

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
ПЕТЕРБУРГСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
им. Б.П.КОНСТАНТИНОВА

**XLIV Школа ПИЯФ РАН, ГАТЧИНА  
по Физике  
Конденсированного Состояния**

ФКС – 2010



**Программа,  
тезисы  
и список участников**

Гатчина - 2010

УДК 529.171.018

В данном выпуске представлены программа, аннотации докладов и состав участников XLIV Школы по Физике конденсированного состояния (ФКС-2010) ПИЯФ РАН, ГАТЧИНА, п. Рощино, г. С.-Петербург.

Program, the abstracts of reports and membership of the XLIV Condensed State Physics School (CSP - 2010) of PNPI are presented.  
(Roschino, St. Petersburg).

*Проведению школы оказали поддержку:*

**Петербургский институт ядерной физики РАН;  
Агентство по науке и инновациям;  
Российский фонд фундаментальных исследований;  
Научная программа СПбНЦ РАН на 2010 год;  
Фонд некоммерческих программ «Династия»;  
Министерство образования и науки РФ.**

Сборник подготовили А.И.Окороков и Ю.О.Четвериков

**Примечание:** Программа составлена по информации на 03.03.10, и в ней возможны изменения по факту присутствия лекторов на Школе.

Тезисы напечатаны без какой-либо редакции издательством. Орфография авторов сохранена.

© ПИЯФ РАН, ГАТЧИНА, 2010

## Оглавление

<u>ОГЛАВЛЕНИЕ.....</u>	<u>3</u>
<u>ПРОГРАММА.....</u>	<u>4</u>
<u>ЛЕКЦИИ.....</u>	<u>8</u>
<u>СЕМИНАР.....</u>	<u>24</u>
<u>СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ.....</u>	<u>34</u>
<u>СПИСОК УЧАСТНИКОВ.....</u>	<u>104</u>

## ПРОГРАММА

---

### -----Понедельник-----

- 12.00-13.30 Заезд, регистрация  
13.30-15.00 Обед  
15.00-16.00 **Памяти Владимира Петровича Плахтия**  
(Драбкин Г.М., Голосовский И.В., Гукасов А. Г. Кулда И., Малеев С.В., Черненко Ю.П.)  
16.00-16.15 Кофе  
16.15-17.15 **Физика на Большом адронном коллайдере**  
(Ким В. Т., ПИЯФ)  
17.15-18.15 **Сверхбыстрая магнитная динамика**  
(Писарев Р. В., ФТИ СПб)  
18.15-20.00 Ужин  
20.00-22.00 Фуршет

### -----Вторник-----

- 08.30-09.00 Завтрак  
09.00-11.00 **Прогресс в исследовании мультиферроиков**  
Пятаков А.П. (МГУ, Москва)  
11.00-11.15 Кофе  
11.15-12.15 **From diagonal to full 3D neutron polarization analysis**  
Кулда И. (ILL, Франция)  
12.15-13.15 **Mapping excitations in single crystals (FlatCone)**  
Кулда И. (ILL, Франция)  
13.15-15.00 Обед  
15.00-16.00 **Исследования в физике конденсированного состояния с помощью “горячих” нейтронов**  
Иванов А. (ILL, Франция)  
16.00-17.00 **Magnetization Density studies by polarized neutrons**  
Гукасов А.Г. (LLB, Франция)  
17.00-17.15 Кофе  
17.15-17.45 **Advanced Neutron Imaging**  
Strobl M. (HMI, Германия)  
17.45-19.00 **Стеновая сессия 1 (Магнетизм и спинтроника, доклады M01 – M33)**  
18.45-20.00 Ужин
-

---

Среда

---

08.30-09.00 Завтрак

09.00-11.00 **Квазикристаллы и их аппроксиманты**  
*Дмитриенко В.Е. (ИК РАН, Москва)*

11.00-11.15 Кофе

11.15-12.15