене существуют лишь три типа акустических колебательных мод: out-of-plane (ZA), продольные in-plane (LA) и поперечные in-plane (TA). При увеличении числа слоев графена с одного до двух, появляется дополнительный тип колебательного движения – сдвиговое (shear) in-plane, в котором параллельные слои графена скользят друг относительно друга в противоположных направлениях. Эта акустически-подобная сдвиговая мода обладает ненулевой частотой в центре зоны Бриллюэна порядка 36 см<sup>-1</sup> и является раман-активной, и т.о. может быть обнаружена экспериментально.

Автор применил модель динамики решетки Борна-Кармана для исследования колебательных свойств двухслойного графена. В рамках данного подхода был рассчитан фононный энергетический спектр двухслойного графена во всех кристаллографических направлениях высокой симметрии и достигнуто хорошее согласие с экспериментальными данными объемного графита. Также были проанализированы акустические и оптические колебательные моды из центра зоны Бриллюэна. Так как многие из них являются раманили инфракрасно-активными, их экспериментальное обнаружение может быть чрезвычайно полезно для анализа числа слоев и типа упаковки атомов многослойного графена.

Автор выражает благодарность за финансовую поддержку исследований World Federation of Scientists в рамках стипендии National Scholarship, а также Академии Наук Молдовы в рамках проекта для молодых ученых 12.819.05.10F.

E-mail: kocemasov@live.ru

### Литература

1. Geim, A., Novoselov, K. The rise of graphene // Nature Materials. 2007, vol. 6, p.183.

2. Lee, C., Wei, X., Kysar, J., Hone, J. Measurements of elastic properties and intrinsic strength of monolayer graphene // Science. 2008, vol. 321, p.385.

3. Nair, R., Blake, P., Grigorenko, A., Novoselov, K., Booth, T., Stauber, T., Peres, N., Geim, A. Fine structure constant defines visual transparency of graphene // Science. 2008, vol. 320, p.1308.

4. Ghosh, S., Bao, W., Nika, D., Subrina, S., Pokatilov, E., Lau, C., Balandin, A. Dimensional crossover of thermal transport in few-layer graphene // Nature Materials. 2010, vol. 9, p.555.

5. de Heer, W., Berger, C., Wu, X., First, P., Conrad, E., Li, X., Li, T., Sprinkle, M., Hass, J., Sadowski, M., Potemski, M., Martinez, G. Epitaxial graphene // Solid State Communications. 2007, vol. 143, p.92.

6. Maultzsch, J., Reich, S., Thomsen, C., Requardt, H., Ordejon, P. Phonon dispersion in graphite // Physical Review Letters. 2004, vol. 92, p.075501.

7. Mohr, M., Maultzsch, J., Dobardžić, E., Reich, S., Milošević, I., Damnjanović, M., Bosak, A., Krisch, M., Thomsen, C. Phonon dispersion of graphite by inelastic x-ray scattering // Physical Review B. 2007, vol. 76, p.035439.

# ЭЛЕКТРОННОЕ СТРОЕНИЕ ИЗЛУЧАЮЩИХ МНОГОСЛОЙНЫХ НАНОСТРУКТУР Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/SiO<sub>X</sub>/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/SiO<sub>X</sub>/.../Si(100) С НАНОКРИСТАЛЛАМИ И КЛАСТЕРАМИ КРЕМНИЯ

### Коюда Д.А.

### Воронежский государственный университет, физический факультет, Воронеж, Россия

В данной работе представлены результаты исследования методом спектроскопии ближней тонкой структуры края рентгеновского поглощения (XANES - X-ray absorption near edge structure), чувствительным к локальному окружению атомов заданного сорта (в данном случае кремния и алюминия) в многослойных нанопериодических структурах (MHC)  $Al_2O_3/SiO_x/Al_2O_3/SiO_x/.../Si(100)$ . Исследуются спектры фотолюминесценции данных структур в зависимости от температуры отжига.

Аморфные МНС *a*-SiO<sub>x</sub>/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> были сформированы методом последовательного нанесения слоев *a*-SiO<sub>x</sub> и Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> на монокристаллические пластины кремния Si (100). Было исследовано 2 серии образцов. В первой серии толщина слоев Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> для всех образцов была одинаковой и составляла величину 5 нм; МНС отличались толщиной слоев *a*-SiO<sub>x</sub>, величина которых составляла 4, 7 и 11 нм. Во второй серии толщина слоев Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> составляла 3 нм, толщины нанослоев *a*-SiO<sub>x</sub> варьировались от 2 до 8 нм. Также для изучения люминесцентных свойств было сформировано два дополнительных образца с фиксированной толщиной слоя субоксида кремния (4 нм) и более толстыми слоями оксида алюминия.

Экспериментальные рентгеновские спектры XANES вблизи L<sub>2,3</sub> краев поглощения Si и Al были получены на канале Mark V Grasshopper синхротрона SRC (Synchrotron Radiation Center) Университета Висконсин - Мэдисон, США. Глубина информативного слоя при получении указанных спектров составляла ~ 5 нм. В случае регистрации К-спектров кремния на канале DCM того же синхротрона глубина информативного слоя составляла ~ 60 nm [1] при вакууме в экспериментальной камере спектрометра ~ 10<sup>-8</sup> Topp. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) регистрировались при помощи фотоэлектронного умножителя ФЭУ-62 с использованием решеточного монохроматора SP-150 (Stanford Research Systems) и измерялись в диапазоне длин волн  $\lambda = 350-900$  нм при возбуждении импульсным азотным лазером.

Сопоставление спектров эталонных образцов монокристаллического и аморфного кремния, а также пленки диоксида кремния со спектрами экспериментальных МНС позволяет заключить следующее. Для всех исследованных структур с ростом температуры отжига наблюдается появление выраженного максимума в области элементарного кремния при энер-
гии налетающих фотонов h<sub>.</sub> ~ 100–104 эВ. Наличие подобной спектральной особенности связано с увеличением содержания элементарного кремния в исследуемом поверхностном слое толщиной до 5 нм как следствие термического разложения SiO<sub>x</sub> на Si и SiO<sub>2</sub>. Детальный анализ Si L<sub>2,3</sub> зарегистрированных спектров в области, свойственной элементарному кремнию, не позволяет обнаружить тонкой структуры, характерной для кристаллического кремния в области h<sub>.</sub> 100–104 эВ, вследствие чего возможно утверждать о формировании нанокластеров кремния в приповерхностных слоях SiO<sub>x</sub> исследуемых MHC.

Наиболее интересный эффект, наблюдаемый при взаимодействии синхротронного излучения (СИ) с экспериментальными МНС, – это существенное изменение характера Si  $L_{2,3}$  спектра образца с толщиной слоя SiO<sub>x</sub> в 7 нм в области оксидной структуры при угле скольжения СИ =30°. При h \_ 108 эВ наблюдается провал интенсивности, т.е. ее «обращение». При других углах скольжения подобного эффекта не наблюдается, и спектр поглощения имеет нормальный вид. Рассчитанная по формуле для брегтовского отражения толщина слоя (d~11.4 нм), при которой возникает ослабление электромагнитного поля при наблюдении полного выхода электронов, примерно соответствует «периоду сверхрешетки», состоящему из 5 нм слоя оксида алюминия и 7 нм слоя оксида кремния. Этот эффект также не наблюдался при других соотношениях толщин и одном и том же угле скольжения, подтверждая сделанный вывод о дифракции излучения на многослойной структуре.

Анализ спектров ФЛ отожженных при температуре 1100°С экспериментальных МНС с различными соотношениями толщин слоев SiO<sub>x</sub> и Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> показал, что уменьшение толщины слоев SiO<sub>x</sub> МНС в последовательности 11, 7 и 4 нм приводит к «синему» смещению пика ФЛ от 840 к 800 нм (Рис. 1*c*). Данный факт свидетельствуют о квантовом размерном эффекте в отожженных МНС, наблюдавшемся при формировании нанокристаллов кремния в подобных многослойных наноструктурах SiO<sub>2</sub>/SiO<sub>x</sub> [2] под действием отжига.



Рис. 1. *a*) Si L<sub>2,3</sub> спектры XANES MHC с соотношением толщин слоев 5/7 при разных температурах отжига ( $=30^{\circ}$ ). Вставка: Si L<sub>2,3</sub> спектры XANES эталонных образцов монокристаллического кремния (*c*-Si), аморфного кремния (*a*-Si:H) и термической пленки оксида кремния (SiO<sub>2</sub>), толщиной 20 нм при угле съемки  $=30^{\circ}$ ; *b*) Si K спектры XANES MHC с соотношением толщин слоев 3/8 при разных температурах отжига ( $=30^{\circ}$ ); *c*, *d*) спектры фотолюминесценции MHC Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/SiO<sub>x</sub> различных толщин при фиксированной толщине слоев Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (*c*) и SiO<sub>x</sub> (*d*), отожженных при температуре 1100 С.

Сопоставление Si K спектров XANES экспериментальных образцов, приведенных на Рис. 1*b*, со спектрами эталонных образцов (Рис. 1*b*) позволяет заключить, что при высокотемпературном отжиге наблюдается формирование нанокристаллов кремния, о чем свидетельствует наличие спектральной особенности при h  $_{-}$  ~ 1854 эB, соответствующей по своему положения монокристаллическому кремнию *c*-Si (Рис. 1*b*). Тот факт, что по результатам исследования XANES Si L<sub>2,3</sub> спектров MHC формирование нанокристаллов не наблюдается, обусловлен следующим. Глубина информативного слоя при регистрации XANES Si L<sub>2,3</sub> спектров MHC соответствует толщи-

не покрывающего слоя оксида алюминия, вследствие чего этот слой препятствует регистрации тонкой структуры вблизи краев поглощения элементарного кремния.

Работа выполнена при поддержке Программы стратегического развития Воронежского государственного университета. Автор работы выражает благодарность своему научному руководителю Турищеву Сергею Юрьевичу за помощь в проведении эксперимента и интерпретации полученных результатов.

E-mail: koyuda@phys.vsu.ru

#### Литература

1. Kasrai M. Sampling depth of total electron and fluorescence measurements in Si L and K-edge absorption spectroscopy / M. Kasrai, W.N. Lennard, R.W. Brunner, et. al. // Applied Surface Science. – 1996. – 99. – P. 302.

2. S. Kim, D.H. Shin, D.Y. Shin, C.O. Kim, J.H. Park, S.B. Yang, S.-H. Choi, S.J. Yoo, J.-G. Kim. Journal of Nanomaterials, 2012 (Article ID 572746), 1 (2012).

# ИССЛЕДОВАНИЕ КАЧЕСТВА ГРАФЕНОВЫХ ПЛЕНОК МЕТОДОМ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ

# Куркина И.И.

ФГАОУ ВПО «Северо-восточный федеральный университет им. М.К. Аммосова», физико-технический институт, кафедра радиофизики и электроники, г. Якутск, Россия

Графен представляет собой слой атомов углерода, соединенных в двумерную гексагональную решетку. Он обладает уникальными физико-химическими свойствами, такими как высокая электро- и теплопроводность, зависимость электронных характеристик от наличия на поверхности графена присоединенных радикалов различной природы, квантовый эффект Холла, высокая прочность и упругость [2].

В данной работе графеновые пленки были получены механическим расслоением высокоориентированного пиролитического графита на пластины кремния с окисным слоем [5]. Проведены исследования спектров комбинационного рассеяния света (КРС) на установке «Интегра спектра» с длиной волны лазера  $\lambda$ =532 нм на различных точках поверхности графеновых пленок, включая измерения на краях.

На рис.1. продемонстрированы экспериментально измеренные спектры в центре графеновой пленки (рис.1.а) и на краю (рис.1.б). В спектре КРС, измеренном в центре графеновой пленки, наблюдаются три линии: G линия на частоте ~1594 см<sup>-1</sup>, 2D линия на частоте ~2705 см<sup>-1</sup> и 2D' на частоте ~3257 см<sup>-1</sup>. В спектре КРС, измеренном на краю графеновой пленки, наблюдаются дополнительные линии: D на частоте ~1356 см<sup>-1</sup> с наибольшей интенсивностью и 4 линии с меньшей интенсивностью D' ~1637 см<sup>-1</sup>, G+D ~2950 см<sup>-1</sup>, линии на частоте ~ 1460 см<sup>-1</sup> и ~3114 см<sup>-1</sup>.



Рис. 1. Спектр КРС графена: а) в центре; б) на краю.

Для анализа линий КРС была проведена их аппроксимация лоренцианами с помощью программы Origin (рис.2). После обработки видны четкие пики.

Для графена G линия (graphite) соответствует C-C колебаниям [3], т.е. колебаниям атомов углерода в плоскости графенового слоя. Она связана с двукратно вырожденными плоскостными продольными и поперечными фононными модами ( $E_{2g}$  симметрия) в центре зоны Бриллюэна [4]. Линия 2D обусловлена междолинным процессом рассеяния электрона с участием двух плоскостных поперечных фононов. В результате однодолинного процесса рассеяния электрона с участием двух плоскостных поперечных фононов появляется линия 2D' (рис. 1а).

Если кристаллическая решетка графена разупорядочена, то в спектре появляется дополнительная линия D (disorder) (рис. 1.б). В этом случае происходит два процесса рассеяния электрона, а именно, одно упругое рассеяние на дефектах кристалла и одно неупругое рассеяние на фононе [4]. При появлении линии D рядом с линией G возникает и слабая линия D' с частотой от 1600 до 1620 см<sup>-1</sup>, чаще всего – как плечо на линии G [1]. Пик на частоте ~ 1460 см<sup>-1</sup>, предположительно, относится к поперечному фонону [6].



Рис. 2. Спектры КРС графена, обработанные на программе Origin: а) в центре; б) на краю. Разложение контуров всех линий показано серым цветом, суммарный спектр – черным.

Интенсивности линий G и 2D для графена в центре больше интенсивностей для графена на краю почти на порядок. Но величина отношения интенсивностей линий 2D к G - I<sub>2D</sub>/I<sub>G</sub>, равная 3,81, больше для спектров, измеренных на краю графена, что свидетельствует о достаточно упорядоченной структуре. Наличие D линии в спектре КРС этой пленки и величина отношения интенсивностей линий D к G - I<sub>D</sub>/I<sub>G</sub>, равная 1,04, указывает на наличие оборванных связей.

В заключении можно сказать, что механическим расслоением можно получить графеновые пленки с упорядоченной структурой и оборванными связями на краях.

*E-mail: volkiraly@mail.ru* 

#### Литература

1. Букалов С.С., Михалицын Л.А., Зубавичус Я.В., Лейтес Л.А., Новиков Ю.Н. Исследование строения графитов и некоторых других sp<sup>2</sup> углеродных материалов методами микроспектроскопии КР и рентгеновской дифрактометрии // Рос. Хим. ж, 2006, т. L, № 1.

2. Елецкий А.В., Искандарова И.М., Книжник А.А., Красиков Д.Н. Графен: методы получения и теплофизические свойства // УФН, т.181, №3.

3. Удовицкий В.Г.. Методы оценки чистоты и характеризации свойств углеродных нанотрубок. ФШ ФИП PSE, 2009, т. 7, № 4, vol. 7, No. 4.

4. Malard L.M., Pimenta M.A., Dresselhaus G., Dresselhaus M.S. Raman spectroscopy in graphene. Physics Reports 473 (2009) 51-87.

5. Novoselov K. S., Jiang D., Schedin F., Booth T. J., Khotkevich V. V., Morozov S. V., Geim A. K. Two-dimensional atomic crystals // PNAS 102, 10451 (2005).

6. Wirtz L., Rubio A. The phonon dispersion of graphite revisited // Solid State Communications 131 (2004) 141–152.

# ЭВОЛЮЦИЯ СТРУКТУРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК В ФОЛЬГАХ СПЛАВА Pd-Y ПОСЛЕ ГИДРИРОВАНИЯ

Левин И.С., Авдюхина В.М.

#### МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Для активного использования фольг сплавов Pd-Y в мембранной технологии при получении высокочистого водорода возникает необходимость исследования долговечности эксплуатационных характеристик таких мембран, поскольку под действием водорода может меняться не только их дефектная структура, но и распределение атомов в матрице сплава, вплоть до фазовых превращений [1].

Были проведены рентгендифракционные исследования двух фольг сплава Pd-Y толщины 130 мкм. Образец №1 при насыщении водородом методом электролиза в 4% водном растворе NaF, покрывали лаком со стороны, обратной стороне насыщения (стороны «В»); образец №2 насыщался водородом без покрытия лаком. Образец №1 насыщался водородом три раза; последнее насыщение проводилось без лакового покрытия. Первый раз он насыщался при плотности тока 2 мА/см<sup>2</sup> в течение 30 минут; два последующих раза - при плотности тока 10 мА/см<sup>2</sup> в течение 30 минут. Образец №2 насыщался один раз при плотности тока 10 мА/см<sup>2</sup> в течение 30 минут. После насыщения образцы хранились при комнатной температуре воздухе.

Экспериментально полученные значения концентрации атомов иттрия до гидрирования в образце №1 составили: со стороны насыщения («А») - 8.8 ат.%Y, а с противоположной («В») –10,8 ат.%Y; в образце №2: со стороны насыщения -8.8 ат.%Y, со сороны «В» - 9.3 ат.%Y.

В течение 800 часов после гидрирования с использованием рентгеновского дифрактометра с Си<sub>Ка1</sub>- излучением регистрировались дифракционные линии (111), (200), (220) и (311) с обеих сторон образцов. По положениям дифракционных пиков были рассчитаны соответствующие им величины  $a_{hkl}$ , а затем по формуле Ройса [2] были рассчитаны периоды неискаженной решетки  $a_0$ . Зависимость  $a_0$ .от времени релаксации представлена на рис. 1.





■ –для исходного состояния и после однократного гидрирования, образец №2.

Видно, для образца  $\mathbb{N}$  1 в течение всего времени проведения эксперимента  $a_0$  со стороны «А» существенно меньше, чем со стороны «В». Аналогичная картина наблюдается и для образца  $\mathbb{N}$  2.

По полученным экспериментальным данным было рассчитано содержание водорода в решетке сплава  $(n_H / n_{Pd-Y} = 4,22\Delta a)$  [3] в интервале 25÷50 часов релаксации. Оказалось, что в образце №1 оно составляет 0,08 со стороны «А» и 0,14 со стороны «В», тогда как в образце №2 – 0,12 и 0,18 соответственно.

Таким образом, было установлено, что независимо от того, покрывалось ли лаком или нет сторона фольги, не обращённая к аноду («В»), содержание водорода в решётке сплава в ней оказывается большим, чем со стороны насыщения.

Объяснить полученный результат можно следующим образом. Скопление водорода в образце № 1 со стороны «В» происходит за счет механического препятствия в виде лака, который тормозит выход водорода. Это приводит к тому, что водород в большей степени растворяется в решётке (заметим, что глубина проникновения рентгеновских лучей составляет в среднем 5 мкм). В образце № 2 (за счет открытых обеих поверхностей фольги) через сторону «В» идет два потока водорода: со стороны насыщения и с противоположной стороны. Второй поток является более слабым и, судя по полученным результатам, он тормозит поток, идущий со стороны насыщения. Таким образом можно считать, что и в этом образце со стороны «В» возникал резервуар для хранения водорода.

Из рис. 1 также видно, что величина  $a_0$  слабо меняется от времени релаксации, т.е. в матрице сплава остается много водорода. Расчеты показали, что в образце №1 с обеих сторон фольги  $n_H/n_{PdY}$  за 200 часов релаксации уменьшилось на 25%. В образце №2 за 780 часов релаксации содержание водорода уменьшилось на 20% со стороны насыщения и осталось тем же, что и при насыщении, со стороны «В». Также видно, что водород выходит быстрее со стороны насыщения, т. е. с той стороны, где его меньше.

Полученный результат является следствием того, что в процессе гидрирования в матрицу сплава вместе с водородом поступает большое число вакансий (до 1-2%) [4], и в процессе релаксации в ней образуются водород-вакансионные (H-V) комплексы, которые очень устойчивы. Размеры этих H-V комплексов не превышают нескольких ангстрем и имеют больший удельный объём, чем матрица. Именно образование таких комплексов и тормозит процесс выхода водорода из решетки. Поскольку H-V комплексы имеют малые размеры, то их наличие сказывается лишь на величине периода решетки. Заметим, что подобные комплексы наблюдались ранее при гидрировании и релаксации сплавов системы Pd-Ta-H [5].

is.levin@physics.msu.ru, vmaphys@gmail.com

# Литература

1. Авдюхина В.М., Ревкевич Г.П., Назмутдинов А.З., Бурханов Г.С., Рошан Н.Р., Кольчугина Н.Б. //Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2007, №10, с. 9.

2. Уманский Я.С. // Рентгенография металлов, Металлургиздат, 1960г.

3. Алефельд Г., Фелькл И. // Водород в металлах, Москва, Мир, 1981, с.430.

4. Авдюхина В.М., Анищенко А.А., Кацнельсон А.А., Ревкевич Г.П. // ФТТ, 2004, т.46, вып.2, с.259.

5. Авдюхина В.М., Кацнельсон А.А., Ревкевич Г.П., Хан Ха Сок, Княгиничев А.В. // Кристаллография, 2002, т. 47, №3, с.406.

# ИССЛЕДОВАНИЕ СОСТОЯНИЙ ИОНОВ ЖЕЛЕЗА В СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ СОЕДИНЕНИИ FeSe<sub>1-x</sub>Te<sub>x</sub> МЕТОДОМ МЁССБАУЭРОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Перунов И.В<sup>1,2</sup>, Фролов К.В.<sup>1</sup>, Казаков С.М.<sup>2</sup> <sup>1</sup>Институт кристаллографии Российской академии наук,

<sup>2</sup> МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Недавнее открытие [1] сверхпроводимости в пниктидах и халькогенидах железа вызвало значительный интерес исследователей и оживило дискуссию о возможных магнитных механизмах высокотемпературной сверхпроводимости. Заметим, что с мо-

мента обнаружения высокотемпературной проводимости в купратах в 1986 году не было создано теории ВТСП. Исследователи начали говорить о сосуществовании магнетизма и сверхпроводимости в новых сверхпроводниках на основе Fe [4]. Интересно, что этих слоистых соединениях атомы железа, являясь магнитными, лежат в сверхпроводящих плоскостях. Соединения, принадлежащие семейству FeSeTe, представляют собой удобный модельный экспериментальный объект в первую очередь из-за простоты их кристаллической структуры. В то же время фазовый состав получаемых моно- и поликристаллических образцов системы FeSeTe сильно зависит от условий синтеза и демонстрирует большое фазовое разнообразие. Установлено, что сверхпроводящий переход в соединениях FeSe обычно наблюдается в интервале температур 8-10 К [3], а замещение части ионов селена на ионы теллура даёт увеличение критической температуры сверхпроводящего перехода до 14 К. В тоже время при полном замещении селена теллуром сверхпроводящее состояние не формируется [3]. Точное определение структурных, электронных и спиновых состояний ионов железа может помочь выяснить природу данной трансформации и получить дополнительную информацию о возможных механизмах формирования сверхпроводящего состояния в халькогенидах.

Синтез образцов халькогенидов железа проводился по твердофазной методике [2] из стехиометрических количеств простых элементов, фазовый состав образцов контролировался рентгенографически. По данным рентгеновской дифракции, полученные образцы оказались в основном многофазными. Для проведения низкотемпературных мёссбауэровских экспериментов были отобраны образцы FeSe<sub>0.5</sub>Te<sub>0.5</sub> и FeSe<sub>0.2</sub>Te<sub>0.8</sub>.

В качестве метода исследования была выбрана мёссбауэровская спектроскопия, поскольку в составе соединения присутствует магнитные ионы железа, играющие, по всей видимости, главную роль в формировании сверхпроводящего состояния. При этом методика дает возможность получить информацию о структурных, электронных и спиновых состояниях ионов Fe. Для мёссбауэровских измерений образцы измельчались до порошка в воздушной атмосфере, затем помещались в алюминиевые поглотители.

В данной работе представлены результаты исследований порошковых образцов соединений  $FeSe_{1-x}Te_x$  методом абсорбционной мёссбауэровской спектроскопии на ядрах <sup>57</sup>Fe в интервале температур от 5 K до 295 K. Получены данные о структурных, электронных и спиновых состояниях ионов железа. Обнаружены указания на существование двух неэквивалентных состояния ионов железа, расположенных в сверхпроводящих структурных плоскостях. В спектрах некоторых соединениях системы при комнатной температуре были найдены магнитные секстеты, указывающие на магнитное упорядочение.



Рис. 1. Мёссбауэровские спектры соединения FeSe<sub>0.5</sub> Te<sub>0.5</sub> при T=5 К и T=295 К.

В соединении  $FeSe_{0.5}Te_{0.5}$  обнаружено существование магнитного упорядочения ионов железа в области температур ниже критической температуры (см. Рис.1.) сверх-проводящего перехода  $T_c \approx 14$  K.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 10-03-00681 и № 11-02-00636), Министерства образования и науки Российской Федерации и Программы ОФН РАН "Сильно коррелированные электронные системы".

*E-mail:qazqwer1@mail.ru* 

#### Литература

1. Kamihara Y. et al. Iron-Based Layered Superconductor  $La[O_{1-x}F_x]FeAs$  (x=0.05-0.12) with  $T_c=26$  K. J. Am. Chem. Soc. 130,3296-3297(2008).

2. Kasakov S.M. et al. A-site substitution in  $Fe_{1.1}Te$ : synthesis, structure and properties. Chem.Met.Alloys //3,155-160(2010).

3. Mizuguchi Y., Takano Y. J. Revi8lew of Fe Chalcogenides as the Simplest Fe-Based superconductor. J. Phys.Soc. Jpn. Vol. 79,10.102001(2010).

4. Shermadini Z. et al. Coexistence of Magnetism and Superconductivity. In the Iron-Based Compound  $Cs_{0.8}(FeSe_{0.98})_2$ .Phys.Rev.Lett. 106,117602(2011).

# ТЕОРИЯ СТРОЕНИЯ ВЕЩЕСТВ С НАНОРАЗМЕРНОЙ ДИСПЕРСНОСТЬЮ

Кустов Е.Ф., Пищанский С.В.

Национальный исследовательский университет, Московский энергетический институт, факультет электронной техники, Москва, Россия.

Наноструктуры имеют большое количество разных типов упорядочения, которые принципиально не сводятся к малым искажения фрагментов идеальных кристаллов, а также к случаям двойникования или полисинтаксии наноразмерных кристаллитов. В наночастицах нет дальнего порядка, который ограничивает число возможных вариантов структурных фрагментов в кристаллах. Именно поэтому необходимо определять возможные геометрические СФ исходя из исходных структур взаимодействия между атомами[1].

Для описания таких упаковок разработана математическая модель, в основе которой лежит представление наночастиц в виде ограниченного набора СФ. Структура атомных связей *N*-атомов описывается матрицей СФ, которая определяется с помощью назначения базиса и фундаментальной области распределения с помощью *N*-размерной порождающей матрицы (ПМ).

Пусть координаты базисных векторов *N*-мерного пространства:

 $V_{1}=(v_{11}, v_{12}, v_{13}, \dots, v_{1N})$   $V_{2}=(v_{21}, v_{22}, v_{23}, \dots, v_{2N})$   $\dots$   $V_{N}=(v_{N1}, v_{N2}, v_{N3}, \dots, v_{NN}),$ 

Тогда порождающая матрица будет иметь следующий вид:

 $A_{jl} = \begin{vmatrix} v_{11} & \cdots & v_{1N} \\ \cdots & \cdots & \cdots \\ v_{N1} & \cdots & v_{NN} \end{vmatrix}$ 

Матрицу СФ  $W_{jk}$  получаем умножением транспонированной матрицы  $A_{ji}^{T}$  на матрицу  $A_{jk} : W_{ik} = A_{ik}^{T} \times A_{ik}$ 

На основе матрицы СФ можно определить геометрические параметры многогранника: количество вершин, граней и ребер, а также координацию вершин и расположение ребер. Также с помощью этой матрицы можно определить степень вырождения и значения энергии молекулярных орбиталей (МО) многогранника и группу симметрии СФ  $C_{3nv}$  (n=N/3). Ниже представлена диаграмма химических связей полиэдра  $P^9$ , построенного на основе базовой 9-мерной ПМ и диаграмма собственных значений матрицы СФ:



Исходя из структуры химических связей можно определить наличие группы симметрии тригонального типа  $C_{3v}$ . Собственные значения матрицы СФ отображают тип, степень вырождения и энергию молекулярных орбиталей СФ.

Внося изменения в ПМ в виде определенной последовательности удаления ее элементов или ребер полиэдра можно получать конструкции различных конфигураций СФ *N* атомов, а при удалении строк – подконфигураций меньшей размерности.

Практическое применение теории строения веществ с наноразмерной дисперсностью заключается в построении ПМ структурных фрагментов с n = 9, 12, 15, 18, 21 и 24мя атомами, по которым определяются структурные матрицы. Далее по структурным матрицам с 9, 12, 15, 18, 21, 24 размерностями, генерируются все возможные конфигурации и подконфигурации структурных фрагментов наночастиц с 9, 12, 15, 18, 21, 24 атомами. Одновременно определяется не только геометрическая, но и энергетическая структуры основных конфигураций и их подконфигураций.

Аналогичным методом анализировались структуры девяти атомов различных кристаллических модификаций ZrO<sub>2</sub> в работах [2, 3]. Для этого использовались таблицы инцидентности графов трех вписанных треугольников, по которым строились бихроматические графы, и по ним – монохроматические графы структурных фрагментов 9-ти атомов различного типа.

Разработанные теоретические принципы нашли свое отражение в компьютерной программе расчета структурных матриц, благодаря которой будут получены все возможные конфигурации и подконфигурации структурных фрагментов наночастиц с 9, 12, 15, 18, 21, 24 атомами, а также рассчитана их энергетическая структура.

*E-mail: pishchanskysv@gmail.com* 

#### Литература

1. Кустов Е.Ф. Орбитальная система наноструктур // Журнал неорганической химии, 2011, Т. 56, № 13, С. 1-41.

2. Шевченко В.Я., Самойлович М. И., Талис Ф.Л., Мадисон Ф.Е., Шуделов В.Е. Геометрические структурные комплексы наночастиц ZrO<sub>2</sub> // Физ. и хим. Стекла, 2005, Т.31. №2, С. 252-269.

3. Шевченко В.Я., Самойлович М. И., Талис Ф.Л., Мадисон Ф.Е. Наноструктуры с когерениными границами и локальный подход // Физ. и хим. Стекла. 2004, Т.30, №6, С. 732-749.

# СИНТЕЗ ПЛЁНОК МЕТОДОМ ЖИДКОФАЗНОЙ ЭПИТАКСИИ НА ПОДЛОЖКАХ ЧАСТИЧНО И ПОЛНОСТЬЮ СТАБИЛИЗИРОВАННОГО ОКСИДОМ ИТТРИЯ ДИОКСИДА ЦИРКОНИЯ<sup>\*</sup>

#### Рандошкин И.В.

# Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, отделение нанотехнологий, лаборатория "ФИАНИТ", Москва, Россия

Материалы на основе диоксида циркония обладают уникальными оптическими, механическими и электрическими характеристиками: это - изотропная оптическая среда с высоким показателем преломления и широкой спектральной областью пропускания, обладающая тугоплавкостью, большой твердостью, износостойкостью [1], что делает их перспективным материалом для многих областей техники и промышленности. В последние годы интенсивно исследуются пленки этих материалов для создания компактных устройств. Их получают, главным образом, из газовой фазы методами: молекулярно-лучевой эпитаксии, лазерного, магнетронного или плазменного напыления. Отсутствуют данные о выращивании пленок диоксида циркония методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ).

Целью работы является исследование условий синтеза пленок методом ЖФЭ на подложках из монокристаллов на основе диоксида циркония как частично (PSZ), так и полностью стабилизированных оксидом иттрия (YSZ).

В работе были использованы подложки составов с концентрацией оксида иттрия 3мол% (PSZ) и 12мол% (YSZ), ориентированных по плоскости (001).

Рост пленок осуществлялся на ростовой установке УЭР-3 в платиновом тигле на воздухе. Для исследований были выбраны две системы растворов-расплавов: PbO-B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-ZrO<sub>2</sub>-Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (1) и PbO-B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-ZrO<sub>2</sub> (2). Из них выращены 26 плёнок на различных подложках. Для семи исследованных растворов-расплавов был определен диапазон температуру  $\delta T$ , который заключал в себе температуру насыщения  $T_{\text{sat}}$  и определено переохлаждение  $\Delta T = T_{\text{sat}} - T_{\text{g}}$ , где  $T_{\text{g}}$  – температура роста пленки. Состав шихты, условия роста и параметры эпитаксиальных плёнок представлены в Таблице 1. Толщину пленок  $h_{\text{f}}$  рассчитывали по следующей формуле:

$$2h_f = \frac{m_2 - m_1}{m_1} h_s,$$

где  $m_1$ - масса подложки,  $m_2$ - масса подложки и пленок, выращенных на обеих сторонах подложки,  $h_s$  - толщина подложки, измеренная микрометром МК О-25 мм (ГОСТ 6507-78).

Скорость роста пленок fg определяли из формулы:

$$f_g = \frac{h_f}{t_g},$$

где *t*<sub>g</sub> – время роста пленки.

Морфология поверхности пленок, выращенных из обеих систем, была изучена оптической микроскопией на стереомикроскопе "Discovery V12" с комплексом анализа изображения.

В первой системе были выращены пленки на подложках PSZ и кубических YSZ. С помощью исследований на электронном микроскопе в аналитическом центре Научного центра волоконной оптики Российской академии наук (АЦ НЦВО РАН) были определены химические составы полученных пленок, исследованы их структурные характеристики и толщина. Исследование скола плёнки, выросшей на подложке YSZ, позволило выявить различие составов плёнки и подложки. Соотношение оксидов циркония и иттрия в мольных процентах составило в пленке  $ZrO_2$  (74%) -  $Y_2O_3$  (26%), а в подложке  $ZrO_2$  (88%) -  $Y_2O_3$  (12%). Так же было произведено сравнение толщины пленки, определенной по сколу, с толщиной, определенной методом взвешивания. Эти толщины составили 2,09±0,04 мкм и 2,05 мкм соответственно. Они хорошо согласуются, что позволяет сделать вывод о корректности оценок толщины плёнок.

<sup>\*</sup> Доклад занял первое место в подсекции

Для второй системы были определены составы и температурные режимы роста пленок на подложках кубических YSZ. Путем фазового анализа, проведенного с помощью рентгеновского дифрактометра D8 DISCOVER (CuK $\alpha$  –излучение) в АЦ НЦВО РАН, установлено, что пленки являются поликристаллическими, состав их соответствует PbZrO<sub>3</sub>. На сканирующем электронном микроскопе JSM-5910LV в АЦ НЦВО РАН исследован скол образца с одной из пленок, выращенной из второй системы. Обнаружено, что её толщина неоднородна и сильно варьируется по поверхности плёнки (приблизительно от 10 до 40 нм), тогда как толщина пленки, рассчитанная методом взвешивания, составила 6,68 мкм. Сделано заключение, что оценка толщины плёнок PbZrO<sub>3</sub> на подложках YSZ методом взвешивания расходится с реальной толщиной плёнок. Исследован элементный состав методом энергодисперсионного микроанализа (аналитическая система INCA ENERGY). Соотношение оксидов циркония и свинца в мольных процентах в плёнки и составило ZrO<sub>2</sub> (50%) - PbO (50%).

Табл. 1. Состав шихты, условия роста и параметры эпитаксиальных пленок.

Номер	$C(Y_2O_3)$	$C(ZrO_2)$	Подлож-	Температур-	Переохла-	Толщи-	Скорость						
серии	мол.%	мол.%	ка	ный диапазон	ждение	на	роста						
(состав				$\delta T$ , <sup>0</sup> C	$\Delta T$ , <sup>0</sup> C	$h_{\rm f}^{\rm Makc}$ ,	$f_{g}^{\text{макс}},$						
шихты)					(мин-макс) мкм		мкм/мин						
система PbO- $B_2O_3$ -Zr $O_2$ - $Y_2O_3$													
Ι	0,146	0,536	YSZ	1083-1070	5-113	1,18	0,08						
II	0,2	0,536	YSZ	1090-1070	15-38	15-38 3,05							
III	0,2	0,536	PSZ	1090-1072	5-13 1,08		0,07						
IV	0,3	0,536	YSZ,	1096-1065	25-50	0,48	0,06						
			PSZ	1096-1083	7-50	5,49	0,27						
V	0,4	0,536	PSZ	1096-1013	19-83	4,27	0,21						
система PbO-B <sub>2</sub> O <sub>3</sub> -ZrO <sub>2</sub>													
VI	-	10	YSZ	1098-1063	17	5,19	1,04						
VII	-	4	YSZ	1098-1062	18-33	6,68	1,335						

E-мail: <u>AivenArd@gmail.com</u>

# Литература

1. Кузьминов Ю.С. и др. Тугоплавкие материалы из холодного тигля /Ю.С. Кузьминов, Е.Е. Ломонова, В.В. Осико - М.: наука, 2004

# <sup>111</sup>CD-PAC STUDY OF PRESSURE EFFECT ON THE YB VALENCE IN THE CUBIC PHASE YbGe<sub>2.85</sub>

D.A. Salamatin<sup>1,6</sup>, A.V. Tsvyashchenko<sup>1,3</sup>, A. Velichkov<sup>2</sup>, A.V. Salamatin<sup>2</sup>, L.N. Fomicheva<sup>1</sup>, G.K. Ryasniy<sup>3</sup>, A.V. Nikolaev<sup>3</sup>, M. Budzynski<sup>4</sup>, R.A. Sadykov<sup>1,5</sup>, A.V. Spasskii<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Vereshchagin Institute for High Pressure Physics, RAS, 142190 Troitsk, Moscow region, Russia

<sup>2</sup>Joint Institute for Nuclear Research, P.O. Box 79, Moscow, Russia <sup>3</sup>Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, 119991, Moscow, Russia

<sup>4</sup>Institute of Physics, M. Curie-Sklodowska University, 20-031 Lublin, Poland <sup>5</sup>Institute for Nuclear Research of RASs, 142190, Troitsk, Moscow region, Russia <sup>6</sup>Moscow Institute of Physics and Technology (State University), 141700 Dolgoprudny, Russia

The method of perturbed angular  $\gamma\gamma$ -correlation (PAC) was first investigated by electric quadrupole interaction arising at the probe nuclei <sup>111</sup>Cd in the new cubic phases YbGe<sub>2.85</sub>,

TbGe<sub>2.85</sub> and DyGe<sub>2.85</sub> (type AuCu<sub>3</sub>), synthesized at 8 GPa. The PAC anisotropy time spectra were characterized by a single quadrupole frequency with  $\eta = 0$ , as the Ge site is 4/mmm symmetry. At normal pressure for YbGe<sub>2.85</sub> the PAC frequencies  $v_Q = eQVzz / h = 23.8$ , for TbGe<sub>2.85</sub>  $v_Q = 37.5$  and DyGe<sub>2.85</sub>  $v_Q = 38.0$  MHz. At increase pressure up to 8 GPa the time spectra vs. a external pressure were measured for compound YbGe<sub>2.85</sub> and the values of quadrupole frequency were defined. From values of quadrupole frequency the pressure dependence of Yb valence was determined. In this range of the pressure the Yb valence varied from 2.46 to 2.89.

The work was supported by the Russian Foundation for Basic Research (grant No 11-02-00029).

# ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВАКАНСИОННЫХ И МЕЖДОУЗЕЛЬНЫХ ДЕФЕКТОВ В КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ КРЕМНИИ

# Супрядкина И.А., Бажанов Д.И. МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

В современной микроэлектронике незаменимым для создания различных полупроводниковых устройств является кремний. Одна из наиболее важных проблем при производстве полупроводниковых устройств на основе кремния это формирование точечных дефектов и их комплексов в его кристаллической структуре. Поэтому основная наша задача заключалась в проведении теоретических исследований направленных на изучение основных особенностей возникновения устойчивых дефектных структурных состояний (моновакансий, вакансионных и междоузельных дефектов) в кристаллическом массиве кремния.

Изучение атомной и электронной структуры кремния в присутствии дефектов кристаллической структуры проводилось с помощью первопринципных расчетов на основе теории функционала электронной плотности [1]. В данной работе *ab initio* расчеты были реализованы с использованием программного комплекса Vienna *Ab-initio* Simulation Package (VASP) [2,3]. Вычисления выполнены в приближении обобщенных градиентов (GGA) и в приближении локальной плотности (LDA) для обменно-корреляционного потенциала. Для описания межатомного взаимодействия использовался метод проектированных присоединенных волн (Projector Augmented-Wave (PAW) - метод) и метод ультрамягких псевдопотенциалов (US - метод). При моделировании кристаллической структуры кремния использовались периодические суперячейки, содержащие 8 и 64 атома кремния.

В данной работе проведено исследование из первых принципов образования дефектных структур в массиве кремния. Нами были рассчитаны энергии формирования точечных дефектов (моновакансии и междоузельных атомов) и их комплексов. Энергия образования точечного дефекта рассчитывалась по формуле:

$$E_f = E_{defect} + \frac{N \pm n}{N} E_{cryst}^N$$

где  $E_{defect}$  – полная энергия кристаллической ячейки с дефектом, содержащей  $N \pm n$ атомов ( -*n* – при расчете энергии формирования *n* вакансий, +*n* – при расчете энергии формирования *n* междоузельных атомов),  $E_{cryst}^{*}$  - полная энергия кристаллической ячейки без дефекта, состоящей из *N* атомов кремния. При этом энергия формирования моновакансии составила  $E_f = 3,51$  эВ, что хорошо согласуется с другими теоретическими значениями  $E_{fmeop} = 3,53$  зВ [4] и экспериментальными данными  $E_{f \ 3KCn} = 3,6 \pm 0,2$  зВ [5]. При рассмотрении двух вакансий было установлено, что две вакансии взаимодействуют друг другом с энергией порядка  $E_{cs} = -2$  зВ, образуя устойчивый дефектных комплекс (дивакансию) с энергией формирования  $E_f = 5,1$  зВ, что находится в хорошем соответствии с результатами другой теоретической работы [6].

Кроме этого было исследовано образование междоузельных дефектов, таких как дефектный комплекс вакансия – междоузельный атом (пара Френкеля) и расщепленный междоузельный атом. Энергия формирования пары Френкеля составила  $E_f = 4,37$  эВ, Данный результат близок к результату теоретической работы [7]:  $E_{f meop} = 4,26$  эВ. При моделировании расщепленного междоузельного атома было получено, что энергия формирования данного дефекта ниже, чем энергия образования вакансии и пары Френкеля, и составляет  $E_f = 3,31$  эВ. Полученная величина энергии формирования междоузельного атома хорошо согласуется с другим теоретическим значением  $E_{f meop} = 3,40$ эВ [4]. Данные результаты позволяют сделать вывод о том, что образование расщепленного междоузельного атома в кристаллической структуре кремния протекает легче, чем образование других точечных дефектов.

*irinasupriadkina*@mail.ru

#### Литература

1. W. Kohn, Nobel Lecture: Electronic structure of matter — wave functions and density functionals, Reviews of Modern Physics, Vol. 71, No. 5, pp. 1253-1266 (1999)

2. G. Kresse, J.Furthmuller. Phys. Rev. B 54, 11169 (1996)

3. G. Kresse, D. Joubert. Phys. Rev. B 59, 1758 (1999).

4. O. K. Al-Mushadani and R. J. Needs, Phys. Rev. B 68, 235205 (2003)

5. S. Dannefaer, P. Mascher, and D. Kerr, Phys. Rev. Lett. 56, 2195 (1986).

6. T.E.M. Staab, A. Sieck, M. Haugk, M.J. Puska, 1 Th. Frauenheim, and H.S. Leipner, Phys. Rev. B 65, 115210

7. S. Goedecker, T. Deutsch, and L. Billard., Phys. Rev. Lett. 88.235501

# ИЗУЧЕНИЕ ФАЗОВОГО СОСТАВА ПЛЁНОК Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, ПОДВЕРГНУТЫХ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ SiH<sub>2</sub><sup>+</sup> И ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОМУ ОТЖИГУ

#### Усольцева Д.С.

Воронежский государственный университет, физический факультет, Воронеж, Россия

Аморфный нитрид кремния привлекает большое внимание исследователей, так как обладает широкой полосой люминесценции в видимой области спектра, форма и положение максимума которой зависят от фазового состава образца, наличия дефектов и примесей [1]. Ширина запрещённой зоны у нитрида кремния мала по сравнению с диоксидом кремния (5.3 и 8.2 эВ соответственно), что приводит к более лёгкой инжекции но-

сителей в контакте с металлом [2]. Важным достоинством является также возможность использования нитрида кремния в рамках классической кремниевой технологии.

Исследовались пиролитические пленки Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> толщиной 230-260 нм, сформированные на пластинах термически окисленного монокристаллического кремния. Имплантация ионов  $SiH_2^+$  проводилась с энергией 40 кэВ и дозой  $3 \times 10^{16}$  см<sup>-2</sup>. Отжиги осуществлялись в потоке молекулярного азота <sub>Рис. 1.</sub> SiL<sub>2,3</sub>-эмиссионные спектры эталонных образцов. при температурах 700 и 1000 °С [2].

3,2 28 2.4 2,0 1,6 SiN 1,2 Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> 0,8 SiN 0005 0.4 0.0 a-Si 88 92 96 100 104 108 112 E. eV

Для исследования образцов применялся метод ультрамягкой рентгеновской эмиссионной спектроскопии. Были получены SiL<sub>2,3</sub> эмиссионные спектры, отражающие энергетическое распределение Si-3s состояний валентной зоны. Измерения проводились на установке PCM-500 при трёх различных ускоряющих напряжениях (1-3кВ). Глубина анализа при этом менялась и составляла 10, 35 и 60 нм [3].

Анализ экспериментальных данных проводился методом компьютерного моделирования с использованием спектров эталонных объектов (рис. 1).



Рис. 2. SiL<sub>2,3</sub> спектры эмиссии исходной плёнки.



Рис. 3. Эмиссионные спектры экспериментальных образцов, полученные при глубине анализа 35 нм.

На рис. 2 представлены спектры эмиссии исходных образцов - плёнок нитрида кремния без ионной имплантации. Как видно из рисунка, основная полоса эмиссии располо-



Рис. 4. Результаты компьютерного анализа экспериментальных спектров образцов.

жена в диапазоне от 86 до 100 эВ. Изменение относительной интенсивности низкоэнергетического (90 эВ) и высокоэнергетического (97 эВ) пиков связано с изменением стехиометрии плёнки с глубиной. При энергиях около 82 эВ наблюдаются сателлиты, возникающие при переходах с участием N-2s состояний, гибридизированных с Si-3s состояниями. Также в диапазоне энергий от 100 до 104 эВ присутствует тонкая структура, связанная с переходами с участием занятых локализованных состояний в запрещённой зоне нитрида кремния [4].

На рис. 3 представлены спектры образцов (плёнок нитрида кремния после ионной имплантации без отжига, после отжига при 700 и при 1000 °C), полученные при глубине анализа 35 нм. После имплантации ионов  $\operatorname{SiH}_2^+$  распределение плотности валентных состояний сильно меняется в результате разрушения структуры образца. По мере увеличения температуры отжига происходит относительное уменьшение интенсивности высокоэнергетического максимума, что может быть связано с изменением стехиометрии плёнок. Также происходит небольшой сдвиг высокоэнергетического максимума в сторону низких энергий. Интенсивность спектров в области 92 эВ, которая соответствует максимуму SiL<sub>2,3</sub> спектра кристаллического кремния, увеличивается.

С увеличением глубины анализа вклад оксидной и оксинитридной фаз уменьшается (рис. 4). На глубине 10 нм он составляет порядка 30-40%, но при глубине анализа 35 нм во всех образцах вклад оксидной фазы сравним с погрешностью измерений, а оксинитридная фаза отсутствует.

Следует отметить, что при использованных дозах имплантации и режимах отжига структура плёнки восстанавливается не полностью. Кроме того, компьютерное моделирование показало присутствие фазы кристаллического кремния (9%) в образце, отожжённом при 1000 °С при глубине анализа 35 нм, что соответствует средней проекции пробега ионов  $SiH_2^+$ . Но вклад с-Si в эмиссионные спектры сравним с погрешностью фазового анализа, составившей 7 %.

E-mail: usolceva\_ds@mail.ru

# Литература

1. Агафонов А.И. Фотолюминесценция аморфного нитрида кремния // Письма в ЖТФ. 1986. Т.12. №1. С 10-13.

2. Карзанов В.В. Фотолюминесценция плёнок Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, обогащённых кремнием методом ионной имплантации // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2010. №5. С.298-301.

3. Терехов В.А. Локальная плотность электронных состояний в неупорядоченных полупроводниках. Дисс.: д-ра физ.-мат. наук. Воронеж, 1994.

4. Гриценко В.А. Строение и электронная структура аморфных диэлектриков в кремниевых МДП структурах. Новосибирск: Изд-во Наука. 1993.

# ВЛИЯНИЯ РАЗМЕРОВ МОДЕЛИ НА ВИД ДИАГРАММ ОСНОВНЫХ СОСТОЯНИЙ ПРИ УЧЕТЕ МНОГОЧАСТИЧНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В РАМКАХ АКСИАЛЬНОЙ МОДЕЛИ ИЗИНГА

### Халяпкин М.М.

# Хакасский государственный университет им. Н.Ф. Катанова, институт естественных наук и математики, Абакан, Россия

В связи с разработкой технологий получения новых материалов с особыми функциональными свойствами много внимания уделяется наноматериалам. Выполнен ряд физических исследований, прежде всего экспериментальных, однако ситуация далека от понимания закономерностей образования и поведения этих материалов [1 – 6].

Следует отметить, что накоплен большой опыт при исследовании политипных структур, которые представляют собой структуры с наномашстабами. Политипы могут выступать как объекты исследования влияния характера границ на особенности фазовых переходов в политипных структурах, что дает возможность понять закономерности образования и поведения структуры наномасштаба и выяснить общие особенности поведения наноструктур [2 – 5].

В рамках аксиальной модели Изинга рассмотрим модельный кристалл, состоящий из плотноупакованных атомных слоев, в каждом из которых атомы образуют правильную треугольную решетку. В таком кристалле каждый слой может находиться только в одной из трех позиций A, B и C [2-4].

Такой плотноупакованный кристалл можно описать в рамках одномерной модели решеточного газа с числами заполнения  $n_i = 1$  (есть "атом" в узле решеточного газа) и  $n_i = 0$  (нет "атома" в узле) [4]. В реальном кристалле  $n_i = 1$  соответствует смещению слоя относительно соседнего в одном направлении (последовательность *AB*, *BC*, *CA*), а  $n_i = 0$  — в противоположном (*AC*, *CB*, *BA*). Таким образом, любую плотноупакованную структуру можно представить последовательностью нулей и единиц [2–4].

Энергия модельных плотноупакованных политипов *E* рассчитывается по формуле, которая учитывает многочастичное взаимодействие в модельном решеточном газе [4],

$$E = \frac{\varepsilon}{\omega_1} = \sigma \sum_i n_i + \sum_i n_i n_{i+1} + A_2 \sum_i n_i n_{i+2} + A_3 \sum_i n_i n_{i+3} + A_4 \sum_i n_i n_{i+4} .$$
(1)

где  $\varepsilon$  - энергия кристалла;  $\omega_k$  - энергетический параметр взаимодействия атомов решеточного газа в k -м соседстве;  $\sigma$  - характеристика внешнего поля (поля внешних напряжений);

 $n_i = 1 \, (0)$  - числа заполнения *i* -го узла;  $A_k = \omega_k / \omega_1$  - относительный энергетический параметр взаимодействия *k* -х соседей в модельном решеточном газе.

Одним из важнейших вопросов физики политипизма является изучение условий стабильности политипных структур. В рамках модели Изинга в работах [1, 5] проведен анализ влияния размеров модельного кристалла, многочастичного взаимодействия на стабильность конкретных политипных структур.

В данной работе проведено исследование влияния размеров модели и многочастичного взаимодействия на образование политипных структур и превращений в плотноупакованных кристаллах в рамках аксиальной модели Изинга. Под многочастичным взаимодействие понимается такое, за которое отвечает относительный энергетический параметр  $A_4$ формулы (1), связанный с взаимодействием четвертых соседей в модельном одномерном решеточном газе, остальные параметры, строго говоря, также связаны с многочастичным взаимодействием атомов. Впервые были исследованы диаграммы основных состояний в координатах  $\sigma$  и  $A_2$  для ансамблей блоков из 12-16 плотноупакованных плоскостей, что соответствует периоду идентичности до 48 слоев. В рамках модели рассматривались следующие случаи: во-первых, изменение относительного энергетического параметра  $A_4$ ; вовторых, одновременное изменение относительных энергетических параметров  $A_3$  и  $A_4$ ...

Учет изменения относительного энергетического параметра  $A_4$  приводит к следующим результатам. Независимо от числа узлов N стабилизируется политип  $15R_1$  с двойниковой модификацией. При некоторых N с усилением рассматриваемого взаимодействия этот политип может быть в смеси со структурами 2H, 5H, 9R и  $36R_{x7}$ , а также с их двойнивыми модификациями. Появляются новые стабильные структуры, которые без учета данного взаимодействия не реализовывались:  $6H_2$ ,  $30R_{3,4,7,13}$ ,  $33R_{x2}$ ,  $36R_{x1}$ ,  $(9T_6 + 2H)$ ,  $9T_4$ ,  $10T_{x4}$ ,  $11T_{x2,x4}$ . При некоторых N данные структуры наблюдаются с двойниковыми модификациями. Данные политипы делают возможным следующие политипные переходы:  $3C - 9R - 36R_{x1} - 33R_{x2} - 9T_4'$ ,  $30R_4' - 30R_4 - 18R_3 - 3C$ ,  $11T_{x2} - 18R_3 - 3C$ ,  $3C - 9R - (6H_2 + 9R) - (9R' + 15R_1) - (9R' + 5H')$ .

Учет одновременного изменения энергетических параметров  $A_3$  и  $A_4$  приводит к следующему. Независимо от числа узлов N область стабильности структуры  $15R_1$  может быть вырожденной. Возможны такие смеси:  $(15R_1 + 6H_1)$ ,  $(15R_1 + 4H)$ ,  $(15R_1 + 9T_{1,3})$ ,  $(15R_1 + 18R_3)$ ,  $(15R_1 + 21R_2)$ . Для N = 13,15 становится стабильной область смеси политипов  $(4H + 6H_1)$  и  $(4H + 6H_2)$ . Данное взаимодействие способствует стабилизации политипа  $7T_1$ , который находится в смеси со структурами 2H,  $9T_3$ ,  $18R_3$ . Данное взаимодействие благоприятно для стабилизации политипа  $12T_{x9}$  при N = 16. Наблюдаются следующие политипные превращения:  $3C' - 7T_1 - (15R_2 + 12R + 2H) - 15R_1 - 9T_3'$ ,  $3C - 12R - 4H - (4H + 6H_2)$ ,  $3C' - 12T_{x9}' - 6H_1 - 21R_2 - 3C$ ,  $3C - 7T_1 - (7T_1 + 9T_3) - (15R_1 + 2H) - 6H_1 - 36R_{29}'$ .

В результате исследования было выявлено, что размер модели и многочастичное взаимодействие влияют на образование стабильных структур и могут играть существенную роль в стабилизации политипных структур, в том числе экспериментально наблюдаемых. Ряд предсказанных политипных наноструктур сопоставимы с политипными формами, наблюдающимися в кластерах карбида кремния типа  $Si_x C_y H_z$  и в монокристалле 6H - SiC.

E-mail: makon 19@mail.ru

#### Литература

1. Агалямова Э.Н. Моделирование структурных кристаллов политипов карбида кремния / Э.Н.Агалямова // Сборник тезисов: ВНКСФ-13, Ростов-на-Дону. 2007, С. 68.

2. Удодов В.Н. Моделирование фазовых превращений в низкоразмерных дефектных наноструктурах / В.Н.Удодов, А.И.Потекаев, А.А.Попов и др.; под общ. ред. В.Н.Удодова. — Абакан: Издательство Хакасского государственного университета им. Н.Ф.Катанова, 2008. — 135 с.

3. Николин Б.И. Многослойные структуры и политипизм в металлических сплавах /

Б.И.Николин. — Киев: Наукова думка, 1984. — 240 с.

4. Белоколос Е.Д. Теория мартенситных переходов в поле внешних напряжений на основе аксиальной модели Изинга. Приложение к системе Cu-Al-Ni; препринт ИМФ 15.88 / Е.Д.Белоколос А.Ю.Гаевский. — Киев, 1988. — 30 с.

5. Попов А.А. Влияние размеров модели, дальнего и многочастичного взаимодействия на диаграммы основных состояний для систем с политипными переходами / А.А.Попов, В.Н.Удодов, А.И.Потекаев // Известия вузов. Физика. 1998. — С. 37.

# ХРЅ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕЖАТОМНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В МНОГОСЛОЙНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ (Co<sub>45</sub>Fe<sub>45</sub>Zr<sub>10</sub>/A-Si)<sub>40</sub> И (Co<sub>45</sub>Fe<sub>45</sub>Zr<sub>10</sub>/SiO<sub>2</sub>)<sub>32</sub>

# Чернышев А.В.

# ФГБОУ ВПО Воронежский государственный университет, физический факультет, Воронеж, Россия

В связи с развитием спиновой электроники все больше внимания уделяется наноструктурам, содержащим контактирующие магнитные и немагнитные слои. Гранулы размером в несколько нанометров, внедрённые в немагнитные металлические или диэлектрические матрицы, представляют интерес в силу ряда физических свойств, среди которых гигантское магнетосопротивление (ГМС) и спин-зависимое электронное туннелирование, аномальный эффект Холла, аномально высокие значения эффекта Керра и другие эффекты [1–3]. Совокупность таких свойств делает наногранулированные композиты чрезвычайно привлекательными материалами для применения их в твердотельной электронике. Наногранулированные материалы и физические принципы, определяющие электронно-транспортные свойства композитов, лежат в основе создания элементов бурно развивающегося направления микроэлектроники – спинтроники.

Подобные гетерофазные системы описываются с точки зрения теории перколяции. В композитах с небольшим содержанием металлической компоненты проводящие гранулы окружены диэлектрической матрицей, и процесс электропереноса осуществляется за счёт туннелирования электронов из гранулы в гранулу или за счёт термоактивированных прыжков по локализованным состояниям.

Основной целью данной работы является проведение экспериментальных исследований с помощью метода рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (XPS – X-ray photoelectron spectroscopy) по выявлению механизмов межатомных взаимодействий и определению химического состояния элементов двух систем многослойных аморфных наноструктур (Co45Fe45Zr10/a-Si)40 и (Co45Fe45Zr10/SiO2)32, различающихся составом немагнитных прослоек и числом бислоев (40 и 32 соответственно).

Многослойные наноструктуры (MHC) (Co<sub>45</sub>Fe<sub>45</sub>Zr<sub>10</sub>/a-Si)<sub>40</sub> и (Co<sub>45</sub>Fe<sub>45</sub>Zr<sub>10</sub>/SiO<sub>2</sub>)<sub>32</sub> были получены методом ионно-лучевого распыления двух мишеней на вращающуюся ситалловую подложку. Одной мишенью являлась металлическая пластина сплава Co<sub>45</sub>Fe<sub>45</sub>Zr<sub>10</sub> полученного методом индукционной плавки в вакууме. Вторая мишень представляла собой пластину кварца (SiO<sub>2</sub>) либо кремния. Для создания градиента толщины полупроводниковой прослойки между мишенью и подложками устанавливался V-образный экран. Напыление проводилось в атмосфере Ar при давлении 5·10<sup>-4</sup> Torr.

Спектры XPS были получены на российско-германском канале синхротрона BESSY II (Берлин). Для регистрации спектров MHC использовалась станция MUSTANG, оснащенная анализатором SPECS PHOIBOS 150, и оборудованная кассетной системой загрузки образцов OMICRON, двумя камерами - подготовительной и экспериментальной.

Эффективность использования синхротронного излучения продиктована его высокой интенсивностью. Измерения проводились при энергиях фотонов 800 eV, при потоке фотонов  $10^{12} - 10^{13}$  photon/sec, токе накопителя 200 µA. Аппаратурное уширение составляло порядка 0,1 eV. Вакуум в аналитической камере с XPS анализатором SPECS поддерживался на уровне  $10^{-10}$  Torr (как и в подготовительной камере). Глубина анализа используемого метода составляла порядка 1 nm.

Результаты фотоэлектронных исследований методом XPS показали, что MHC содержат металлы Co, Fe, Zr как в элементарном, так и в окисленном состоянии (Puc. 1). Кроме того оказалось, что прослойки предполагаемого состава SiO<sub>2</sub> и a-Si имеют одинаковый химический состав, близкий к нестехиометрическому оксиду кремния. Для определения влияния метода получения образцов на конечную структуру был применен метод ионного травления в камере подготовки образцов. В результате оказалось, что все окисленные металлы, входящие в состав образцов, изменили свое состояние на элементарное металлическое. Таким образом, можно считать, что с помощью ионного травления был удален поверхностный слой MHC с преимущественно окислненными металлами, а последующие слои содержат металлы, преимущественно, в элементарном состоянии. Также можно заключить, что толщина прослойки SiO<sub>2</sub>/a-Si в образцах обеих серии не влияет на химическое состояние компонент MHC. Анализ данных XPS показал, что в поверхностном слое MHC металлы Co, Fe, Zr находятся в окисленном состоянии CoO, Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и ZrO<sub>2</sub> соответственно.



Рис. 1. Обзорный XPS спектр для образца (Co<sub>45</sub>Fe<sub>45</sub>Zr<sub>10</sub>/SiO<sub>2</sub>)<sub>32.</sub>

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 14.В37.21.1272.

E-mail: alex.chernyshev@inbox.ru

#### Литература

1. Pakhomov A.B. Resistivity and Hall resistivity in percolating (NiFe)–SiO<sub>2</sub> films // Sol. State Commun. 1996, V.99. p.139 – 142.

2. Арозон Б.А. Аномальный эффект Холла в гранулированных пленках Fe/SiO<sub>2</sub> в режиме туннельной // Письма в ЖЭТФ. 1999, № 2. с. 87.

3. Быков И.В. Магниторефрактивный эффект в гранулированных сплавах с туннельным магнитосопротивлением // ФТТ. 2005, № 2. с. 268 – 273.

# ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДАМИ ПРОСВЕЧИВАЮЩЕЙ И СКАНИРУЮЩЕЙ МИКРОСКОПИИ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ ПЛЕНОК Fe<sub>1.11</sub>Te\MgO, FeTe<sub>0.5</sub>Se<sub>0.5</sub>\LaAlO<sub>3</sub>\*

# Щичко И.О.

#### МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Открытие сверхпроводимости в халькогенидах и пнектидах железа [1],[2] вызвало интерес к их кристаллической структуре [3] и механизмам сверхпроводимости. Одним из методов исследования сверхпроводящих свойств является создание Джозефсоновских контактов в тонких пленках с последующем измерением их характеристик.. Кроме этого критические параметры (температура перехода в сверхпроводящее состояние  $-T_c$  и критическая плотность тока  $j_c$ ) в эпитаксиальных пленках из-за возникающих напряжений на границах раздела может отличаться от аналогичных параметров в монокристаллах. Поэтому исследование кристаллической структуры пленок и границ раздела необходимо для определения связи структуры и свойств сверхпроводников. В данной работе методами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) были исследованы пленки на основе Fe<sub>1.11</sub>Te и FeTe<sub>0.5</sub>Se<sub>0.5</sub>, подготовленные для формирования Джозефсоновских контактов.

Формирование пленок осуществлялось методом лазерной абляции Е.А.Степанцовым в университете Чалмерса, (Гетеборг, Швеция) из мишеней, подготовленных Е.Антиповым на хим. ф-те МГУ на подложках (001)MgO и (001)LaAlO<sub>3</sub>. Для исследований методами ПЭМ с помощью сфокусированного ионного пучка (ФИП) в установке Helios (FEI, США) было подготовлено несколько образцов для дальнейшего исследования в ПЭМ Titan 80-300TEM/STEM (FEI, США), оборудованном высокоугловым детектором темного поля, с ускоряющим напряжением в 300кВ.

ПЭМ и электронно-дифракционные (ЭД) исследования показали, что кристаллическая структура пленок принадлежит к тетрагональной сингонии с пространственной группой *P4nmm* [4]. Изображение пленки Fe<sub>1.11</sub>Te в проекции B=[100], полученное с высоким разрешением в режиме просвечивающей растровой (ПРЭМ) микроскопии с использованием высокоуголового кольцевого детектора темного поля (ВУКДТП), представлено на рис.1.а, модель структуры на рис. 1.b. Отчетливо проявляются атомы Te и атомы Fe<sub>1</sub>, находящиеся в позициях с постоянной заселенностью (0 0 0). Атомы Fe<sub>2</sub> в позициях с переменной заселенностью (0 0.5 0.69) не проявляются. Это свидетельствует о статистическом распределении атомов Fe<sub>2</sub> в этой позиции.

Пленки Fe<sub>1.11</sub>Te/(001)MgO - поликристаллические текстурированные со следующими ориентационными соотношениями:

$$1.\begin{cases} [111]_{Fe_{1,11}Te} \| [101]_{MgO} \\ (01\bar{1})_{Fe_{1,11}Te} \| (010)_{MgO} \end{cases}, 2.\begin{cases} [100]_{Fe_{1,11}Te} \| [101]_{MgO} \\ (001)_{Fe_{1,11}Te} \| (010)_{MgO} \end{cases}.$$

При росте пленки с ориентационным соотношением №1 на границе раздела  $Fe_{1.11}Te/(001)MgO$  образуются дислокации несоответствия с проекцией вектора Бюргерса  $b = (\bar{1}00)$ .

Изображение пленки  $FeTe_{0.5}Se_{0.5}$ , полученное в ПРЭМ с использованием ВУКДТП представлено на рис.1.с. Предполагается, что в этом соединении атомы Se замещают атомы Te. Неоднородный максимумов контраст, соответствующих колонкам атомов Te-Se указывает на неупорядоченный характер замещения. Возможно наблюдать отдельные атомы Fe<sub>2</sub> в позициях с переменной заселенностью (0 0.5 0.69). В этом образце установлено следующее ориентационное соотношение для пленки FeTe<sub>0.5</sub>Se<sub>0.5</sub> на подложке

LaAlO<sub>3</sub>: 
$$\begin{cases} [001]_{LaAlO_3} \parallel [100]_{FeTe_{0.5}Se_{0.5}} \\ (010)_{LaAlO_3} \parallel (001)_{FeTe_{0.5}Se_{0.5}} \end{cases}$$

Граница раздела когерентна, дислокации несоответствия не обнаружены.

<sup>\*</sup> Доклад признан одним из лучших в подсекции



Рис.1. а) Темнопольное изображение ПРЭМ Fe<sub>1.11</sub>Te; b)Модель структуры Fe<sub>1.11</sub>Te в проекции [100]; c) Темнопольное изображение ПРЭМ FeTe<sub>0.5</sub>Se<sub>0.5</sub>.

Автор глубоко благодарен научному руководителю Васильеву А.Л. за постановку задачи, ценные обсуждения и внимание к работе, сотруднику лаборатории электронной микроскопии Курчатовского института Преснякову М.Ю. за помощь в приготовлении и съемке образцов.

E-mail:shchichkoio@gmail.com

# Литература

- 1. K. Ishida, Y. NakaiandH. Hosono, J. Phys. Soc. Jpn. 78, 062001 (2009).
- 2. Y. Kamihara, T. Watanabe, M. Hirano and H. Hosono, J. Am. Chem.Soc. 130, 3296 (2008).
- 3. Hai-Hu Wen and ShiliangLiAnnu. Rev. Condens.Matter Phys. 2011. 2:121-40.

4. Leciejewicz, J., Acta Chemica Scandinavica (1-27, 1973-42, 1988), (ICSD #53562).

# РЕЗОНАНСНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ИНТЕНСИВНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ В СИЛЬНО АНИЗОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛАХ <sup>\*</sup>

Бессонов Д.А.

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова Российской академии наук, Лаборатория механических свойств кристаллов, Москва, Россия

Современная кристаллоакустика разрабатывает принципы функционирования многочисленных приборов и устройств, основанных на использовании ультра- и гиперзвука [1, 6]. Интенсивные пучки ультразвука широко применяются в технике, медицине, научном приборостроении и т. д. Обычно для преобразования таких пучков используется их отражение и преломление на границах раздела слоистых изотропных структур. Кристаллы открывают новые возможности преобразования пучков. Многие акустические эффекты возникают исключительно благодаря анизотропии среды [3, 4, 6].



Рис. 1. Схема сужения акустического пучка: при незеркальном отражении на свободной поверхности кристалла.

В недавней работе [2] предложен новый принцип резонансного концентрирования энергии в акустических волнах, полностью основанный на анизотропии кристаллов. В настоящем докладе указаны пути повышения эффективности этого резонанса в сильно анизотропных кристаллах.

В докладе обсуждается резонансное возбуждение интенсивной упругой волны с помощью незеркального отражения в кристалле специальной волны накачки. Выбор плос-

\* Доклад признан лучшим в подсекции стендовых докладов

кости и угла падения обусловлен требованием близости возбуждаемой отраженной волны к собственной объемной моде с потоком энергии вдоль свободной границы. Параметры резонанса найдены для среды произвольной анизотропии. Сформулирован критерий оптимального подбора кристаллов, в которых резонансное отражение близко к конверсионному, когда практически вся энергия из падающего пучка волны накачки попадает в приповерхностный узкий отраженный пучок высокой интенсивности.

На рис. 1 показана ситуация, когда при отражении падающего пучка ширины  $D_i$ один из двух отраженных пучков распространяется под малым углом  $\beta_r$  к поверхности, и потому сильно сужается до ширины  $d_r$ . В докладе показано, что кристалл и геометрию распространения можно выбрать так, чтобы доля энергии  $\eta$ , попадающая в «сжатый» пучок из падающего, была ~100%. Поэтому интенсивность узкого отраженного пучка может стать значительно выше, чем в падающем пучке. При этом коэффициент  $K_2$  усиления пучка, очевидно, будет величиной порядка  $\eta D_i/d_r = \eta \sin \alpha_i / \sin \beta_r >> 1$ . Можно показать, что аналогичный эффект сужения пучка в изотропных структурах вблизи угла полного внутреннего отражения ни к какому усилению не приводит: в этом случае доля  $\eta$  энергии в сужающемся пучке стремится к нулю по мере уменьшения его ширины, т. е. без анизотропии эффекта нет.

К сожалению, сжатие пучка приводит к его дифракционной расходимости. Этот неприятный паразитный эффект может быть ослаблен повышением частоты пучка, а также ограничением коэффициента усиления интенсивности до уровня  $K_2 \sim 5-10$ .

Другой осложняющей особенностью эффекта, ограничивающей его применение, является то обстоятельство, что рассматриваемый резонанс отражения существует в очень узком интервале углов падения (обычно ~10<sup>-3</sup> рад). Это выдвигает жесткие требования на расходимость падающего пучка, а также на очень тонкую юстировку устройства. В докладе показано, что эти требования могут быть очень существенно снижены специальным подбором суперанизотропных кристаллов. Для таких кристаллов различные компоненты тензора упругости могут сильно различаться (в 10–20 раз) [5], что обеспечивает дополнительный резерв усиления, связанный с увеличением лучевой скорости в сжатом пучке. В результате удается значительно (почти на порядок) смягчить ограничения на ширину резонанса, сохранив его высокую эффективность ( $\eta \sim 100\%$ ). Примерами таких кристаллов являются графит и карбон. На рисунках 2 и 3 приведены численные графики ключевых параметров резонанса для этих кристаллов.





Рис. 2. Зависимости коэффициентов усиления ( $K_2$ ) и эффективности ( $\eta$ ) резонанса от угла падения  $\delta \alpha$  и угла отклонения  $\varphi$  сагиттальной плоскости в кристалле графита.

Рис. 3. Зависимости коэффициента усиления  $K_2^{\text{max}}$  интенсивности пучка от угла падения  $\delta \alpha$  для кристаллов карбона *I* и графита *2*.

Оценки показывают, что применение этих кристаллов с ультравысокой анизотропией значительно облегчает экспериментальное обнаружение предсказанного эффекта и улучшает перспективы его практических приложений. В частности, оптимальная расходимость падающего пучка попадает в приемлемый диапазон углов  $\delta \psi \sim 10^{-3}-10^{-2}$ . Она может быть реализована при частотах ультразвука ~100 МГц. При этом коэффициент усиления может достигать уровня  $K_2 \sim 5-10$ . А при двойном сжатии пучка в двух поперечных направлениях можно ожидать усиления его интенсивности почти на два порядка при той же степени расходимости. E-mail: dabessonov@gmail.com

# Литература

1. Александров К.С., Сорокин Б.П., Бурков С.И. Эффективные пьезоэлектрические кристаллы для акустоэлектроники, пьезотехники и сенсоров. Новосибирск: Наука. 2007.

2. Альшиц В.И., Бессонов Д.А., Любимов В.Н. Резонансное возбуждение интенсивных акустических волн в кристаллах// ЖЭТФ. 2013. Т. 143. No. 6. В печати.

3. Федоров Ф.И. Теория упругих волн в кристаллах. М.: Наука. 1965.

4. Alshits V.I. On the role of anisotropy in crystalloacoustics // Surface Waves in Anisotropic and Laminated Bodies and Defects Detection. Eds. R.V. Goldstein, G.A. Maugin. Kluwer Academic. Dordrecht, 2004.

5. Landolt H.H., Börnstein R. Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik. Neue Serie. III(11) / Ed. K.-H. Hellwege. Berlin: Springer. 1979.

6. Royer D., Dieulesaint E. Elastic Waves in Solids. V. I, II. Berlin: Springer. 2000.

# ГАЗОФАЗНОЕ ХИМИЧЕСКОЕ ОСАЖДЕНИЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОМАТЕРИАЛОВ

# Борисов В.О.

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

Углеродные наноструктуры являются перспективными материалами для их практического применения в наноэлектронике и оптоэлектронике. Примерами таких материалов могут служить разнообразные поликристаллические алмазные пленки, углеродные нанотрубки, графен, фуллерены и их композиты. Одним из способов получения данных структур является метод газофазного химического осаждения с различными типами активации. Метод газофазного химического осаждения (Chemical Vapor Deposition, CVD) заключается в осаждении углеродных материалов из газовой фазы с углеродосодержащей компонентой в результате химической реакции на поверхности подложки. Вариация параметров CVD процесса позволяет получать огромное разнообразие наноматериалов[1, 2]. В настоящее время вопросы, связанные с механизмом формирования углеродных материалов, остаются открытыми, а некоторые задачи экспеременатального получения нерешенными.



Рис 1. РЭМ изображения сконденсированных из газовой фазы (а) наноуглеродных стержней (стальная подложка) и (б) микрокристаллитов алмаза (кремниевая подложка).

В данной экспериментальной работе исследовалось влияние предварительной обработки подложек на процесс осаждения углеродных структур из метан-водородной газовой смеси. Углеродные наноструктуры были получены на различных подложках (поли- и монокристаллический кремний, никель, нержавеющая сталь) с диаметром до 200 мм. Начальная концентрация нуклеационных центров на поверхности подложек контролировалась продолжительностью ультразвуковой обработки их в спиртовой суспензии ультрадисперсного наноалмаза. Структурно-морфологические характеристики углеродных наноматериалов определялись методами комбинационного рассеяния света (КРС) и растровой электронной микроскопии (РЭМ). В результате работы были выявлены корреляционные зависимости между параметрами CVD процесса и характеристиками получаемых углеродных наноструктур.

E-mail: vo.borisov@physics.msu.ru

# Литература

1. Obraztsov A.N., Obraztsova E.A., Tyurnina A.V., Zolotukhin A.A., Carbon, Vol. 45, 10, p. 2017-2021

2. Obraztsov A.N., Zolotukhin A.A., Ustinov A.O., Volkov A.P., Svirko Y.P., Carbon, Vol. 41, 4, p. 836-839

# ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ПРОДОЛЬНЫХ И СДВИГОВЫХ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ ТОНКИМИ ПЛЕНКАМИ ЖЕЛЕЗО-ИТТРИЕВОГО ГРАНАТА

# Господчикова И.Е.

# Санкт-Петербургский государственный университет, физический факультет, Санкт-Петербург, Россия

Магнитострикционные материалы широко применяются для возбуждения и регистрации продольных ультразвуковых колебаний в диапазоне частот до 100 КГц [1]. В настоящей работе сообщается о результатах полевых исследований эффективности электромагнитного возбуждения ультразвука продольной и сдвиговой поляризации пленкой железо-иттриевого граната (ЖИГ), помещенной в комбинацию переменного и постоянного магнитных полей. Методика исследований предложена и подробно описана в работе [2]. При этом обнаружено, что при параллельной ориентации приложенных полей эффективно возбуждается продольная волна, а при перпендикулярной ориентации – сдвиговая с вектором поляризации, совпадающим с направлением постоянного магнитного поля. Исследования проводили в импульсном режиме при комнатной температуре на пленках ЖИГ толщиной 4,5; 10; 16; и 64 мкм, выращенных методом жидкофазной эпитаксии на подложке ГГГ толщиной 500 мкм, плоскость которой перпендикулярна направлению [111]. Частота ультразвуковых колебаний составляла 14 и 35 МГц. Для тонких пленок до 16 мкм отчетливо наблюдается квазирезонансная зависимость амплитуды продольных колебаний от величины внешнего магнитного поля, приложенного параллельно переменному магнитному полю перпендикулярно плоскости пленки. Уменьшение толщины пленки с 16 мкм до 4,5 мкм и частоты ультразвуковых колебаний от 35 МГц до 14 МГц приводит к значительному смещению в сторону малых полей значений магнитного поля, соответствующих максимуму амплитуды ультразвуковых колебаний. В то же время, для толстой пленки (толщиной 64 мкм) характер полевой зависимости носит монотонный характер и близок к наблюдаемым ранее зависимостям в порошкообразных образцах ЖИГ, магнетита и марганец-цинковой шпинели [2]. Наиболее вероятным фактором, определяющим квазирезонансный характер полевой зависимости эффективности возбуждения продольных ультразвуковых колебаний, является участие в вынужденных колебаниях доменных границ. Этот процесс был предсказан в работе [3] и подтверждается смещением максимума квазирезонансных кривых в область меньших полей и увеличением их добротности при наложении на пленку дополнительного магнитного поля, лежащего в плоскости пленки.

Проведенные исследования показали высокую эффективность электромагнитного возбуждения высокочастотных ультразвуковых волн продольной и сдвиговой поляризации тонкими пленками ЖИГ на подложке ГГГ, и возможность регулирования амплитуды возбуждаемых колебаний за счет изменения величины и направления подмагничивающего поля.

E-mail: irina gospodchikova@mail.ru

#### Литература

1. Белов К.П. Магнитострикционные материалы и их применение в науке и технике М.:Наука.1992. 334с.

2. Кулешов А.А., Сарнацкий В.М., Шоно А.А. Возбуждение и регистрация звука порошками ферритов // Письма в ЖТФ.1992.т.18.№ 7.С. 37-41.

3. Туров Е.А,.Луговой А.А. Магнитоупругие колебания доменных границ в ферромагнетиках //Физика металлов и металловедение. 1980.т. 50.№.5. С. 903 – 912

#### ПРЫЖКОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ В МОНОКРИСТАЛЛАХ Cu<sub>2</sub>ZnGeSe<sub>4</sub>

# Гук М.С.

# Институт прикладной физики, Академия наук Молдовы, Кишинев Молдова

В последние годы четверные соединения типа  $Cu_2$ -II-IV- $X_4$  (X = S, Se, Te) получили большое распространение благодаря возможности их применения в солнечной энергетике, нелинейной оптике и выделении водорода из воды. Германий содержащие четверные соединения уже были с успехом применены в производстве солнечных батарей [2] и устройств для выделения водорода [3]. Монокристаллы  $Cu_2ZnGeSe_4$  были выращены методом химических транспортных реакций с использованием йода в качестве транспортера. Химический состав выращенных образцов был измерен методом анализа энергии рассеянных рентгеновских лучей (EDX). Результаты химического анализа четырех образцов представлены в таблице I. Температурная зависимость удельного сопротивления была измерена методом Ван дер Пау. Контакты были припаяны к образцам индием.

Форма полученных температурных зависимостей удельного сопротивления свидетельствует о наличии двух участков с различными типами активационной проводимости. Впоследствии было установлено, что оба типа наблюдаемой проводимости связанны с прыжковыми типами проводимости. В высокотемпературной области наблюдалась прыжковая проводимость по ближайшим соседям (NNH), характеризующаяся энергией активации  $E_3$ , необходимой для туннелирования носителя заряда между двумя локализованными состояниями, а также на преодоление Кулоновского взаимодействия между этими состояниями [1]. При понижении температуры наблюдался переход к Моттовскому типу прыжковой проводимости (Mott VRH). Данный вид проводимости описывается характеристической температурой  $T_{04}$  и шириной зоны локализованных состояний  $W_0$  [1]. Параметры обоих видов прыжковой проводимости были оценены по методу линеаризации участков графика температурной зависимости удельного сопротивления [1] и представлены в таблице I.

Табл. І. Данные по анализу химического состава и удельного сопротивления монокристаллов Cu<sub>2</sub>ZnGeSe<sub>4</sub>. Ме – сумма атомных процентов всех металлов (Cu+Zn+Ge), dT – температурный интервал, на котором наблюдается описываемый тип проводимости.

Образец	Zn/Ge	Cu/(Zn+Ge)	Se/Me	NNH		Mott VRH		
				dT (K)	$E_3$ (meV)	dT(K)	$T_{04}(K)$	$W_0 ({\rm meV})$
GeSe_a	0.97	0.95	1.08	230-300	22.0	85-175	822	22.2
GeSe_b	0.89	0.99	0.93	240-300	23.9	100-200	828	24.6
GeSe_c	0.91	1.01	1.03	240-300	26.9	95-160	1182	22.7
GeSe_d	0.99	1.03	1.04	230-300	22.4	95-200	715	23.7

Как видно из таблицы I, химический состав образцов достаточно близок к стехиометрии и небольшие колебания по составу приводят к небольшим колебаниям параметров электрической проводимости. Однако неконтролируемое и одновременное изменение концентрации всех элементов соединения, не позволяют выявить строгой зависимости электрических параметров от какого либо элемента. Автор благодарит за финансовую поддержку проект IRSES PVICOKEST – 269167 и Всемирную Федерацию Ученых (World Federation of Scientists).

E-mail: gmax@phys.asm.md

## Литература

1. Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. Монография. М.: Наука, Глав. ред. физ.-мат. Литературы. 1979.

2. Guo Q., Ford G.M., Yang W.-C., Hages C.J., Hillhouse H.W., Agrawal R. Enhancing the performance of CZTSSe solar cells with Ge alloying // Solar Energy Materials and Solar Cells. 2012, №105. p. 132–136.

3. Tsuji I., Shimodaira Y., Kato H., Kobayashi H., Kudo A. Novel Stannite-type Complex Sulfide Photocatalysts  $A^{I}_{2}$ -Zn- $A^{IV}$ -S<sub>4</sub> ( $A^{I}$  = Cu and Ag;  $A^{IV}$  = Sn and Ge) for Hydrogen Evolution under Visible-Light Irradiation // Chemistry of Materials. 2010, No22. p. 1402–1409.

# ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОМ ЭПР ЛЕГИРОВАННОГО ДИОКСИДА ТИТАНА

# Дейген Д.М.

## МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Диоксид титана является многофункциональным материалом и привлекает пристальное внимание ученых по всему миру. Широкие перспективы и существующие технологические применения материалов на основе диоксида титана связаны с его уникальными физико-химическими свойствами. Оксид титана является наиболее перспективным фотокатализатором очистки воды от технологических загрязнений.

Основной задачей данной работы являлось изучение методом ЭПР природы и свойств парамагнитных центров в диоксиде титана, легированном примесями углерода, азота и хрома. Конечной целью нашего исследования является получение количественной зависимости между концентрацией парамагнитных центров в образцах и скоростью каталитических реакций.

Измерения проводились на ЭПР-спектрометре BRUKER ELEXSYS 500 (рабочая частота 9,5 ГГц - Х-диапазон, чувствительность 5\*10<sup>10</sup> спин/Гс). Освещение образцов производилось непосредственно в резонаторе спектрометра с помощью ртутной лампы BRUKER ELEXSYS ER 202 UV (мощность 50 Вт).

Установлено, что основным типом парамагнитных центров в диоксиде титана, поверхностно легированном азотом, являются N• - радикалы. В объемно легированных образцах обнаружено два типа парамагнитных центров – N• и NO• - радикалы. При освещении резко возрастает концентрация N• - радикалов, количество же NO• - радикалов изменяется несущественно. Также при освещении с энергией кванта, равной и превышающей 2 эВ и 2,3 эВ, соответственно, концентрации NO• и N• - радикалов увеличиваются. Обратимость эффекта освещения может быть связана с перезарядкой указанных центров.

Обнаружено, что в диоксиде титана, поверхностно легированном углеродом основным типом парамагнитных центров являются оборванные связи углерода С•. В объемно легированных образцах обнаружено два типа парамагнитных центров - С• и СО2<sup>-</sup> радикалы. При освещении концентрация СО<sub>2</sub><sup>-</sup> - радикалов незначительно увеличивается, концентрация С• радикалов резко возрастает. Определены времена спинрешеточной и спин-спиновой релаксации С• радикалов.



Установлено, что основным типом парамагнитных центров в диоксиде титана, легированном хромом, являются  $O_2^-$  радикалы, ионы  $Cr^{+3}$ , замещающие титан, и ионы  $Cr^{+3}$  в кластерах хрома, расположенных на поверхности образцов. При освещении увеличивается концентрация  $O_2^-$  радикалов и незначительно -  $Cr^{+3}$  центров. Обнаружено, что время спин-спиновой релаксации укорачивается с ростом содержания хрома в исследуемых образцах, что обусловлено увеличением вклада диполь-дипольного взаимодействия в процесс релаксации спинов при увеличении концентрации парамагнитных центров  $Cr^{+3}$ .



Рис. 2.

Изменение концентрации парамагнитных центров в циклах темнота- освещениетемнота во всех типах исследованных образцов носило обратимый характер, что может быть обусловлено их перезарядкой.



Обнаружена корреляция между концентрацией парамагнитных центров и скоростью фотокаталитического разложения 4-хлор-фенола в образцах диоксида титана, легированного азотом и углеродом, что свидетельствует об участии обнаруженных дефектов в процессах разложения органической примеси на поверхности образцов. Установлено, что замещение атомов титана атомами хрома в решетке диоксида титана приводит к подавлению фотокаталитической активности, что может быть объяснено захватом носителей заряда центрами Cr<sup>+3</sup> и их последующей рекомбинацией.

E-mail: *d.m.deygen@gmail.com* 

#### Литература

1. S. Sakthivel, H. Kisch "Daylight Photocatalysis by Carbon Modified Titania"// Angew. Chem., 2003, v. 115, p. 5057.

2. S. Livraghi, A. Votta, M. C. Paganini, and E. Giamello, "The nature of paramagnetic species in nitrogen doped TiO<sub>2</sub> active in visible light photocatalysis," Chemical Communications, no. 4, pp. 498–500, 2005.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭФФЕКТА ХОЛЛА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ИЗОТРОПНЫХ ПЛАСТИНАХ И ПЛЕНКАХ С ПОДВИЖНЫМИ ТОЧЕЧНЫМИ ЗОНДАМИ

#### Заворотний А.А.

#### Липецкий государственный педагогический университет, факультет физико-математических и компьютерных наук, Липецк, Россия

Современное бурное развитие микро- и наноэлектроники требует создания новых и усовершенствования существующих полупроводниковых структур с наперед заданными характеристиками. Все это приводит к необходимости создания оперативных методов исследования параметров полупроводников. В настоящей работе предложен метод измерения э.д.с. Холла на полупроводниковой пластине с помощью прижимных подвижных металлических зондов, расположенных так, как показано на рис. 1.



Рис. 1. Расположение контактов на поверхности полупроводниковой пластины.

Анализ существующих методов измерения параметров полупроводниковых материалов [1, 2] привел к разработке нового оперативного метода измерения величин, зависящих от магнитного поля. На основе математической модели решена краевая задача методом разделения переменных в линейном приближении относительно потенциала [3]:

$$\varphi(x, y, z) = \varphi_0(x, y, z) + \varphi_H(x, y, z),$$

где  $\varphi_0(x, y, z)$  – потенциал при отсутствии магнитного поля,  $\varphi_H(x, y, z)$  – потенциал в магнитном поле.

Предложенный метод имеет следующие достоинства при практическом использовании:

1) не требует создания специальной тестовой структуры с контактами во всю ширину образца;

2) для измерения э.д.с. Холла становится возможным использование точечных прижимных металлических контактов, что повышает оперативность определения необходимых параметров;

3) есть возможность определять э.д.с. Холла не классически, т.е. как разность потенциалов между противоположенными гранями пластины [1, 2], а на определенном расстоянии от ее краев;

4) предложенная математическая модель дает малую погрешность измерений. *E-mail: aazavorotniy@mail.ru* 

#### Литература

1. Павлов Л.П. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов. М: Высшая школа. 1987.

2. Батавин В.В., Концевой Ю.А., Федорович Ю.В. Измерение параметров полупроводни-ковых материалов и структур. М.: Радио и связь. 1985.

3. Филиппов В.В., Поляков Н.Н. Методы измерения и контроля коэффициентов электронного переноса анизотропных полупроводников. Липецк: ЛГПУ. 2011.

# РАЗНОВИДНОСТИ ТРЕХБАРЬЕРНЫХ ФОТОДИОДНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСЛОЕВ Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, (Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>)<sub>1-y</sub>In<sub>y</sub>As И ИХ ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ

# Зоирова Л.Х., Байчаев Ф.Х.\*

Нуратинский промышленно-горный колледж, г. Нурата, \*Навоийский государственый горный институт, г. Навои, Республика Узбекистан

Оптоэлектронные устройства на основе излучателя и приемника оптических сигналов широко используются для создания различных систем, передачи оптической информации через волоконно-оптические линии связи [1]. В них используются спектральный диапазон от ближнего инфракрасного (0.85 мкм) до 1.3-1.5 мкм, в соответствии с используемым оптическим волокном второго или третьего поколения. Здесь следует отметить, что в зависимости от используемого фотоприемника и его свойств существенно изменяются функциональные возможности электронных систем на их основе. При использовании биполярного транзистора, предоставляется возможность работать с большим уровнем оптического сигнала и с меньшим быстродействием. Для увеличения быстродействия системы приема оптической информации стали практиковать использование полевых транзисторов совместно с фотодиодом для волоконнооптических линий связи. Проводятся исследования по использованию лабораторных образцов полевых фототранзисторов на основе арсенида галлия в фотонике. Для регистрации слабых оптических сигналов можно использовать универсальные двухбазовые и двухбарьерные фотодиоды с внутренним усилением [2]. Их отличие состоит в том, что при обеих полярностях включения осуществляется ограничение инжекции носителей реализуется генерационный механизм формирования рабочего тока. В одном случае рабочим становится запираемый *p-n*-переход, а в другом *n-m*-переход. Последовательное соединение трех и двух переходов приводит к уменьшению обратного тока, а

также общей емкости. В режиме запирания металлополупроводникового перехода оптический диапазон определяется преобладанием фоточувствительности в коротковолновой области спектра. В случае запирания *p*-*n*-перехода преимущественно спектральной чувствительностью гомо или гетероперехода. И таким образом, путем изменения полярности рабочего напряжения возможно изменение оптического рабочего диапазона. Проведенные исследования электрофизических и фотоэлектрических характеристик трехбарьерных фотодиодных структур на основе арсенидгаллиевых гетерослоев, а также сопоставительный анализ процессов модуляции базовых областей и образования фототоков показали, что они могут быть использованы в различных устройствах приема и передачи оптического сигнала. Так как они охватывают широкий оптический диапазон от 0.4 мкм до 1.6 мкм, а при смене освещаемой поверхности в зависимости от примесных уровней во взаимосвязи со свойствами запирающих барьеров появляется возможность управления фототоком, что обеспечивает их применение в оптоэлектронных схемах и волоконно-оптических устройствах.



Например, трехбарьерная фотодиодная Au- $nAl_{0.2}Ga_{0.8}As$ -pGaAs-Ag-структура благодаря изменению спектрального диапазона чувствительности и величины фототока при смене полярности рабочего напряжения при его использовании совместно с источником излучения позволяет выполнять функции переключателя, рис.1. Для этого в качестве излучателя используется, например, два светодиода с длиной волны излучения в ближнем и дальнем инфракрасном диапазоне [3]. Рабочая точка фотодиода при попеременном возбуждении длинноволновым и коротковолновым излучением переходит из одной области в другую и таким образом, будет осуществляться переключение объекта подключенного к переходу из одного режима на другой (рис.1). Кроме того, в режиме прямого смещения гетероперехода наблюдаемый эффект лавинного умножения на переходе металл-гетерослой ( $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ ) показывает возможность его использования в качестве стабилизатора напряжения. На рис.2. приведена схема стабилизированного питания микросхемы с излучателем.

Таким образом, трехбарьерные фотодиодные структуры на основе арсенида галлия можно использовать для широкого применения в оптоэлектронных схемах и волоконно-оптических линиях связи.

e-mail: zoirova@mail.ru

#### Литература

- 1. Fundamentals of optical liber communications. Edited by M.K.Bamosci. Academic Press, inc. New York, 1976. p.230
- 2. Каримов А.В., Ёдгорова Д.М. Физические явления в арсенидгаллиевых структурах с микрослойным квазипериодическим переходом. Изд.Фан, Ташкент, 2005. С.115-117.
- Арипов Х.К., Каримов А.В., Ёдгорова Д.М., Зоирова Л.Х., Абдулхаев О.А. Opticelectrical switches on the basis of modernized multifunctional photodiode structures. // 2-Интернациональная конференция по оптической и беспроводной связи 11-16 сентября 2006. -Ташкент, 2006. -С.56.

# ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ФОТОПРОВОДИМОСТИ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ОКСИДА ИНДИЯ

# Ильин А.С., Форш Е.А., Ситников И.А.

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

Оксид индия (In<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) широко используется в настоящее время для создания оптоэлектронных устройств, газовых сенсоров и фотопреобразователей [1,2]. Актуальной является проблема снижения рабочей температуры сенсоров в условиях дополнительного искусственного освещения. Вследствие этого, для любого из перечисленных применений ключевую роль играет понимание и описание механизмов фотопроводимости оксида индия. В частности, именно изучение нанокристаллического оксида индия и исследование механизмов его фотопроводимости представляет в настоящее время особенный интерес [4].

Синтез нанокристаллических образцов  $In_2O_3$  проводился золь-гель методом с последующим отжигом в печи при температурах 300 °C, 500 °C и 700 °C в течение 24 часов. Исследование микроструктуры образцов проводили методом просвечивающей электронной микроскопии с помощью микроскопа LEO 912 AB OMEGA. Минимальный средний размер нанокристаллов составлял 7÷8 нм, а максимальный - 18÷20 нм. Для измерения электрических характеристик полученные пленки  $In_2O_3$  толщиной 1 мкм наносились на стеклянные подложки, на поверхность пленок напылялись золотые контакты площадью 1 мм<sup>2</sup> с помощью установки ВУП 5. Освещение образцов производили с помощью УФ диода с длиной волны 385 нм и мощностью 1 Вт.

Измерены спектральные зависимости фотопроводимости нанокристаллического оксида индия. Обнаружено, что для всех образцов спектральная зависимость имеет вид характерный для аморфных полупроводников [5]. При энергии фотонов 2.7 эВ начинается резкий рост фотопроводимости. С увеличением энергии фотонов фотопроводимость быстро достигает максимума (при энергии 3.3 эВ), а затем начинает уменьшаться. Этот спад объясняется малыми временами жизни носителей заряда в приповерхностном слое полупроводника, где преимущественно поглощаются фотоны с энергией больше ширины запрещенной зоны hv > Eg. Скорость рекомбинации здесь велика и велика также концентрация носителей. У поверхности, кроме того, мала эффективная подвижность носителей заряда из-за многочисленных дефектов. На поверхности и вблизи нее на перенос носителей влияют не только центры захвата, связанные с нару-

шением периодичности кристаллической решетки полупроводника, но и область пространственного заряда, который обусловлен поверхностными состояниями.

Кроме того, с ростом размера нанокристаллов наблюдается уменьшение величины фотопроводимости (разница между максимальной (при 3.3 эВ) и минимальной (при 2.7 эВ) фотопроводимостью). Такое уменьшение фотопроводимости, по-видимому, можно объяснить уменьшением относительного изменения концентрации свободных электронов, при освещении.

Интересно заметить, что образец  $In_2O_3$ -300, обладающий наименьшим размером нанокристаллов, является чувствительным к зеленому свету (зарегистрирована фотопроводимость, начиная с энергии фотонов 2,25 эВ). По-видимому, фотопроводимость при 2.25 эВ < E < Ед связана с наличием локализованных состояний в запрещенной зоне. Ещё одним доказательством данного предположения является тот факт, что для  $In_2O_3$ -300 наблюдается экспоненциальный рост фотопроводимости при увеличении энергии фотонов, что говорит о высокой дефектности образца [3].

Измерены спады фотопроводимости при энергии фотонов 3.2 эВ (для образца In<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-300 также измерен спад фотопроводимости при E=2.25 эВ) в воздухе. Обнаружено, что при энергии фотонов 2.25 эВ спад фотопроводимости описывается экспонентой:

$$\sigma_{ph} = \sigma_0 \exp(-\frac{\tau}{\tau_1}),$$

где  $\tau_1$  – время жизни неравновесных электронов, и проводимость быстро возвращается к своему темновому значению  $\sigma_0$ . Как было сказано ранее, в этом случае при освещении происходит высвобождение электронов с примесных уровней, при отключении света все электроны снова захватываются на локализованные состояния в запрещенной зоне.

При E = 3.2 эВ спад фотопроводимости описывается экспонентой, «растянутой» во времени (функция Коца):

$$\sigma_{ph} = \sigma_0 \exp\left(-\left[\frac{\tau}{\tau_2}\right]^{\beta}\right),$$

где  $\tau_2$  – «эффективное» время релаксации фотопроводимости,  $\beta$  – показатель экспоненты, и проводимости в течение долго времени не возвращается к своему темновому значению. Наблюдается так называемая «остаточная» фотопроводимость. Из эксперимента было получено, что значение параметра  $\tau_2$  сильно зависит от размера нанокристаллов и возрастает с их увеличением. При этом параметр  $\beta$  практически не изменяется от образца к образцу.

Для более подробного изучения влияния состава атмосферы на фотоэлектрические свойства наноструктурированного оксида индия кинетики спада фотопроводимости были также измерены в вакууме и аргоне при комнатной температуре. Обнаружено, что спад в вакууме происходит значительно медленнее, а остаточная фотопроводимость гораздо больше, чем на воздухе. В то же самое время, в аргоне фотопроводимость практически не спадает.

Предложена модель, объясняющая долговременный спад фотопроводимости, про-исходящий по закону Коца.

*E-mail: as.ilin*@*physics.msu.ru* 

#### Литература

1. H. Cao, X. Qiu, Q. Zhua et al. Room-temperature ultraviolet-emitting In<sub>2</sub>O<sub>3</sub> nanowires// Applied Physics Letters. 2003, v.83, p. 761-764.

2. W.-Y. Chung, Y.-S. U. Lee, D.-D. Lee. Indium oxide thin film sensors for ozone monitoring produced by a sol-gel method // Journal of Materials Science Letters. 2003, v.22, i. 12, p. 907-909.

3. Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г., Физика полупроводников, Москва, 1990.

4. Е.А. Форш, А.В. Марикуца, М.Н. Мартышов и др. Перенос носителей заряда в нанокристаллическом оксиде индия // ЖЭТФ. 2010, т. 138, вып. 4(10), стр. 738-744.

5. Шалимова К.В. «Физика полупроводников». М.: Энергоатомиздат. 1985.

# ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИ СОГЛАСОВАННАЯ МОДЕЛЬ ФАЗОВОГО ПОЛЯ ДЛЯ ЗАТВЕРДЕВАНИЯ РАСТВОРА Si-As

Княжева И.С., Лебедев В.Г.

# ФГБОУ ВПО Удмуртский государственный университет Физико-энергетический факультет, Ижевск, Россия

В работе [1] показано, что проблем, связанных с выделением концентраций в отдельных фазах и с описанием условий равновесия между фазами в рамках фазовополевого подхода, можно избежать, если вместо концентрации в качестве динамической степени свободы рассматривать химпотенциал.

Целью работы являлось сформулировать общий термодинамический вывод уравнений изотермической задачи фазово-полевой модели затвердевания в переменных фазовое поле и химпотенциал, и отладить численный алгоритм расчёта в этих переменных. В работе получены уравнения изотермической задачи в переменных ( $\mu, \varphi$ ).

Основное термодинамическое тождество может быть записано как:

$$dU = TdS - pdV + \xi d\varphi + \mu dx, \tag{1}$$

где U - плотность внутренней энергии затвердевающего вещества, T - температура, p - давление, V - объем, S - плотность энтропии,  $\varphi$  - фазовое поле, принимающее значения 1 в жидкой фазе и 0 в твердой,  $\xi$  - движущая сила фазового перехода. Где x - средняя по фазам мольная концентрация примеси в бинарном расплаве, а  $\mu$  - разность химических потенциалов примеси и растворителя в дальнейшем называемая - химпотенциалом системы.

Используя общее термодинамическое выражения для плотности потенциала Гиббса, при T = const и p = const имеем

$$dG = \xi d\varphi + \mu dx, \qquad (2)$$
  
FIGE  $\mu = \left(\frac{\partial G}{\partial x}\right)_{\varphi = const} \equiv G_x, \ \xi = \left(\frac{\partial G}{\partial \varphi}\right)_{x = const} \equiv G_{\varphi}.$ 

Поэтому при данных условиях в качестве функционала (функции Ляпунова релаксирующей системы), управляющего фазовым переходом, выберем полный потенциал Гиббса всей системы в виде:

$$G_{sys}(t) = \int G(\varphi(\vec{r},t), x(\vec{r},t)) d\Omega, \qquad (3)$$

где  $d\Omega$  - элемент объема по пространству.

Для описания фазового перехода в терминах интенсивной переменной  $\mu$  следуя Плаппу [1], введем плотность большого потенциала (гранд - потенциала системы) как  $\omega(\mu) = G(x(\mu)) - \mu x(\mu),$  (4)

Из дифференциала плотности гранд - потенциала находим

$$x = -\frac{\partial \omega}{\partial \mu} \equiv -\omega_{\mu}.$$
 (5)

Чтобы иметь возможность работать с химпотенциалом  $\mu$  в качестве независимой функции осуществили переход  $(\varphi, x) \rightarrow (\varphi, \mu)$ .

Выразим потенциал Гиббса  $G(\varphi, x)$  в выражении (3) через гранд - потенциал  $\omega(\varphi, \mu)$  (4) и, продифференцировав по времени как сложную функцию. В результате находим:

$$\frac{dG_{sys}}{dt} = \int \left[ \dot{\varphi}(\omega_{\varphi} - \sigma \nabla^2 \varphi) - \mu \nabla \cdot \vec{J} \right] d\Omega \le 0,$$
(6)

Откуда, при выборе:

$$\varphi = M_{\varphi} \cdot \left( \sigma \nabla^2 \varphi - \omega_{\varphi} \right), \tag{7}$$

$$\vec{J} = -\frac{1}{V_0} M_D \nabla \mu. \tag{8}$$

условие (6) будет заведомо выполнено. Величины  $M_{\varphi} > 0$  и  $M_D > 0$  определяют фазовую и диффузионную мобильность системы.

Используя выражения (5), закон сохранения может быть полностью переписан через среднюю по фазам концентрацию примеси *x* :

$$x = \nabla \cdot \left( M_D \nabla \mu \right), \tag{9}$$

где  $\nabla \mu$  находиться из соотношения (5):

$$\nabla \mu = - \left( \nabla x + \omega_{\mu\phi} \nabla \phi \right) \omega_{\mu\mu}^{-1}, \tag{10}$$

откуда получаем уравнение диффузии в виде:

$$\mathbf{x} = -\nabla \cdot \left( \boldsymbol{\omega}_{\mu\mu}^{-1} \boldsymbol{M}_{D} \left[ \nabla \mathbf{x} + \boldsymbol{\omega}_{\mu\phi} \nabla \boldsymbol{\varphi} \right] \right)$$
(11)

Коэффициент при градиенте средней концентрации определяет коэффициент диффузии:  $D(\varphi) = -\omega_{\mu\mu}^{-1}M_D, M_D = -D(\varphi)\omega_{\mu\mu}$ .

В общем виде получили уравнение:

$$\mathbf{x} = \nabla \cdot \left( D(\varphi) \left[ \nabla x + \omega_{\mu \varphi} \nabla \varphi \right] \right)$$
(12)

Для имеющегося распределения средней по фазам концентрации примеси химпотенциал определяется соотношением (10), которое совместно с уравнением (7) определяет динамику затвердевания в изотермической задаче.

Дифференцируя по координате выражение для концентрации примеси в фазах

 $x^i = -\omega^i_\mu$  (i = L, S), благодаря которым находятся концентрации в фазах  $x^L$  и  $x^S$ .

В данной работе проведено исследование на основе системы Si-As. Исходные термодинамические данные для кремния и мышьяка взяты из базы данных NIMS.

<u>knyazirina@mail.ru</u>

# Литература

1. M. Plapp // Phys. Rev. E , 031601 (2011).

2. B. Echebarria, R. Folch, A. Karma, M. Plapp // Phys. Rev. E , 061604 (2004)

3. A. A. Wheeler, W. J. Boettinger, and G. B. McFadden //Phys. Rev. E , 1893 (1993).

# ДВУХЭЛЕКТРОННЫЕ ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ЖИДКОСТИ В ТУННЕЛЬНО-ПРОЗРАЧНЫХ СЛОЯХ SiGe ГЕТЕРОСТРУКТУР Si/SiGe/Si \*

# Козырев Д.С.

# *МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет,* Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

Работа посвящена исследованию свойств системы электронно-дырочных возбуждений в слоях SiGe гетероструктур Si/Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>/Si. Недавно, в работе [1] методом спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) в ближней инфракрасной (БИК) области в слое SiGe этих гетероструктур, была обнаружена электронно-дырочная жидкость (ЭДЖ) и

<sup>\*</sup> Доклад занял первое место в подсекции

биэкситоны. Толщина слоя (2 нм) была значительно меньше боровского радиуса экситона в кремнии (5 нм), поэтому обнаруженные ЭДЖ и биэкситоны должны проявлять квазидвумерные свойства. В видимой области спектра, при энергии фотонов ФЛ примерно в 2 раза большей, при температуре T=15 К и высоком уровне возбуждения в этой структуре была обнаружена широкая линия ФЛ. Авторы [1] по аналогии с работой [2], в которой исследовался монокристаллический Si, предположили, что эта линия обусловлена, двухэлектронными переходами, происходящими при одновременной рекомбинации 2-х электронов и 2-х дырок в ЭДЖ. Обосновать это предположение можно путем сравнения форм линий ФЛ в БИК и видимой областях, однако, данные, полученные в [1] не позволяли это сделать, поскольку при 15 К форма ФЛ ЭДЖ сильно сглажена. В настоящей работе измерения ФЛ таких структур проведены в широком интервале температур, что позволило нам более точно описать форму линий ФЛ и доказать, что в видимой области, действительно, наблюдается ФЛ ЭДЖ, обусловленная двухэлектронной рекомбинацией. Из сравнения спектров в БИК и видимой областях мы определили величину энергии связи свободного квазидвумерного биэкситона E<sub>M</sub>, которая оказалась заметно больше, чем в трехмерном случае. На рис.1 при Т=15 К показаны трансформации спектров ФЛ в БИК (а) и видимой (b) областях при увеличении накачки. В центре спектра на рис.1*а* представлены линии ФЛ свободных (Si.FE<sup>TO</sup>) и связанных экситонов (Si:BE<sup>TO</sup>) от кремниевой подложки.



Рис. 1. Трансформация спектров ФЛ в БИК (*a*) и видимой (*b*) областях спектра при увеличении накачки *P*. В БИК области величина P = 0.35, 1.9, 170 Вт/см<sup>2</sup>, соответственно для нижнего, среднего и верхнего спектров.



Рис. 2. ФЛ ЭДЖ в БИК (*a*) и видимой (*b*) областях. На спектре *a* представлена ТО компонента ФЛ. Сплошной линией (*b*) обозначен спектр, полученный из спектра *a* путем свертки.

Рекомбинация в БИК области происходит с испусканием ТО (поперечных оптических) фононов. При низком уровне накачки (нижний спектр) наблюдается экситонная линия из слоя – SiGe:FE<sup>TO</sup>. С ростом накачки с длинноволновой стороны этой линии возникает узкая линия излучения биэкситонов SiGe:FBi<sup>TO</sup> (изображена кружками), на низкоэнергетиче-

ском крыле которой при дальнейшем увеличении интенсивности накачки появляется широкая полоса люминесценции ЭДЖ – SiGe:EHL<sup>TO</sup> (верхний спектр).

Узкая линия на рис. 1*b* согласно [1] обусловлена ФЛ биэкситонов, широкая – ЭДЖ. Формы широких линии ФЛ как в видимой, так и в БИК областях при высоких уровнях возбуждения не зависели от величины *P*, что характерно для ФЛ ЭДЖ. На рис. 2. показаны детальные формы линий ФЛ в БИК(*a*) и видимой (*b*) областях, измеренные при 1.8 К.

Спектральная плотность  $J(hv_2)$ , описывающая форму ФЛ ЭДЖ при двухэлектронной рекомбинации, связана со спектральной плотностью ТО компоненты ФЛ ЭДЖ при одноэлектронных переходах  $J(hv_1)$  соотношением [2]:

$$J(hv_2) = \iint J(hv_1)J(hv_1')\delta(hv_2 - hv_1 - hv_1' - 2\hbar\omega)dv_1dv_1', \qquad (1)$$

где  $\hbar\omega$  - энергия ТО фонона. Таким образом, спектральная плотность ФЛ при двухэлектронных переходах представляет собой свертку спектральной плотности при одноэлектронных переходах. Интегрируя (1) по  $v'_1$  с δ- функцией, получаем:

$$J(hv_2) = \int J(hv_1) J([(hv_2 - 2\hbar\omega) - hv_1] dv_1 .$$
<sup>(2)</sup>

Выражение (2) использовалось для численных расчетов. Расчеты проводились в среде программирования *C Sharp (C#)*. Хорошее совпадение экспериментально измеренной в видимой области формы линии ФЛ со сверткой экспериментальной формы линии ФЛ, измеренной в БИК области, доказывает, что природа линий ФЛ в этих двух случаях одинакова. Таким образом, получено новое доказательство существования квазидвумерной ЭДЖ в этих структурах, – по рекомбинационному излучению при двух-электронных переходах. Из сравнения спектров в БИК и видимой областях можно найти энергию связи квазидвумерных биэкситонов в слое SiGe, которая оказалась равной  $E_{\rm M} = 2.0 \pm 0.5$  мэВ. Эта величина заметно превышает энергию связи свободных биэкситонов в трехмерном случае. ( $E_{\rm M} \approx 1$  мэВ). Увеличение энергии связи, по-видимому, обусловлено понижением размерности объекта.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты 13-02-00853, 12-02-313 82) и программами РАН

E-mail: diman-mich@mail.ru

#### Литература

1. Shepel, D.V. Quasi-two-dimensional electron-hole liquid and biexcitons in SiGe layers of Si/SiGe/Si heterostructures / D. Shepel, T. Burbaev, N. Sibeldin, and M. Skorikov. // Physica Status Solidi.-2011.-V.C8.-P. 1186-1189.

2. Betzler, K. Two-electron transitions in the condensed phase of nonequilibrium carriers in Si / K. Betzler, R. Conradt. // Phys. Rev.Lett.- 1972.- V .28.- P. 1562-1563.

# СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ЛЕГИРОВАННОМ АЗОТОМ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ ДИОКСИДЕ ТИТАНА

### Ле Н.Т.

#### МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва Россия

Диоксид титана (TiO<sub>2</sub>) применяется во всех областях человеческой деятельности. Так, после установления его высокой фотокаталитической активности, перспективно его применение в качестве материала для создания фильтрующих систем. [1,2]. Диоксид титана участвует в реакциях разложения органических соединений и обладает способностью окислять токсичные газы.

 $TiO_2$  является широкозонным полупроводником с шириной запрещенной зоны  $E_g \approx 3,2$  эВ. Для генерации электрон-дырочных пар необходимо ультрафиолетовое излучение, что ограничивает использование солнечного света в устройствах с  $TiO_2$ . Для уменьшения ширины запрещенной зоны диоксид титана легируют неметаллами: C, N, S

[3]. Такого рода модификация открывает возможности использования большей части солнечного спектра для фотокатализа в диоксиде титана.

Из литературы известно, что образцы TiO<sub>2</sub>, легированные азотом, перспективны для фотокатализа [4]. В данной работе проведено изучение влияния освещения на парамагнитные центры в структуре диоксида титана, легированного азотом.

Исследование проводились на ЭПР-спектрометре BRUKER ELEXSYS 500 (рабочая частота 9,5 ГГц - Х-диапазон, чувствительность  $5 \times 10^{10}$  спин/Гс) при температуре 295К.

Исследуемые в работе образцы легированного атомами азота диоксида титана были получены методом золь-гель технологии. Образцы были приготовлены с использованием изопропоксида титана, изопропанола и раствора хлорида аммония. Средний размер



Рис. 1. Влияние освещения на интенсивность сигнала ЭПР.

нанокристаллов в образцах по данным электронной микроскопии составлял 10 нм. Площадь их удельной поверхности составляла 120 м<sup>2</sup>/г. Концентрация атомов азота N в легированных образцах варьировалась путем изменения начальных соотношений в приготавливаемом растворе (N/Ti).

На рис. 1 представлены спектры ЭПР исследуемых образцов в темноте и при освещении. Для определения природы парамагнитных центров и их основных параметров было выполнено компьютерное моделирование экспериментальных спектров ЭПР в программе «SIMFONIA». Были получены следующие значения параметров спектра ЭПР:  $g_1 = 2.009$ ,  $g_2 = 2.0052$ ,  $g_3 = 2.0036$ ; ши-

рина линии ЭПР –  $\Delta H_1 = 3.6 \ \Gamma c$ ,  $\Delta H_2 = 3.1 \ \Gamma c$ ,  $\Delta H_3 = 3.3 \ \Gamma c$ , константы СТВ –  $A_1 = 2.3 \ \Gamma c$ ,  $A_2 = 3.1 \ \Gamma c$ ,  $A_3 = 32.0 \ \Gamma c$ . Согласно литературным источникам [4] анизотропный сигнал ЭПР с указанными параметрами может быть приписан парамагнитным центрам (ПЦ), которые представляют собой атомы азота (спин ядра I=1) с нескомпенсированным электронным спином, внедренные в твердотельную матрицу диоксида титана (N<sup>•</sup>). Было исследовано влияние освещения на интенсивность сигнала. Обнаружено, что при освещении новых парамагнитных центров не образуется, а интенсивность сигнала растет (рис. 1). Вариации интенсивности сигнала ЭПР можно объяснить, предположив, что



Рис. 2. Кинетика светоиндуцированных изменений интенсивности сигнала ЭПР.

в исследуемых образцах имеет место примесное поглощение света ( $N^- + hv \rightarrow N^0 + e^- \ll B$ зоне проводимости»). В результате количество парамагнитных центров увеличивается. В пользу данного процесса также можно отнести факт, что изменение концентрации парамагнитных центров в циклах темнота – освещение - темнота во всех типах исследованных образцов носило обратимый характер, что может быть обусловлено их перезарядкой. На рис. 2 спад интенсивности сигнала ЭПР после прекращения освещения носит неэкспоненциальный характер, что может быть обусловлено вкладами от парамагнитных центров различной природы.

E-mail: lenickola@physics.msu.ru

#### Литература

 Kokorin A. I., Poznyak S. K., Kulak A. I. / Electroanalytical chemistry 442 (2), 99 (1998)
 D.F. Ollis, H. Al-Ekabi. (Eds.): Photocatalytic Purification and Treatment of Water and Air // Amsterdam: Elsevier . Elsevier, Amsterdam (1993)
 P. Auchi T. Murihana T. Okushi A. Achi Y. Tana (Science 202, 200 (2001))

3. R. Asahi, T. Morikawa, T. Ohwaki, A. Aoki, Y. Taga / Science 293, 269 (2001).

4. Livraghi S., Votta A., Paganini M.C., Giamello E. The nature of paramagnetic species in nitrogen doped TiO<sub>2</sub> active in visible light photocatalysis // Chem.Comm. 498-500 (2005)

# КИНЕТИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ АНОДНОГО ОКИСЛЕНИЯ n-GaAs

Махмуд-Ахунов М.Ю., Явтушенко И.О.

Ульяновский государственный университет, инженерно-физический факультет высоких технологий, Ульяновск, Россия

В отличие от собственных полупроводников, кинетика анодного окисления полупроводниковых соединений сильно усложняется ввиду ряда причин: наличия двух или более видов атомов, полярности связей, анизотропии кристалла, отклонений от стехиометрии. Поэтому в последние годы особое внимание уделяется анодному окислению полупроводниковых соединений группы  $A^{III}B^V$ , используемых в качестве прозрачных проводящих электродов, люминофоров и при создании газовых сенсоров [1,2]. В данной работе будут исследованы особенности электрохимического оксидирования *n-GaAs* в водном растворе электролита.

Анодное окисление *n-GaAs* (ориентация (111),  $S=0.144 \text{ см}^2$ ,  $\rho=(0.76-1.06) \text{ мОм}\cdot\text{см}$ ) проводили в водном растворе  $H_2SO_4$  (1 об. %). О кинетических особенностях протекающих процессов судили по ВАХ, потенциалы электродов снимались относительно не поляризуемого Pt электрода сравнения.

На анодной ВАХ можно выделить несколько характерных участков (рис. 1): *первый* из них с практически линейным изменением

из них с практически линейным изменением U(j) - низким сопротивлением. На данном этапе происходит образование на поверхности *n-GaAs* темно-серой пассивирующей пленки *Ga*<sub>2</sub>*O* [3]. *Второй* почти горизонтальный участок, указывающий на резко выросшее сопротивление, связан с образование ОПЗ в приповерхностной области полупроводника. И, наконец, *третий* участок с областью отрицательного дифференциального сопротивления, на котором происходит пробой пленки и ОПЗ, приводящий к резкому увеличению протекающего тока.

Образующаяся на начальных этапах анодной поляризации (1 рис. 1) закись галлия  $Ga_2O$  является сильным восстановителем, под действием которого сульфатная сера восстанавливается до сульфидной [3]:



Рис. 1. Анодная часть ВАХ n-GaAs.

$$2Ga_2O + 7H_2SO_4 \rightarrow 2Ga_2(SO_4)_3 + H_2S \uparrow + 6H_2O \tag{1}$$

Тогда электрохимическое анодное растворение *n-GaAs* можно представить следующими реакциями:

$$2As + 3H_2S \to As_2S_3 + 3H_2 \uparrow \tag{2}$$

$$2Ga + 3H_2S \to Ga_2S_3 + 3H_2 \uparrow \tag{3}$$

Косвенным подтверждением протекающих реакций являются результаты рентгенофлуоресцентного анализа (табл. №1) поверхности образца после предварительной его пассивации (в течение 15 минут при  $j=104.4 \text{ мA/cm}^2$ ) с образованием тёмно-серой пленки (1 рис. 1) и в результате дальнейшего растворения *n-GaAs* (в течении 45 минут при  $j=104.4 \text{ мA/cm}^2$ ) с образованием светло-жёлтого порошка (3 рис. 1).
	Пассивация		Растворение	
	ат. %	вес. %	ат. %	вес. %
Ga	6.93	17.16	2.14	5.04
As	8.52	22.68	15.50	39.24
S	21.09	24.04	20.59	22.31
0	63.41	36.06	61.77	33.40

С целью выяснения особенностей 3 участка кривой рис. 1 были сняты анодные ВАХ при различных температурных условиях (рис. 2). На приведённых кривых наблюдается уменьшение напряжения пробоя и увеличение плотности «пробивающего» тока с ростом температуры, что указывает на тепловую природу наблюдаемого пробоя, для которого зависимость напряжения от температуры имеет вид [4]:



*E-mail: maratmau@mail.ru, yavigor@mail.ru.* 

$$U_{np} = [2.73k_0R_T]^{-1} \cdot \exp\left(\frac{E_a}{kT}\right),$$

где  $k_0$  – константа пропорциональности,  $R_T$  – тепловое сопротивление контакта,  $E_a$  – энергия активации теплового пробоя.

Полученные экспериментальные значения напряжений пробоя в логарифмических координатах линейно зависят от температуры окружающей среды, что подтверждает тепловой характер наблюдаемого пробоя и позволяет определить энергию его активации ( $E_a = 0.16$  эВ).

Таким образом, в работе было установлено, что электрохимическое поведение *n-GaAs* носит сложный характер с образованием различных продуктов реакций, последовательность выделения которых зависит от временных параметров токового воздействия.

Литература

 В.М. Калыгина, А.Н. Зарубин, Е.П. Найден и др.// ФТП. 2012. Т. 46. Вып. 2. С. 278-284.
В.М. Калыгина, А.Н. Зарубин, Е.П. Найден и др.// ФТП. 2011. Т. 45. Вып. 8. С. 1130-1135.

3. Р.В. Иванова. Химия и технология галлия. М.: Металлургия, - 1973. - 392 с.

4. В.И. Гаман. Физика полупроводниковых приборов: Учебное пособие. – Томск: Изд-во НТЛ, – 2000. – 426 с.

### ЭПР-СПЕКТРОСКОПИЯ ЛЕГИРОВАННОГО АЗОТОМ ДИОКСИДА ТИТАНА

Миннеханов А.А.

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

В настоящее время широко исследуется возможность применения полупроводниковых наноматериалов в технологиях очистки воды или воздуха. Одним из таких перспективных материалов является диоксид титана (TiO<sub>2</sub>) [1]. Известно, что TiO<sub>2</sub> обладает фотокаталитическими свойствами, которые, однако, проявляются только при ультрафиолетовом свете. Фотокаталитическая активность TiO<sub>2</sub>, легированного азотом, проявляется уже при видимом солнечном освещении [2].

В данной работе методом ЭПР исследовалась природа парамагнитных центров образцов TiO<sub>2</sub>, легированного азотом (N-TiO<sub>2</sub>). Также были исследованы парамагнитные свойства данных образцов при освещении видимым и ультрафиолетовым излучением. Образцы были получены методом пиролиза аэрозолей А.Б. Тарасовым на Химическом факультете МГУ. Исследования проводились на ЭПР-спектрометре BRUKER ELEXSYS-500 в Центре Коллективного Пользования МГУ.

На рис. 1 представлены спектры ЭПР исследуемых образцов с различной массовой долей прекурсора азота (мочевины) в исходном гидролизующем растворе.



Рис. 1. Спектры ЭПР образцов ТіО<sub>2</sub>, легированных азотом, с различной массовой долей прекурсора азота (мочевины) в исходном гидролизующем растворе: (1) -1%, (2)-5%, (3) -10%. Температура отжига — 1000°С.

Параметры сигналов ЭПР имели следующие значения: g-тензор –  $g_1 = 2.0068$ ,  $g_2 = 2.005$ ,  $g_3 = 2.004$ ; ширина линии ЭПР –  $\Delta H_1 = 3.9 \ \Gamma c$ ,  $\Delta H_2 = 2 \ \Gamma c$ ,  $\Delta H_3 = 2.8 \ \Gamma c$  и константы СТВ –  $A_1 = 2 \ \Gamma c$ ,  $A_2 = 3.2 \ \Gamma c$ ,  $A_3 = 32.3 \ \Gamma c$ . Согласно литературным источникам [2] анизотропный сигнал ЭПР с указанными параметрами может быть приписан N· радикалам. Как видно из рис. 1, интенсивность сигнала ЭПР (и, соответственно, концентрация азотных центров) падает с ростом содержания мочевины в растворе.

Эксперименты с использованием УФ излучения показали рост интенсивности сигнала ЭПР во всех образцах. Однако, при облучении образцов видимым светом, интенсивность сигнала ЭПР уменьшается. Полученные результаты можно объяснить перезарядкой спиновых центров в результате захвата фотовозбужденных электронов и дырок. *E-mail: minnekhanov@physics.msu.ru* 

### Литература

1. В.М. Зайнуллина, В.П. Жуков, М.А. Коротин, Е.В. Поляков // Физика Твердого Тела, т. 53, вып. 7, 2011, 1284-1291.

2. C. Valentin, G. Pacchioni, A. Selloni, S. Livraghi and E. Giamello // The Journal of Phys. Chem. B Letters, **109** (2005) 11414-11419.

### ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ОРГАНИЧЕСКОМ ДИОДЕ ПРИ УСЛОВИЯХ ДИСПЕРСИОННОГО ПЕРЕНОСА<sup>\*</sup>

Морозова Е.В., Сибатов Р.Т.

Ульяновский государственный университет Инженерно-физический факультет высоких технологий, Ульяновск, Россия

Доклад признан лучшим в подсекции стендовых докладов

В неупорядоченных полупроводниках, в том числе органических, часто наблюдается дисперсионный перенос [1]. Этот тип аномального переноса не подчиняется гауссовой статистике и не описывается законом Фика и классическим уравнением Фоккера-Планка [1, 2], и объясняется различными механизмами транспорта: многократным захватом (МЗ) носителей на распределённые в щели подвижности локализованные состояния (ЛС), прыжковой проводимостью с участием фононов, перколяцией по проводящим состояниям и др. В данной работе рассчитывается переходный процесс в полупроводниковом органическом диоде при условиях дисперсионного транспорта.

Для механизма переноса, контролируемого M3 на ЛС с экспоненциальной плотностью, получено диффузионное уравнение для концентрации подвижных носителей *p*<sub>f</sub>

$$\frac{\partial p_f(\mathbf{r},t)}{\partial t} + \frac{\tau_l^{\alpha}}{\tau_f} e^{-\gamma_l t} {}_0 D_t^{\alpha} e^{\gamma_l t} p_f(\mathbf{r},t) + \operatorname{div} \left[ \mu \mathbf{E} p_f(\mathbf{r},t) - D_p \nabla p_f(\mathbf{r},t) \right] + \gamma_f p_f(\mathbf{r},t) = 0, \quad (1)$$

где  $\alpha$  - дисперсионный параметр,  $\tau_l$  – параметр времени пребывания в локализованном состоянии,  $\tau_f$  время жизни в квазисвободном состоянии,  $p_f$  – концентрация делокализованных дырок,  $\mu$  – подвижность,  $\gamma_f$  и  $\gamma_l$  – константы рекомбинации квазисвободных и локализованных носителей,  $D_p$  – коэффициент диффузии ,  $_0 D_t^{\alpha}$  - производная дробного порядка Римана-Лиувилля[3].

Первый исследуемый режим – переключение диода из нейтрального в пропускное состояние ступенькой тока. Он реализуется, когда сопротивление нагрузки  $R_l$  существенно больше сопротивления диода  $R_d$ . Расчёт выполнен для плоского диода с полуограниченной базой п-типа в условиях низкого уровня инжекции, рекомбинацией и генерацией в области пространственного заряда (ОПЗ) можно пренебречь. При включении тока происходит инжекция дырок из *p*- в *n*-область. Через некоторое время в базе устанавливается распределение дырок для заданного значения ступеньки тока  $I_s$ . Равновесие устанавливается за счёт конкуренции инжекции и рекомбинации в базе.

Путём решения уравнения (1) найдена зависимость напряжения от времени

$$U(t) = U_{c} + \frac{kT}{e} \ln \left\{ 1 + \left[ \exp\left(\frac{eU_{c}}{kT}\right) - 1 \right] \left( \frac{\Gamma(\alpha/2;\gamma_{l}t)}{\Gamma(\alpha/2)} \right) \right\}.$$
 (2)

Здесь  $\Gamma(\alpha/2; \gamma_l t)$  - неполная гамма-функция. Поведение функции для различных значений дисперсионного параметра продемонстрировано на рис. 1.



Рис. 1. Кинетика напряжения при переключении диода из нейтрального в пропускное состояние ступенькой тока в условиях дисперсионного транспорта.

Второй исследуемый режим – переходный процесс при выключении диода из пропускного состояния размыканием цепи в условиях дисперсионного транспорта. Диод с полуограниченной базой *n*-типа находиться в пропускном состоянии до момента t=0, в который цепь размыкается. Напряжение на диоде скачком уменьшается на величину омического сопротивления. Избыточная концентрация дырок в базе диода будет «рассасываться» в течение некоторого времени. Этот процесс и будет определять кинетику напряжения при низком уровне инжекции. Поскольку ток через диод не течет, кинетика определяется рекомбинацей. Для этого случая кинетика напряжения выражается через двух параметрическую функцию Миттаг-Леффлера  $E_{\alpha/2,\alpha/2}$ :

$$U(t) = \frac{kT}{e} \ln \left\{ 1 + \frac{p_0 L_p^2}{p_n} \frac{e^{-\gamma_l t}}{t} \left( \frac{t}{\tau_l} \right)^{\alpha/2} \right\} \left[ \frac{1}{\Gamma(\alpha/2)} - E_{\alpha/2,\alpha/2} \left( -\left( \frac{t}{\tau_l} \right)^{\alpha/2} \right) \right].$$
(3)

Изучены также частотные характеристики диода при условиях дисперсионного переноса.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (10-01-00608-а и 12-01-97031р\_поволжье\_а).

*E*-mail: kat-valezhanina@yandex.ru

### Литература

1. И.П. Звягин. Кинетические явления в неупорядоченных полупроводниках. М.: Мир, 1984.

2. E. Barkai. Phys Rev E 63 (2001) 046118-1.

3. Р.Т. Сибатов, В.В. Учайкин. УФН 179 (2009) 1079.

4. В.Р. Никитенко, А.П. Тютнев. ФТП 41 (2007).

### ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ТИТАНАТА СВИНЦА И ЦИРКОНАТА-ТИТАНАТА СВИНЦА ВО ВНЕШНИХ ПОЛЯХ, ЗНАЧИТЕЛЬНО ПРЕВЫШАЮЩИХ ВЕЛИЧИНУ КОЭРЦИТИВНОГО ПОЛЯ

### Олейников А.С., Нестеренко Л.П.

### Воронежский государственный университет, физический факультет, Воронеж, Россия

Длительное циклическое переключение сегнетоэлектрических пленок во внешнем электрическом поле может приводить к изменению свойств пленок, т.к. оно влияет на процессы, происходящие в материале. Изучение динамики переключения особенно интересно проводить при помощи токов переключения, т.к. достаточно простой в экспериментальном отношении способ дает возможность получить сведения о возможных механизмах, например, такого явления, как усталость поляризации [1,2]. Подтверждением этого является многочисленные исследования явления уменьшения поляризациисегнетоэлектриков в переменных полях, где рассмотрены различные модели этогоявления [3-7]. В представленной работе рассмотрен вопрос, связанный с переключением пленок титаната свинца PbTiO<sub>3</sub> и цирконата-титаната свинца Pb( $Zr_{0.5}Ti_{0.5}$ )O<sub>3</sub>во внешних полях, значительно превышающих величину коэрцитивного поля в исследуемых образцах.

Полученные результаты подтверждают предположениео влиянии на процессы усталости внутреннего поля смещения. С увеличением указанных полей процессы усталости происходят интенсивнее. Подобное поведение наблюдалось нами ранее [8, 9] в полях синусоидальной формы, и повторяется в данном случае для полей прямоугольной формы.

*E-mail: lazyfriend@mail.ru* 

### Литература

1. Lohse O., Grossmann M., Boettger U., Bolten D. Relaxation mechanism of ferroelectric switching in Pb(Zr,Ti)O3.// J. Appl. Phys. – 2001, v.89, №4, p. 2332-2336.

2. Wei Li., Aiping C., Xiaomei L., Jinsong Z., Yening W. Priority of domain wall pinning during the fatigue in bismuth titanate ferroelectric thin films. // Appl. Phys. Lett. – 2005, v.86, p. 192908-192908.

3. Schlossa L. F., McIntyre P. C. Polarization recovery of fatigued Pb.Zr,Ti.O3 thin films: switching current studies. // J. Appl. Phys. – 2003, v.93, №3, p. 1743-1747.

4. Jiang A. Q., Lin Y. Y., Tang T. A. Charge injection and polarization fatigue in ferroelectric thin films.// J. Appl. Phys. – 2007, v.102, p. 074109-1-074109-9.

5. Liu J. S., Zhang S. R., Dai L. S., Yuan Y. Domain evolution in ferroelectric thin films during fatigue process. //. Appl. Phys. – 2005, v.97, p. 104102-1-104102-4.

6. Tagantsev A.K., Stolichnov I., Colla E.L., Setter N. Polarization fatigue in ferroelectric films: Basic experimental findings, phenomenological scenarios, and microscopic features. // J. Appl. Phys. – 2001, v.90, №3, p. 1387-1402.

7. Warren W.L., Tuttle B.A., Dimos D. Ferroelectric fatigue in perovskite oxides. // Appl. Phys. Lett. – 1995, v.67, №10, p. 1426-1428.

8. Сидоркин А.С., Нестеренко Л.П., Смирнов А.Л., Рябцев С.В., Смирнов Г.Л., Сидоркин А.А. Усталость тонких пленок титаната свинца и цирконата-титаната свинца. // ФТТ. – 2008, т. 50, № 11, с. 2066-2072.

9. Sidorkin A.A., Nesterenko L.P., Sidorkin A.S., Ryabtsev S.V., Bulavina G.G. Ageing and fatigue of lead titanate and lead zirconate titanate thin ferroelectric films. // Solid State Sciences. – 2010. v. 12, p. 302-306

10.Сидоркин А.С., Нестеренко Л.П., Даринский Б.М., Сидоркин А.А., Булавина Г.Г. Влияние электрического поля на процессы усталости тонких сегнетоэлектрических пленок. // Кристаллография.- 2011, т. 56, № 1, с. 90–92.

11.Сидоркин А.С., Нестеренко Л.П., Пахомов А.Ю., Сидоркин А.А., Матвеев Н.Н. Эволюция токов переключения в процессе накопления усталости в тонких пленках титаната свинца и цирконата-титаната свинца. // Изв.РАН. Серия Физическая.- 2011, т. 75, № 10, с. 1385–1389.

### ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ НАНОМОДИФИЦИРОВАННОГО АМОРФНОГО КРЕМНИЯ

### Петрова Н.Н., Емельянов А.В.

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

Плёнки гидрогенизированного аморфного кремния (a-Si:H) и наномодифицированного аморфного кремния, состоящего из аморфной матрицы, с внедренными в нее нанокристаллами кремния, широко используются в электронике и оптоэлектронике, в частности, в производстве фотоэлектрических преобразователей и солнечных элементов. Особый интерес вызывают плёнки наномодифицированного аморфного кремния с небольшой (10 - 15 %) долей нанокристаллов. Перспективность данных материалов обусловлена высокой фоточувствительностью и меньшей фотодеградацией электрических параметров по сравнению с a-Si:H. В данной работе были исследованы структурные и фотолюминесцентные ( $\Phi$ Л) свойства плёнок a-Si:H с различной долей нанокристаллических включений.

Пленки толщиной 1 мкм были получены в Институте полупроводников КАН (г. Пекин) при разложении смеси моносилана (SiH<sub>4</sub>) и водорода (H<sub>2</sub>) в плазме высокочастотного тлеющего разряда (PECVD) при температуре кварцевой подложки 220 <sup>0</sup>C. Объёмное отношение газов в реакционной камере  $R_H$ =[H<sub>2</sub>]/[SiH<sub>4</sub>] изменялось от 5 до 15. Информация о структуре пленок была получена из анализа спектров рамановского рассеяния, измеренных с помощью микро-рамановского спектрометра Horiba Jobin Ivon HR800 с длиной волны накачки 488 нм. Спектры ФЛ регистрировались с помощью спектрографа MS-3504i (SOLAR TII) и цифровой камеры с ПЗС матрицей (Hamamatsu) при возбуждении излучением непрерывного Аг-лазера (длина волны 364 нм).

В работе из анализа рамановских спектров была определена доля кристаллической фазы, а по положению максимума в спектре рамановского рассеяния был оценен размер нанокристаллов Si, равнявшийся 6 – 7 нм.

В спектрах ФЛ при низких температурах наблюдалось два максимума: один вблизи 1.33 эВ, соответствующий излучательным переходам хвост-хвост в аморфном кремнии, и второй вблизи 1.5 эВ, который характеризует электрон-дырочную рекомбинацию в нанокристаллах кремния. При увеличении доли кристаллической фазы максимум ФЛ

вблизи 1.5 эВ увеличивался. При достижении доли нанокристаллов 20% ФЛ пропадала, что связано с появлением безызлучательных каналов рекомбинации вследствие возникновения перколяционного пути.

Таким образом, показано, что при малой концентрации кремниевых нанокристаллов в аморфной матрице, в спектрах фотолюминесценции наблюдается характерный максимум, связанный с происходящей в нанокристаллах излучательной рекомбинацией. Это указывает на возможность использовать ФЛ спектроскопию при низких температурах в качестве неразрушающего метода определения небольшой доли нанокристаллов кремния в матрице аморфного кремния.

E-mail: <u>nn.petrova@physics.msu.ru</u>

### LANDAU QUANTIZATION OF TWO-DIMENSIONAL HEAVY HOLES AND ITS INFLUENCE ON THE EMISSION LINES OF THE ACCEPTOR–BOUND EXCITONS AND TRIONS

Podlesny I.V.

### Senior Research Associate Institute of Applied Physics, Academy of Sciences of Moldova, Republic of Moldova

The Landau quantization of the 2D heavy holes, its influence on the energy spectrum of 2D magnetoexcitons, and their optical orientation are studied. The transformation of the shake–up into the shake–down recombination lines is explained.

The magneto-photoluminescence spectra of the two-dimensional hole gas (2DHG) in the presence of the photo-generated electrons in GaAs quantum wells (QWs) revealed many emission lines [1–3]. They correspond to the radiative recombinations of the electron-hole (e-h) pairs in different e-h complexes such as free excitons (X), positive trions ( $X^+$ ) and acceptor-bound trions ( $AX^+$ ). The impurity complexes  $AX^+$  revealed also the Auger-recombination lines. They appear when the e-h annihilation is accompanied by the excitation or by de-excitation of a leftover acceptor-bound hole to higher or to lower Landau levels correspondingly.

The intersections, overlappings and degeneracies of the lowest lying Landau levels of the 2D heavy holes in some regions of the magnetic field are possible taking into account their nonparabolic dispersion laws, their spin–orbit coupling and chirality terms. The band–to–band quantum transitions and the exciton energy levels in dependence on the magnetic field strength were determined. The shake–up and shake–down recombination lines with the participation of the acceptor–bound trions  $AX^+$  were studied.



Fig. 1. The emission lines  $AX^+CR$  and  $AX^+$  in dependence of the magnetic field strength reproduced from the Fig. 2 of the Ref. [3]. First of them is represented by the dashed line and the second one by the dot–dashed line. Our theoretical results are represented by solid line. It represents the SU process at small magnetic fields and SD process at greater magnetic fields. It reveals the tendency to approach the  $AX^+$  line and even to become SU line.

E-mail: podlesniy@rambler.ru

### References

1. Bryja L., Wojs A., Misiewicz J., Potemski M., Reuter D., and Wieck A. Magneto–optical probing of weak disorder in a two–dimensional hole gas // Phys. Rev. B. 2007, №75. p. 035308.

2. Wojs A., Bryja L., Misiewicz J., Potemski M., Reuter D., and Wieck A. Shake–up processes in photoluminescence of two–dimensional holes in a high magnetic field // Acta Physica Polonica. 2006, №110. p. 429–435.

3. Jadczak J., Bryja L., Plochocka P., Wojs A., Misiewicz J., Maude D., Potemski M., Reuter D., and Wieck A. The observation of exciton–cyclotron resonance in photoluminescence spectra of a two dimensional hole gas // J. Phys.: Conf. Series. 2010, №210. p. 012043.

### РЕВЕРСИВНАЯ НЕЛИНЕЙНОСТЬ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ БЕССВИНЦОВЫХ СЕГНЕТОПЬЕЗОКЕРАМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ БИНАРНОЙ СИСТЕМЫ (Na<sub>1-x</sub>Li<sub>x</sub>)NbO<sub>3</sub>, МОДИФИЦИРОВАННЫХ ОКСИДАМИ 3D-МЕТАЛЛОВ

Садыков Х.А., Абубакаров А.Г., Алиев И.М., Алихаджиев С.Х. Совместный студенческий научно-исследовательский институт физического материаловедения ЮНЦ РАН – НИИ физики ЮФУ

За последнее время возросли усилия международных организаций, направленные на вытеснение токсичных веществ из областей народного хозяйства. В частности, Евросоюзом в 2003 году приняты директивы «Об отходах электрического и электронного оборудования» (WEEE) и «Об ограничении использования ряда опасных веществ в электрическом и электронном оборудовании» (RoHS). В этих документах запрещены производство и продажа любой электронной продукции, содержащей более 0,1 масс. % свинца. Большая же часть освоенных мировой практикой сегнетопьезокерамических материалов (СПКМ) представляет собой твёрдые растворы (TP), содержащие более 50 масс. % свинца. Наиболее перспективными альтернативными решениями представляются ниобаты щелочных металлов (НЩМ). При этом, использование их при повышенных температурах, напряжённостях постоянного и частотах переменного электрического поля требует знания особенностей поведения основных диэлектрических характеристик - относительной диэлектрической проницаемости ( $\epsilon/\epsilon_0$ ) и тангенса угла диэлектрических.

Настоящая работа посвящена детальному изучению влияния оксидов 3d-металлов на диэлектрические спектры и поведение реверсивной относительной диэлектрической проницаемости TP на основе (Na<sub>1-x</sub>Li<sub>x</sub>)NbO<sub>3</sub> в высоких электрических полях.

В качестве объектов выбраны ТР указанной системы, в которые сверхстехиометрически вводили  $MnO_2$ , NiO и CuO в количествах (1÷3) масс. %. Синтез осуществляли в две стадии:  $T_{синт.1,2} = (850 \div 870)^{\circ}$ С в течение  $\tau_1 = \tau_2 = 6$  час. Спекание проводили при  $T_{cn.} = (1190 \div 1205)^{\circ}$ С, в зависимости от состава, в течение 1 час. Диэлектрические спектры (зависимости  $\epsilon/\epsilon_0$  от температуры на разных частотах, f, переменного электрического поля) исследовали с использованием прецизионного LCR-метра Wayne-Kerr 6500В в частотном диапазоне  $(20 \div 10^6)$ Гц. Исследование зависимостей диэлектрической проницаемости до и после поляризации осуществляли на сконструированных в НИИ физики ЮФУ стендах.

Всем изученным материалам свойственны экстремальные диэлектрические спектры, характерные для сегнетоэлектриков. При температуре  $\leq 280^{\circ}$ C спектры практически линейны с близкой к нулевой дисперсией  $\epsilon/\epsilon_0$ , что свидетельствует о высокой температурной стабильности свойств изученных материалов. Анализ полученных данных позволил также установить, что более стабильными диэлектрическими характеристиками (с меньшей дисперсией  $\epsilon/\epsilon_0$  и величинами tg $\delta$ ) обладают керамики, спечённые при T = 1190°C.

В ходе работы установлено существенное влияние модификаторов на происходящие под влиянием высокого электрического поля процессы. Установлено, что характер

полученных зависимостей определяется при малом содержании модификаторов, главным образом, формированием анизотропных структур при спекании материалов, а при увеличении концентрации вводимых оксидов - внедрением модификаторов в А- и Вподрешётки с образованием анионодефецитных структур и, как следствие, увеличением сегнетожёсткости.

Обращает на себя внимание резкое увеличение (более, чем в 3 раза) гистерезиса  $\epsilon/\epsilon_0(E)$  при поляризации TP, модифицированного 3 масс. % MnO<sub>2</sub>, что может использоваться для создания адаптивных электромеханических преобразователей. Устойчивость же диэлектрических характеристик и низкая  $\epsilon/\epsilon_0$  неполяризованных керамик делают возможным их применение в качестве высокочастотных конденсаторов.

ilich001@yandex.ru

### ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВЫХ ЯВЛЕНИЙ В ГРАФЕНЕ МЕТОДОМ МОНТЕ КАРЛО В ТЕРМИНАХ ЧИСЕЛ ЗАПОЛНЕНИЯ

### Синельникова А.Б.

### МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В последнее время исследование электронных свойств графена привлекает большое внимание, в связи с важностью этой проблемы для различных технологических применений. На его свойства проводимости влияют три разных физических процесса: кулоновское взаимодействие электронов на разных узлах решетки, взаимодействие двух электронов, находящихся на одном узле и перескоки электрона с одного узла на соседний. Вклад последнего явления в полный гамильтониан системы меньше остальных, так что при определенных условиях им можно пренебречь. В этом случае получившийся гамильтониан является диагональным в базисе чисел заполнения и это позволяет перейти к описанию через заряды на узлах решетки. Такую систему можно смоделировать на ЭВМ методами Монте Карло на решетке.

Нами была рассмотрена шестиугольная решетка с 2 592 узлами. Константа кулоновского взаимодействия зависела от номера координационного радиуса — таким образом учитывалась модификация кулоновского взаимодействия на малых расстояниях. В расчете взаимодействие на втором и третьем координационном радиусе не менялось. Мы построили фазовую диаграмму (рисунок 1) экситонного конденсата на плоскости  $\alpha_1$  -  $\beta$ , где  $\alpha_1$  — константа кулоновского взаимодействия, соответствующая первому координационному радиусу, а  $\beta$  — обратная температура (в eV<sup>-1</sup>). Сверху от графика — фаза с ненулевым конденсатом (изолятор), снизу — фаза без конденсата (проводник). В фазе с ненулевым конденсатом заряды разделяются по подрешеткам, причем, так как существуют два варианта разделения, то лист графена представляет из себя два домена с доменной стенкой между ними.



Рис. 1. Положение фазового перехода изолятор-проводник в зависимости от температуры и константы кулоновского взаимодействия в первом координационном радиусе.

В вычислениях использовались ресурсы Суперкомпьютерного центра Московского государственного университета.

E-mail: sinel@goa.bog.msu.ru

### Литература

1. P.V. Buividovich, E.V. Luschevskaya, O.V. Pavlovsky, M.I. Polikarpov, M.V. Ulybyshev «Numerical study of the conductivity of graphene monolayer within the effective field theory approach» Phys.Rev. B86 (2012) 045107.

2. J.E. Drut, T.A. Lahde, Lattice field theory simulations of graphene, Phys.Rev. B 79, 165425 (2009).

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ ОБМЕННОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ ТРИПЛЕТНОГО УРОВНЯ АКЦЕПТОРА ЭНЕРГИИ

### Сураева Е.Ю.

## Северо-Кавказский федеральный университет, Институт естественных наук, Ставрополь, Россия

Проведен теоретический расчет энергии обменного взаимодействия в донорноакцепторной паре в первом приближении теории возмущения. Для системы из четырех валентных электронов составлено секулярное уравнение шестой степени, корнями которого является значение обменной энергии при определенной величине полного спина системы. Произведено сопоставление данных корней с обменными поправками возбужденных синглетных и триплетных состояний компонент пары. Установлено, что в предельном случае, когда межмолекулярное расстояние стремится к бесконечности, корнями уравнения является алгебраическая сумма обменных интегралов изолированных молекул донора и акцептора с учетом мультиплетности возбужденного уровня.

Для триплетных состояний компонент пары, играющих роль в процессе переноса энергии по обменно-резонансному механизму, корни секулярного уравнения найдены в явном виде. Определено, что в спектре сенсибилизированной фосфоресценции должно наблюдаться расщепление 0-0-линии на две, энергетический интервал между которыми составляет

$$\Delta = \frac{3}{2} (J_{13} + J_{14} + J_{23} + J_{24}),$$

где

$$J_{ik} \sim \exp[-(\chi_i + \chi_k)R],$$

 $\chi_i$  и  $\chi_k$  находятся через значения энергии основного и возбужденного состояний донора и акцептора, R – расстояние между молекулами.

Поскольку выражение для скорости излучательной дезактивации триплетного уровня акцептора содержит четырехэлектронные обменные интегралы, вероятность излучения триплетного возбуждения зависит от взаимной ориентации спинов молекул донорно-акцепторной пары. Из этого следует, что кинетика компонент расщепленной линии чисто электронного перехода в спектре сенсибилизированной фосфоресценции должна быть различной.

Выполнена оценка величины обменного расщепления в спектре сенсибилизированной фосфоресценции. Высказано предположение, что мультиплетность квазилинейчатых спектров люминесценции органических соединений в условиях эффекта Шпольского может являться следствием обменного взаимодействия между компонентами донорно-акцепторной пары.

E-mail: Sel-21@yandex.ru

### МЕТОДИКА СОЗДАНИЯ И СРАВНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РАЗЛИЧНЫХ СТРУКТУР ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ

<u>Ципенюк В.Н.</u>, Леньшин А.С., Середин П.В., Агапов Б.Л., Кашкаров В.М.

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Воронежский государственный университет», г. Воронеж, Россия

Пористый кремний (por-Si) перспективен для создания оптических волноводов и лавинных светодиодов, может использоваться для создания микроактюаторов, самоуничтожающихся кремниевых чипов, различных кремниевых мембран, микрореакторов, микрорезонаторов, фотонных кристаллов чувствительных элементов в различных датчиках [1-3]. Варьирование параметрами электрохимического травления, составом раствора травления, последующими обработками органическими и неорганическими соединениями, внедрение металлов и нанесение маскирующих слоев позволяют управлять функциональными характеристиками пористого слоя в целях оптимизации его практического применения в той или иной области.

В данной работе было дано сравнение и установлены взаимосвязи между оптическими характеристиками в различных структурах нано, мезо и макропористого кремния.

Пористый кремний получен электрохимическим травлением монокристаллических пластин кремния разной кристаллографической ориентации и сопротивления, а также кремниевых p-n переходов в растворах плавиковой кислоты в одном случае с использованием диметилформамида.

Растровые изображения поверхности образцов были получены на электронном микроскопе компании JEOL – JSM 6380LV. Ориентация подложки при небольшой разнице в легировании слабо влияет на диаметр крупных вертикальных пор, в то же время, присутствует разница в морфологии более мелких боковых пор. Образцы пористого кремния, полученные с использованием раствора диметилформамид-плавиковая кислота, имеют больший средний диаметр вертикальных пор, чем полученных по стандартной методике при одинаковых технологических параметрах. ИК-спектры пропускания были получены на ИК Фурье спектрометре Vertex 70 (Bruker) с использованием приставки для спектроскопии нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО). Для измерения спектров фотолюминесценции проводились на автоматическом спектрально-люминесцентном комплексе на основе монохроматора МДР-4. Для возбуждения фотолюминесценции были использованы лазеры с длиной волны излучения 405нм и 532 нм.

Положение пика люминесценции для всех образцов находится в области 1,7-2,0 эВ и при возбуждении лазером с длиной волны 532 нм смещается на 0,5-0,15 эВ в сторону меньших энергий по сравнению с аналогичными спектрами, полученными при возбуждении лазером с длиной волны 405 нм.

На основе сравнения данных, полученных методом ИК-спектроскопии с фотолюминесцентными характеристиками образцов отметить следующие закономерности: вопервых, на ИК-спектрах всех образцов, имеющих наиболее яркую фотолюминесценцию в оптическом диапазоне в значительной степени выражена полоса, характерная для связи Si-Si (616 см<sup>-1</sup>), при этом для образцов с меньшей ФЛ эта полоса проявляется слабее и исчезает для образцов не обладающих ФЛ свойствами. Данную закономерность можно объяснить присутствием в образцах с яркой люминесценцией значительного количества нанокристаллов/ кластеров неокисленного кремния.

Во-вторых, особенностью ИК-спектров образцов, обладающих яркой фотолюминесценцией, является наличие полосы поглощения Si-H связей в области (2100- 2140 см<sup>-1</sup>). Учитывая то, что данные связи являются достаточно слабыми, они могут активно принимать участие в различных естественных или технологических поверхностных процессах, таких как окисление, карбонизация и т.п., приводящих к усилению или ослаблению люминесцентных свойств por-Si, что так же предполагает развитие возможностей управления функциональными характеристиками структур пористого кремния для нужд оптоэлектроники. *E-mail:* explosimeter@gmail.com

### Литература

1. В.П. Бондаренко, В.А. Яковцева, Л.Н. Долгий, Легированный эрбием окисленный пористый кремний для интегральных оптических волноводов, ПЖТФ, том 25, вып. 17, 1999.

2. О.А. Акципетров, Т.В. Долгова, И.В. Соболева, Анизотропные фотонные кристаллы и микрорезонаторы на основе мезопористого кремния, ФТТ, том 47, вып. 1, 2005.

3. С.К. Лазарук, А.В. Долбик, В.А. Лабунов, использование процессов горения и взрыва нанострутурированного пористого кремния в микросистемных устройствах, ФТП, том 41, вып. 9, 2007.

4. Valeri P. Tolstoy, Irina V. Chernyshova, Valeri A. Skryshevsky, HANDBOOK OF INFRARED SPECTROSCOPY OF ULTRATHIN FILMS

### РЕЗОНАНСНЫЕ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАГНИТОСТРИКЦИОННЫХ ПЬЕЗОТРАНСФОРМАТОРОВ И УСИЛИТЕЛИ НАПРЯЖЕНИЯ НА ИХ ОСНОВЕ

### Шостак Е.В.

### Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, Россия

В настоящее время одной из важных задач современной физики резонансных преобразователей [1-8] является корректное определение рабочих резонансных частот. Это важно для описания экспериментальных работ [3-5, 9, 10], в которых создан резонансный прибор для взаимного преобразования электрических и магнитных полей через упругую подсистему. Известно, что в окрестности электромеханического резонанса образца наблюдается эффективное усиление механических колебаний [1-9], что приводит к повышению эффективности преобразователя.

Резонансный преобразователь, описываемый в данной работе, имеет важные преимущества по сравнению с обычными твердотельными аналогами. Они заключаются в возможности варьирования резонансной частоты путем изменения концентраций компонент первичной секции, что видно из Рис. 1.

Рассмотрим схему магнитострикционного пьезотрансформатора, изображенную в работе [11]. Необходимая теория и эквивалентная схема данного прибора содержится в работе [11]. Экспериментально данный прибор описан в [4].

Итоговая формула для магнитоэлектрического напряжения на выходе МЭ трансформатора, возникающего под действием переменного магнитного поля  $H^*$ , дана ниже.

$$V_{out} = -\frac{\left(4H^*l^2q^*\rho\sqrt{\frac{\rho^*}{s^*}(g+\beta\cdot s)^2}\cdot\frac{\sin^3[\alpha]}{\cos[\alpha]}\right)}{g\cdot(g^2l+\beta\cdot l\cdot s-g\cdot h\cdot W)\cdot(3\rho^*\cdot\sqrt{\rho\cdot s}\cdot\cos[2\alpha]\cdot\sin[2\cdot\alpha^*]+\rho\cdot\sqrt{\rho^*\cdot s^*}\cdot\cos[2\cdot\alpha^*]\cdot\sin[2\alpha])}$$
(1)  
$$\alpha = \frac{1}{2}l\sqrt{\rho\cdot s}\cdot\omega$$
$$\alpha^* = \frac{1}{2}l\sqrt{\rho^*\cdot s^*}\cdot\omega$$

Эффективные свойства входной секции и параметры в формуле (1) описываются в работе [11]

На рис. 1 изображена зависимость магнитоэлектрической восприимчивости по напряжению от концентрации пьезофазы (кристалла PMN-PT) в первичной секции.



Рис. 1. Концентрационная зависимость МЭ коэффициента от концентрации пьезофазы в первичной секции МЭ трансформатора на частоте приложенного магнитного поля, равной 400 кГц. Параметры Terfenol-D берутся из работы [4], параметры РМN-РТ из [4, 10].

Видно, что в интервале изменения концентрации компонент первичной секции можно получить три и более резонанса, что является важным для практического применения. Коэффициент усиления прибора также высок, так как на приборе малых размеров можно получить до двух-трех вольт выходного напряжения при малых входных токах. Недостатком прибора является высокое выходное сопротивление, что приводит к сравнительно малым токам в нагрузке. Однако для эффективного усиления напряжения в широком интервале резонансных акустических частот при малых мощностях данный твердотельный прибор хорошо подходит.

Данный прибор уже эффективно используется в качестве маломощного преобразователя магнитного поля в электрическое напряжение [3-5], однако подробный теоретический анализ его работы впервые делается в данной работе и в [11].

E-mail: grig1980@mail.ru

### Литература

1. Chih-yi Lin, Design and analysis of Piezoelecrtic Transformer Converters, Dissertation for Ph.D. in Electrical Engineering, July 15, Blackburg, Virginia, P. 1-171, (1997)

2. Sh. Dong, J.-F. Li, D. Viehland // J. of Materials Science, V. 41, P. 97, (2006)

3. L. Lv, J.-P. Zhou, Y.-Y. Guo et al. // J. Phys. D: Appl. Phys., V. 44, P. 055002, (2011)

4. Y. Wang, M.L. Chung, F. Wang et al. // J. Phys. D: Appl. Phys., V. 42, P. 135414, (2009)

5. Y. Wang, F. Wang, S. W. Or et al. // Applied Physics Letters, V. 93, P. 113503, (2008)

6. Д.А. Филиппов, Т.А. Галкина, G. Srinivasan // Письма ЖТФ, V.36, С. 23, (2010)

7. Д.А. Филиппов, Т.А. Галкина, В.М Лалетин, G. Srinivasan // Письма ЖТФ, V.38, C. 82, (2012)

8. S. Lin and C. Xu // Smart Mater. Struct., V. 17, P. 065008, (2008)

9. Г.С. Радченко // Письма ЖТФ, V. 34, С. 14, (2008)

10. D. Zhou, F. Wang, L. Luo et al. // J. Phys. D: Appl. Phys., V. 41, P. 185402, (2008)

11. Г.С. Радченко, М.Г. Радченко // Письма ЖТФ, V. 38, С. 18, (2012)

# СИНТЕЗ И ПРИМЕНЕНИЕ МАССИВОВ ВЕРТИКАЛЬНО ОРИЕНТИРОВАННЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

Щеголев А.Е.<sup>1</sup>, Черных П.Н.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, <sup>2</sup>НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

Углеродные нанотрубки — это протяжённые цилиндрические структуры, которые можно рассматривать как свернутые многослойные листы графена. Они обладают уникальным набором свойств, которые могут активно использоваться в современных технологиях. Диаметр углеродных нанотрубок колеблется от 0.4 до 40 нанометров, но длина может отличаться на несколько порядков: от нескольких нанометров и до сантиметра. Эксперименты показывают, что углеродные нанотрубки (УНТ) являются наиболее прочным и жестким из всех известных материалов – материалом с рекордно высокими значениями предела прочности на растяжение (~60 ГПа) и модуля Юнга (≈1ТПа). Также они являются очень хорошими теплопроводниками вдоль трубки, проявляя свойства, известные как «баллистическая проводимость», т.е. беспрепятственная проводимость или сверхпроводимость. Вместе с тем, поперек оси – трубки являются хорошими теплоизоляторами. Прогнозируется, что УНТ смогут передавать до 6000 Вт\*м<sup>-1</sup>\*К<sup>-1</sup>. Для сравнения – медь, считающаяся хорошим теплопроводником, проводит 385 Вт\*м<sup>-1</sup>\*К<sup>-1</sup>[1].

Перечисленные свойства позволяют использовать массивы УНТ в прикладных отраслях науки. Применение УНТ в составе полимерных нанокомпозитов (УНТ-ПН), которые обладают малым весом при повышенной прочности, высокой износостойкостью, значительной термостойкостью и устойчивостью к возгоранию, высокой радиационной стойкостью и совместимостью с биологическими тканями, позволяет применять их для защиты аэрокосмической техники.

Другим путем применения УНТ является медицина, в частности – это сенсоры для регистрации дофамина, норадреналина и серотонина на основе углеродных нанотрубок. Так как эти химические вещества являются электрохимическиактивными, то они могут быть окислены и восстановлены, при определенном потенциале на рабочем электроде (сенсоре). Ток, возникающий в процессе окисления, пропорционален концентрации нейромедиатора. Микроэлектрод из углеродного волокна в полиимидной изоляции, диаметра (порядка 90мкм) может измерять выбросы дофамина в течение месяца после имплантации в мозг (что связывают с минимальными воспалительными процессами при имплантации и использованием УНТ в качестве материала для рабочего электрода)[2].

Одним из методов синтеза массивов УНТ является метод пиролитического газофазного осаждения (ПГО), т.е. синтез массивов УНТ в жидкогазовой среде при высокой температуре. Метод основан на процессе пиролиз – химическое разложение углеводородов с формированием углеродного осадка на подложке.



В НИИЯФ МГУ была создана и применяется установка для синтеза УНТ, которая имеет следующую конструкцию: муфельная печь, с возможностью регулирования температуры и времени нагрева, кварцевая трубка, куда помещается подложка, насос для подачи активной смеси, блоки электронного управления потоками газов и блоки питания клапанов. Нами в экспериментах по синтезу УНТ в качестве активной среды применялись раствор циклогексана (C<sub>6</sub>H<sub>12</sub>) и ферроцена(C<sub>10</sub>H<sub>10</sub>Fe) (железо используется в качестве катализатора при пиролизе) и газовая азотная среда. Поступая в первую, более «холодную» (~200°С) часть реактора рабочая смесь испаряется и, подхваченная потоком азота, переносится в активную «горячую» часть реактора, где происходят разложение ферроцена, с осаждением железа, служащего катализатором, и циклогексана и рост массива углеродных нанотрубок. Исследование условий синтеза показало, что зависимость высоты массива УНТ от концентрации ферроцена и зависимость высоты массива УНТ от температуры линейна. Оптимальные условия для синтеза УНТ: температура «горячей» зоны ~800°С и раствор 02 граммов ферроцена на 50 мл циклогексана. В оптимальном режиме за один час процесса, осаждается массив вертикально ориентированных УНТ порядка 1 мм на площади порядка 15 см<sup>2</sup>. Исследование на сканирующем

электронном микроскопе показало, что УНТ представляют многостенные углеродные нанотрубки диаметром от 20 до 40 нм, формирующие колонны УНТ.

*E-mail: tanuior@gmail.com E-mail: chernykh@ionlab.ru* 

### Литература

1. Макунин А.В., Чеченин Н.Г. Полимер-наноуглеродные композиты для космических технологий. Часть 1. Синтез и свойства наноуглеродных структур: учебное пособие. М.: «Университетская книга». 2011.

2. Viry L., Derre A., Poulin Ph., Kuhn A. Discrimination of dopamine and ascorbic acid using carbon nanotube fiber microelectrodes // Physical Chemistry Chemical Physics, 14 September 2010, Volume 12, Number 34, p. 9993 – 9995.

## СОДЕРЖАНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ

## Подсекция

РАДИОФИЗИК	A	
------------	---	--

СТАТИСТИКА ПОВТОРНЫХ ГРОЗОВЫХ РАЗРЯДОВ ДЛЯ СЕВЕРО-ВОСТОКА АЗИИ
Иванова Д.И
НЕЛИНЕЙНЫЕ СВОЙСТВА МОДЕЛИ ТРЕЩИНЫ В МЕТАЛЛЕ, ЗАПОЛНЕННОЙ ЖИДКОСТЬЮ.
Козлов В.С
НЕЛИНЕЙНЫЕ УПРУГИЕ ЭФФЕКТЫ ВО ФЛЮИДОНАСЫЩЕННОЙ ЗЕРНИСТОЙ СРЕДЕ
Кокшайский А.И
РАСЧЕТ ДОБРОТНОСТИ ОТКРЫТЫХ РЕЗОНАТОРОВ
Корольков А.И
ДВИЖЕНИЕ СФЕРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ В ВЯЗКОУПРУГОЙ СРЕДЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ
АКУСТИЧЕСКОЙ РАДИАЦИОННОЙ СИЛЫ
Корольков З.А
ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ НА ЯЧЕЙКЕ ГИЛБЕРТА ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ
В КОРРЕЛЯЦИОННОМ ПРИЁМНИКЕ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ (СШП) СИГНАЛОВ
Усков Г.К., Лысенко Н.А
ЭЛЕКТРОДИНАМИКА ДВУХДИАПАЗОННОЙ ПЛОСКОЙ АНТЕННЫ ЛИНЕЙНОЙ
ПОЛЯРИЗАЦИИ
Нудьга А.А
ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГИХ СВОЙСТВ ВОДЫ ВБЛИЗИ 4°С
Пионткевич А.Г., Коробов А.И 34
УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СДВИГОВЫХ МОДУЛЕЙ РЕЗИНОПОДОБНЫХ МАТЕРИАЛОВ.
Полюшко А.С
ОСОБЕННОСТИ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ МОЩНЫХ ФАЗИРОВАННЫХ РЕШЕТОК ДЛЯ
НЕИНВАЗИВНОЙ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ХИРУРГИИ
Росницкий П.Б., Ильин С.А
ЭФФЕКТЫ ШУМОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ВОЛНОВЫЕ РЕЖИМЫ АКТИВНОЙ СРЕДЫ
Шепелев И. <sup>1</sup> , Слепнев А.В. <sup>2</sup>
НЕЛИНЕЙНОЕ ОТРАЖЕНИЕ УПРУГИХ ВОЛН ОТ ГРАНУЛИРОВАННОГО
НЕКОНСОЛИДИРОВАННОГО СЛОЯ
Ширгина Н.В 40

### СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ И ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ ТЕЛ ПРОЦЕССЫ РАССЕЯНИЯ В СТРУКТУРАХ InAs/AISb С КВАЗИДВУМЕРНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ГАЗОМ..... ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕРМООБРАБОТКИ НА СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ КРИТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ПРОВОДА НА ОСНОВЕ FESE ..... <u>Власенко В.А<sup>1</sup></u>, Перваков К.С<sup>1,2</sup>, Ельцев Ю.Ф.<sup>1</sup>, Бербенцев В.Д.<sup>3</sup>, Гаврилкин С.Ю<sup>1</sup>, Прудкогляд В.А.<sup>1</sup>, МОДЕЛИ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ СОПРОТИВЛЕНИЯ В САМОВОССТАНАВЛИВАЮЩИХСЯ ПРЕДОХРАНИТЕЛЯХ..... СИНТЕЗ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ХАЛЬКОГЕНИДОВ ЖЕЛЕЗА И ИССЛЕДОВАНИЕ ИХ СВОЙСТВ ..... ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СВОЙСТВ GDO(F)FEAS МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ ВНУТРЕННИХ МНОГОКРАТНЫХ АНДРЕЕВСКИХ ОТРАЖЕНИЙ..... ХАРАКТЕРИЗАЦИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ НИТЕЙ ДЛЯ ВТСП ПРОВОДНИКОВ ТРЕТЬЕГО ПОКОЛЕНИЯ.....

ДВУХЩЕЛЕВАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ ДОПИРОВАННЫХ РТУТНЫХ КУПРАТОВ
Кульбачинский С.В.,1 Пономарев Я.Г.,2Фишер Л.М.1 50
ДИНАМИКА ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЛНОВЫХ ПАКЕТОВ В УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ
Поздеева Ю.С., Majid M.J
ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ЩЕЛИ ВаFe <sub>2-x</sub> Ni <sub>x</sub> As <sub>2</sub> МЕТОДОМ
СПЕКТРОСКОПИИ ВНУТРЕННИХ МНОГОКРАТНЫХ АНДРЕЕВСКИХ ОТРАЖЕНИЙ
<u>Усольцев А.С.</u> <sup>1,2</sup> , Власенко А.В. <sup>1</sup> , Кузьмичева Т.Е. <sup>1,2</sup> , Кузьмичев С.А. <sup>2</sup> , Перваков К.С. <sup>1</sup> , Садаков А.В. <sup>1</sup>
ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ АТОМОВ НИОБИЯ ПО ГЛУБИНЕ СПЛАВА МОЛИБДЕНА С
НИОБИЕМ
Эргашов Ё.С
SM(TH)OFEAS: ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТЕХНИКИ «BREAK-JUNCTION» ДЛЯ РЕАЛИЗАЦИИ
МЕТОДА СПЕКТРОСКОПИИ ВНУТРЕННИХ МНОГОКРАТНЫХ АНДРЕЕВСКИХ ОТРАЖЕНИЙ
<u>Юрасов А.Д.</u> <sup>1</sup> , Кузьмичева Т.Е. <sup>1,2</sup> , Кузьмичев С.А. <sup>1</sup>

\_\_\_\_

### Подсекция

ГВЕРДОТЕЛЬНАЯ НАНОЭЛЕКТРОНИКА	
МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ	
ХИРАЛЬНЫМИ ПЛАЗМОННЫМИ МЕТАМАТЕРИАЛАМИ	
Аль-Шедиват М.Ф	59
ФОРМИРОВАНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКИХ КРЕМНИЕВЫХ СТРУКТУР ПРИ НАНОСЕКУНДНОМ	
ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ	
Ашиккалиева К.Х.	60
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УРОВНИ ДЫРОК В КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ Si/Ge В МОДЕЛИ БАРЬЕРА	
КОНЕЧНОЙ ВЫСОТЫ	••••
Байматов П., Пулатов А., Давлатов А.	61
ИССЛЕДОВАНИЕ ВХОДНЫХ И ВЫХОДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ОДНОЭЛЕКТРОННОГО	
ТРАНЗИСТОРА	••••
Бадрутдинов А.Р	64
АВТОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ ИЗ ГРАФЕНОВЫХ ПЛЕНОК НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ	
ПОДЛОЖКАХ	••••
<u>Бандурин Д.А.,</u> Смольникова Е.А	65
ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДИМЕРОВ ПЛАЗМОННЫХ НАНОСТЕРЖНЕЙ	••••
Барсукова М.Г.	66
СПЕКТРАЛЬНАЯ МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОРГАНИЧЕСКИХ	
ФОТОЭЛЕМЕНТОВ	
Бобкова О.Д.	67
ТЕРМИЧЕСКАЯ ЭМИССИЯ НОСИТЕЛЕЙ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ Si/SiGe/Si	
Винокуров П.В.	69
ФОРМИРОВАНИЕ СТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ СИНТЕТИЧЕСКИХ МОНОКРИСТАЛЛОВ	
АЛМАЗА С ПОМОЩЬЮ ЛИТОГРАФИИ И РЕАКТИВНОГО ИОННОГО ТРАВЛЕНИЯ	
Голованов А.В.	70
МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЕВОГО ТРАНЗИСТОРА НА ОСНОВЕ МОНОСЛОЙНОГО	
ШИРОКОЗОННОГО МОЛИБДЕНИТА MoS <sub>2</sub>	
Земцов К.С., Шередеко Г.С.	71
ИССЛЕДОВАНИЕ И ДИАГНОСТИКА ПЛАНАРНЫХ N-P-N ТРАНЗИСТОРОВ	
СФОКУСИРОВАННЫМ ИОННЫМ ПУЧКОМ	
Казачанский А.И.	73
ЭФФЕКТ РЕЗИСТИВНОГО ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В НАНОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ZnO/ГРАФЕН	H.
Капитанова О.О.	74
ОСОБЕННОСТИ ЕМКОСТНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ Р <sup>+</sup> Р-N <sup>+</sup> -СТРУКТУРЫ	••••
Каримов А.А.	75

ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ	
ПОДСЕКЦИЯ «ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА» ТЕОРЕМА ХААГА В ТЕОРИЯХ С	
НЕФИЗИЧЕСКИМИ ЧАСТИЦАМИ	
Антипин К.В	3
ВЛИЯНИЕ СГОЛДСТИНО НА ФИЗИКУ ХИГГСОВСКОГО СЕКТОРА	
Астапов К.О	3
НЕЛИНЕЙНАЯ ИОНИЗАЦИЯ ДВУМЕРНОЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКИ	
Гордеева С.В	5
ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ВЕРОЯТНОСТЬ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОГО	
перехода в квантовой молекуле с $D_2^-$ -центром	
Губин Т.А	7
COLLECTIVE STATES OF 2D ELECTRON-HOLE SYSTEM UNDER THE INFLUENCE OF RASHBA	
SPIN-ORBIT COUPLING	
Dumanov E.V	3
ВЛИЯНИЕ ДВУХ ЛОКАЛЬНЫХ МОД ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ МАТРИЦЫ НА ДИССИПАТИВНЫЙ	
ТУННЕЛЬНЫЙ ПЕРЕНОС В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ В УСЛОВИЯХ	
ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ	
Егоров И.А, П.В. Кревчик , Т.А. Губин	)
ИЗОТОПИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА ОСНОВНЫХ БАРИОННЫХ РЕЗОНАНСОВ В ПРОЦЕССАХ	
ДВОЙНОГО ФОТОРОЖДЕНИЯ НЕЙТРАЛЬНЫХ ПИОНОВ	
Егоров М.В 10	1

КИРАЛЬНЫЕ ЭКСИТОНЫ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ НА ПОВЕРХНОСТИ	
ТОПОЛОГИЧЕСКОГО ИЗОЛЯТОРА	
Ефимкин Д.К.	102
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СКАЛЯРНЫХ ПОЛЕЙ В КИРАЛЬНОЙ КОСМОЛОГИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ	1
Крюков С.В. <sup>1</sup>	103
ВЕРОЯТНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ В КАЧЕСТВЕ ЭЛЕМЕНТОВ КВАНТОВЫХ	
КОМПЬЮТЕРОВ	
Муродов С.И	105
РАСЧЁТ УГЛА ОТКЛОНЕНИЯ ЛУЧА СВЕТА МАССИВНЫМ ТЕЛОМ В ТЕОРИИ ГРАВИТАЦ	ИИ
УЧИТЫВАЮЩЕЙ КВАНТОВЫЕ ПОПРАВКИ	
Николаев А.В.	106
НЕЛИНЕЙНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ЛИНЕЙНОГО МАЯТНИКА	
Новицкая Н.С.	108
ОГРАНИЧЕНИЯ НА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ДИПОЛЬНЫЕ МОМЕНТЫ СТЕРИЛЬНЫХ	
НЕЙТРИНО ИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА MINIBOONE	
Радионов А.А	109
ТОЧНОЕ АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЗАРЯДА ПО	
ПОВЕРХНОСТИ ПРОВОДНИКА	
Русакова Н.Е., Самухина Ю.В.	110
СПИНОВЫЕ И СПИН-ОРБИТАЛЬНЫЕ ЭФФЕКТЫ В РАСПРОСТРАНЕНИИ ВИСТЛЕРОВ В	
КВАНТОВОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ	
Труханова М.И.	112

## МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ

РАЗРАБОТКА МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ МАГНИТНЫХ ХОЛОДИЛЬНИКОВ	
Балбихина О.В., Карпенков А.Ю	. 114
МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ФЕРРОБОРАТА Nd <sub>0.95</sub> Dy <sub>0.05</sub> Fe <sub>3</sub> (ВО <sub>3</sub> ) <sub>4</sub> И ВЛИЯНИЕ НА НИХ МАЛОГ	O
ЗАМЕЩЕНИЯ В РЕДКОЗЕМЕЛЬНОЙ ПОДСИСТЕМЕ	
Бегунов А.И.	. 116
ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА РЕОЛОГИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАГНИТНОЙ	
ЖИДКОСТИ СО СПОНТАННО НАМАГНИЧЕННЫМИ АГРЕГАТАМИ	
Белых С.С	. 118
МИКРОСТРУКТУРА И НАНОСТРУКТУРА ПОСТОЯННЫХ МАГНИТОВ RFeCoBA1	
Викторов Б.Н.	. 119
ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССОВ НАМАГНИЧИВАНИЯ ТОНКИХ СЛОЕВ МАГНИТНЫХ	
НАНОКОЛЛОИДОВ С НАМАГНИЧЕННЫМИ АГРЕГАТАМИ	
Гладких Д.В., Шевченко А.Ю	. 120
ОСОБЕННОСТИ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ НА ОСНОВЕ МАГНЕТИТА	
Деменцова И.В.	. 121
ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СПЛАВОВ СИСТЕМЫ La(Fe,SI)13	
<u>Денисов Ф.О.</u> , Карпенков Д.Ю.	. 123
МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОКОМПОЗИТОВ Fe <sub>3</sub> S4 И Fe <sub>3</sub> O4,	
ДИСПЕРГИРОВАННЫХ В ПРОЗРАЧНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ МАТРИЦЕ	
Диденко О.Н.	. 124
ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И МАГНИТОСТРИКЦИОННЫХ СВОЙСТВ НОВЫХ МЕТАЛЛ-	-
ПОЛИМЕРНЫХ НАНОКОМПОЗИТОВ	
Жолудев С.И.	. 125
ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ Со/С/Со ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СИСТЕМ	
<u>Зайков К.В.,</u> Харламова А.М.	. 126

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ КОМПОЗИТОВ Fe-Pb, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ	1
	120
<u>Захаров П.А.,</u> Карпенков Д.Ю.	128
Сройстра лиспрозия	
$2$ Reverse A H <sup>-1</sup> Charge and A H <sup>-1</sup> Kennetwork $\Pi$ HO <sup>2</sup> Kennetwork A HO <sup>2</sup> Hermotron H HO <sup>1</sup>	120
звонов А.И., Смаржевская А.И., карпенков Д.Ю., карпенков А.Ю., Панкратов П.Ю	129
	121
ЗОЛОГАРСЯ П.В	131
	122
ΊΟΓ ΤΕ ΠΟΒΑΗΜΕ ΠΟΠΕΒΙΙΧ 3ΑΒИСИΜОСΤΕЙ ΜΑΓΗΜΤΟЭΠΕΚΤΡИЧЕСКОΓΟ ΟΤΚΠИΚΑ Η	Δ
ΠΙΔΗΔΡΗΓΙΧ ΓΕΤΕΡΟΟΤΡΥΚΤΥΡΔΥ ΠΤΟ-ΝΙ-Ζη ΦΕΡΡИΤ	1
Иванов П.Н. Полтавский А.С. Карпенков Л.Ю.	133
КОНТУР ЛИНИИ НУТАЦИИ ПРОТОЧНОГО ЯЛЕРНО-МАГНИТНОГО МАГНИТОМЕТРА	155
Контут улини и тации и ото пото ядетно мля интого мля интометих	135
ОПРЕЛЕЛЕНИЕ РАЗМЕРОВ МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ	155
Крисина И С	137
ПОЛУЧЕНИЕ И ОПТИМИЗАЦИЯ МАГНИТНЫХ МИКРОСЕНСОРОВ НА ОСНОВЕ СПИНОВЫ	X
КЛАПАНОВ Si/Ta/NiFe/Al/NiFe/Fe/n/Ta	
Куренков А С	138
МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛА ЕгАІ(ВО)	. 150
Куцак Т В	139
ОПРЕЛЕЛИИЕ КОНСТАНТ МАГНИТОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИИ	
ИНТЕРМЕТАЛЛИЛОВ Dv1 хNdxC04 5Cu0 5 И DvC05 2 vCux	
Лебелев П.В.	141
УСИЛЕНИЕ ЭФФЕКТА ОБМЕННОГО СМЕЩЕНИЯ В СТРУКТУРАХ NiFe/IrMn, IrMn/NiFe И	
NiFe/IrMn/NiFe С РАЗНОЙ ТОЛЩИНОЙ АНТИФЕРРОМАГНИТНОГО СЛОЯ	
Медведева С.С. <sup>1</sup> , Джунь И.О. <sup>2</sup>	142
АНОМАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ ХОЛЛА В НАНОКОМПОЗИТАХ (Со <sub>41</sub> Fe <sub>39</sub> B <sub>20</sub> ) <sub>х</sub> (Al-O) <sub>1-х</sub>	
Меттус Д. Е., Михайловский Ю.О	144
МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛИКРИСТАЛЛА СПЛАВА ГЕЙСЛЕРА Fe48Mn24Ga28	
Новиков А.И.	145
ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭФФЕКТЫ СПИНОВОЙ СИСТЕМЫ В МОДЕЛИ ГЕЙЗЕНБЕРГА	
Нухов А.К., Мусаев Г.М., Фадель Х.К.	147
МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В СПЛАВАХ ГЕЙСЛЕРА НА ОСНОВЕ Ni-Co-Mn-In	
Павлочев С. Ю., Родионов И. Д.	. 149
СПОСОБЫ СОЗДАНИЯ БИАТОМНЫХ МАГНИТНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛОВ: СРАВНЕНИЕ	
ТЕОРИИ И ЭКСПЕРИМЕНТА	
Пальванова Г.С.	151
ВЛИЯНИЕ ГИДРИРОВАНИЯ НА МЕЖПОДРЕШЕТОЧНОЕ ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В	3
СОЕДИНЕНИЯХ $R_2Fe_{17}$ И $R_2Fe_{14}B$ ( $R = Ho, Er$ )	
Пелевин И.А. <sup>1</sup> , Терешина Е.А. <sup>2</sup>	153
КОРРЕЛЯЦИЯ МЕЖДУ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕМ И МАГНИТНОЙ ЭНТРОПИЕЙ ПРИ	
ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДАХ ПЕРВОГО И ВТОРОГО РОДА В СПЛАВАХ ГЕЙСЛЕРА Ni-Mn-In-Si	
Родионов И.Д., Казаков А.П.	155
НОВЫЕ ПОДХОДЫ В КОНСТРУИРОВАНИИ МАГНИТНОГО ПИНЦЕТА	
Самсонова В.В.	157
ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ КОМПОЗИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ ФЕРРИТОВ	
Свечкина Н.Б. <sup>1</sup> , Цапко А.А. <sup>2</sup>	158

ОРИЕНТАЦИОННАЯ ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА ФЕРРИТ-ГРАНАТОВОЙ ПЛЕНКИ С	
ОРИЕНТАЦИЕЙ (210)	
Султанова Э.З.	. 159
АНОМАЛЬНЫЙ И СПИНОВЫЙ ЭФФЕКТЫ ХОЛЛА В ТУННЕЛЬНОМ МАГНИТНОМ КОНТАК	ζТЕ
Титова М.С.	. 160
НИЗКОСПИНОВОЕ ОСНОВНОЕ СОСТОЯНИЕ МЕДНЫХ ТРИМЕРОВ В СТРУКТУРЕ PAPER-	
$CHAIN Ba_3 Cu_3 In_4 O_{12} \dots$	
<u>Ткачев А.В</u> , Гервиц Н.Е.	. 161
ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ТУННЕЛИРОВАНИЕ В МАГНИТНОЙ МАКРОМОЛЕКУЛЕ Fe <sub>8</sub>	
Ходжахон М.И	. 162
СТРУКТУРА, МАГНИТОУПРУГИЕ И МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ	
$Tb_{X}Dy_{y}Gd_{1-X-y}Co_{2}\ldots$	
Чжан В.Б. <sup>1</sup> , Политова Г.А. <sup>1</sup> , Терешина Е.А. <sup>2</sup>	. 163
ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И ВРЕМЕНИ ОТЖИГА МАГНИТНО БИСТАБИЛЬНЫХ	
МИКРОПРОВОДОВ ИЗ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ FE И FECONI НА СКОРОСТЬ	
РАСПРОСТРАНЕНИЯ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ ВДОЛЬ ОСИ ОБРАЗЦОВ	
Чичай К.А.	. 165
МОДЕЛИРОВАНИЕ ФАЗОВЫХ ДИАГРАММ ОДНОМЕРНОГО МАГНЕТИКА МЕТОДОМ МОН	ITE-
КАРЛО	
Шабунина Е.В. <sup>1</sup> , Шабунин М.Е. <sup>2</sup>	. 167
КОРРЕЛЯЦИЯ ШЕРОХОВАТОСТИ И ВЕЛИЧИНЫ ОБМЕННОГО СМЕЩЕНИЯ В	
МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУРАХ С РАЗЛИЧНЫМ ПОРЯДКОМ ОСАЖДЕНИЯ	
ФЕРРОМАГНИТНЫХ И АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ СЛОЕВ	
Шанова Е.И	. 169

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА	
ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ НАНОСЛОЕВ КРЕМНИЯ НА	
ВЫСОКООРИЕНТИРОВАННОМ ПИРОЛИТИЧЕСКОМ ГРАФИТЕ	
Анисимов А.В	170
ВЛИЯНИЕ LI - И Mn – СОДЕРЖАЩИХ МОДИФИКАТОРОВ НА ФАЗОВЫЙ СОСТАВ,	
ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КЕРАМИКИ PbFe0.5NB0.5O3	
Болдырев Н.А.	171
ИССЛЕДОВАНИЕ НИТЕВИДНЫХ КРИСТАЛЛОВ SnO2 СИНХРОТРОННЫМИ МЕТОДАМИ	
Высоцкий Д.В., Чувенкова О.А., Попов А.Е.	172
УЛЬТРАЗВУКОВОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ H2O-D2O	
Данилов И.В.	174
ИЗУЧЕНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ОБРАЗОВАНИЯ МАРТЕНСИТНОЙ А'-ФАЗЫ В	
МЕТАСТАБИЛЬНЫХ, ОБЛУЧЕННЫХ НЕЙТРОНАМИ, НЕРЖАВЕЮЩИХ СТАЛЯХ ПРИ	
ДЕФОРМАЦИИ	
Жакуров Т.Р.	176
ИССЛЕДОВАНИЕ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ БИОЛОГИЧЕСКИХ ПОЛИМЕРОВ	
Иванова С.Ф.	177
ЭФФЕКТЫ ФОРМИРОВАНИЯ СТРУКТУР ИЗ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА И ЗОЛОТА В	
ПОЛИМЕРНЫХ ПЛЁНКАХ, ИМПРЕГНИРОВАННЫХ ПРЕКУРСОРАМИ БЛАГОРОДНЫХ	
МЕТАЛЛОВ, ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ НЕПРЕРЫВНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	
Илюхин С.С., Минаев Н.В.	178
ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНОГО СОСТОЯНИЯ ПОЛИТИТАНАТА КАЛИЯ,	
ИНТЕРКАЛИРОВАННОГО ЖЕЛЕЗОМ, НА РАЗНЫХ СТАДИЯХ ПОЛУЧЕНИЯ	
Комяк А.И., Кривенков М.С.	180

ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СВОЙСТВ ДВУХСЛОЙНОГО ГРАФЕНА	
Кочемасов А.И.	181
ЭЛЕКТРОННОЕ СТРОЕНИЕ ИЗЛУЧАЮЩИХ МНОГОСЛОИНЫХ НАНОСТРУКТУР	
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /SiO <sub>X</sub> /Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /SiO <sub>X</sub> //Si(100) С НАНОКРИСТАЛЛАМИ И КЛАСТЕРАМИ КРЕМНИЯ Коюда Д.А.	
ИССЛЕДОВАНИЕ КАЧЕСТВА ГРАФЕНОВЫХ ПЛЕНОК МЕТОДОМ КОМБИНАЦИОННОГО	
РАССЕЯНИЯ	
Куркина И.И.	185
ЭВОЛЮЦИЯ СТРУКТУРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК В ФОЛЬГАХ СПЛАВА Рd-У ПОСЛЕ	
ГИДРИРОВАНИЯ	
Левин И.С., Авдюхина В.М	187
ИССЛЕДОВАНИЕ СОСТОЯНИЙ ИОНОВ ЖЕЛЕЗА В СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ СОЕДИНЕНИИ Fe	Se <sub>1-</sub>
<sub>х</sub> Те <sub>х</sub> МЕТОДОМ МЁССБАУЭРОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ	
Перунов И.В <sup>1,2</sup> , Фролов К.В. <sup>1</sup> , Казаков С.М. <sup>2</sup>	188
ТЕОРИЯ СТРОЕНИЯ ВЕЩЕСТВ С НАНОРАЗМЕРНОЙ ДИСПЕРСНОСТЬЮ	
Кустов Е.Ф., Пищанский С.В.	190
СИНТЕЗ ПЛЁНОК МЕТОДОМ ЖИДКОФАЗНОЙ ЭПИТАКСИИ НА ПОДЛОЖКАХ ЧАСТИЧНО І	И
ПОЛНОСТЬЮ СТАБИЛИЗИРОВАННОГО ОКСИДОМ ИТТРИЯ ДИОКСИДА ЦИРКОНИЯ	
Рандошкин И.В.	192
<sup>111</sup> CD-PAC STUDY OF PRESSURE EFFECT ON THE YB VALENCE IN THE CUBIC PHASE YbGe <sub>2</sub> .	.85 ••
D.A. Salamatin <sup>1,6</sup> , A.V. Tsvyashchenko <sup>1,3</sup> , A. Velichkov <sup>2</sup> , A.V. Salamatin <sup>2</sup> , L.N. Fomicheva <sup>1</sup> , G.K.	
Ryasniy <sup>3</sup> , A.V. Nikolaev <sup>3</sup> , M. Budzynski <sup>4</sup> , R.A. Sadykov <sup>1,5</sup> , A.V. Spasskii <sup>3</sup>	193
ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВАКАНСИОННЫХ И МЕЖДОУЗЕЛЬНЫХ ДЕФЕКТОВ В	
КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ КРЕМНИИ	
Супрядкина И.А., Бажанов Д.И.	194
ИЗУЧЕНИЕ ФАЗОВОГО СОСТАВА ПЛЁНОК Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> , ПОДВЕРГНУТЫХ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦ	ИИ
SiH2 <sup>+</sup> И ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОМУ ОТЖИГУ	
Усольцева Д.С.	195
ВЛИЯНИЯ РАЗМЕРОВ МОДЕЛИ НА ВИД ДИАГРАММ ОСНОВНЫХ СОСТОЯНИЙ ПРИ УЧЕТЕ	Ξ
МНОГОЧАСТИЧНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В РАМКАХ АКСИАЛЬНОЙ МОДЕЛИ ИЗИНГА	
Халяпкин М.М.	197
ХРЅ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕЖАТОМНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В МНОГОСЛОЙНЫХ	
НАНОСТРУКТУРАХ (Co <sub>45</sub> Fe <sub>45</sub> Zr <sub>10</sub> /A-Si) <sub>40</sub> И (Co <sub>45</sub> Fe <sub>45</sub> Zr <sub>10</sub> /SiO <sub>2</sub> ) <sub>32</sub>	
Чернышев А.В.	199
ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДАМИ ПРОСВЕЧИВАЮЩЕЙ И СКАНИРУЮЩЕЙ МИКРОСКОПИИ	
ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ ПЛЕНОК Fe <sub>1.11</sub> Te\MgO, FeTe <sub>0.5</sub> Se <sub>0.5</sub> \LaAlO <sub>3</sub>	
Щичко И.О	201
РЕЗОНАНСНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ИНТЕНСИВНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ В СИЛЬНО	
АНИЗОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛАХ	
Бессонов Д.А.	202
ГАЗОФАЗНОЕ ХИМИЧЕСКОЕ ОСАЖДЕНИЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОМАТЕРИАЛОВ	
Борисов В.О.	204
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ПРОДОЛЬНЫХ И СДВИГОВЫХ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ	•
КОЛЕБАНИЙ ТОНКИМИ ПЛЕНКАМИ ЖЕЛЕЗО-ИТТРИЕВОГО ГРАНАТА	•••••
Господчикова И.Е.	205
ПРЫЖКОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ В МОНОКРИСТАЛЛАХ Cu <sub>2</sub> ZnGeSe <sub>4</sub>	
Гук М.С.	206
ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОМ ЭПР ЛЕГИРОВАННОГО ДИОКСИДА ТИТАНА	
Дейген Д.М.	207
МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭФФЕКТА ХОЛЛА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ИЗОТРОПНЫХ	
ПЛАСТИНАХ И ПЛЕНКАХ С ПОДВИЖНЫМИ ТОЧЕЧНЫМИ ЗОНДАМИ	
Заворотний А.А.	209

РАЗНОВИДНОСТИ ТРЕХБАРЬЕРНЫХ ФОТОДИОДНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСЛО	OEB
Аl <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As, In <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As, (Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> ) <sub>1-y</sub> In <sub>y</sub> As И ИХ ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ	
Зоирова Л.Х., Байчаев Ф.Х.*	. 210
ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ФОТОПРОВОДИМОСТИ	
НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ОКСИДА ИНДИЯ	
Ильин А.С., Форш Е.А., Ситников И.А	. 212
ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИ СОГЛАСОВАННАЯ МОДЕЛЬ ФАЗОВОГО ПОЛЯ ДЛЯ	
ЗАТВЕРДЕВАНИЯ РАСТВОРА Si-As	
Княжева И.С., Лебедев В.Г.	. 214
ДВУХЭЛЕКТРОННЫЕ ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ	
ЖИДКОСТИ В ТУННЕЛЬНО-ПРОЗРАЧНЫХ СЛОЯХ SiGe ГЕТЕРОСТРУКТУР Si/SiGe/Si	
Козырев Д.С	. 215
СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ЛЕГИРОВАННОМ АЗОТОМ	
НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ ДИОКСИДЕ ТИТАНА	
	. 217
КИНЕТИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ АНОДНОГО ОКИСЛЕНИЯ n-GaAs	• • •
Махмуд-Ахунов М.Ю., Явтушенко И.О.	. 219
ЭПР-СПЕКТРОСКОПИЯ ЛЕГИРОВАННОГО АЗОТОМ ДИОКСИДА ТИТАНА	
	. 220
ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ОРГАНИЧЕСКОМ ДИОДЕ ПРИ УСЛОВИЯХ ДИСПЕРСИОННО	10
Marchan E.D. Coffee D.T.	
	. 221
ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В ТОПКИХ ПЛЕНКАХ ТИТАНАТА СВИНЦА И НИВКОНАТА ТИТАНАТА СВИННА ВО ВНЕННИХ ПОЛЯХ ЗНАНИТЕЛЬНО ПРЕВ. ШАТОНИ	uv
	ΥIЛ
	. 223
ФОТОЛЮМИПЕСЦЕНЦИИ НАПОМОДНФИЦИ ОВАННОГО АМОГФИОГО КГЕМНИИ	224
LANDALI OLIANTIZATION OF TWO-DIMENSIONAL HEAVY HOLES AND ITS INFLUENCE ON	, 227
THE EMISSION LINES OF THE ACCEPTOR-BOUND EXCITONS AND TRIONS	
Podlesny I V	225
РЕВЕРСИВНАЯ НЕЛИНЕЙНОСТЬ И ЛИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ БЕССВИНЦОВЫХ	
СЕГНЕТОПЬЕЗОКЕРАМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ БИНАРНОЙ СИСТЕМЫ (Na	
xLix)NbO3, МОДИФИЦИРОВАННЫХ ОКСИДАМИ 3D-МЕТАЛЛОВ	
Садыков Х.А., Абубакаров А.Г., Алиев И.М., Алихаджиев С.Х.	. 226
ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВЫХ ЯВЛЕНИЙ В ГРАФЕНЕ МЕТОДОМ МОНТЕ КАРЛО В ТЕРМИНА	AX
ЧИСЕЛ ЗАПОЛНЕНИЯ	
Синельникова А.Б.	. 227
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ ОБМЕННОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ ТРИПЛЕТНОГО УРОВНЯ	
АКЦЕПТОРА ЭНЕРГИИ	
Сураева Е.Ю.	. 228
МЕТОДИКА СОЗДАНИЯ И СРАВНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РАЗЛИЧНЫХ	
СТРУКТУР ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ	
<u>Ципенюк В.Н.,</u> Леньшин А.С., Середин П.В., Агапов Б.Л., Кашкаров В.М	. 229
РЕЗОНАНСНЫЕ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАГНИТОСТРИКЦИОННЫХ	
ПЬЕЗОТРАНСФОРМАТОРОВ И УСИЛИТЕЛИ НАПРЯЖЕНИЯ НА ИХ ОСНОВЕ	
Шостак Е.В.	. 230
СИНТЕЗ И ПРИМЕНЕНИЕ МАССИВОВ ВЕРТИКАЛЬНО ОРИЕНТИРОВАННЫХ УГЛЕРОДНЫ	Х
НАНОТРУБОК	
Щеголев А.Е.', Черных II.Н. <sup>2</sup>	. 231

### XX Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам Международный молодежный научный форум «ЛОМОНОСОВ-2013» Секция «Физика»

Сборник тезисов Том 2

Подписано в печать Объем 15.25 п.л. Тираж экз. Заказ №\_\_\_\_\_

Физический факультет МГУ 119191 ГСП-1, Москва, Ленинские горы, МГУ им. М.В. Ломоносова Отпечатано в отделе оперативной печати физического факультета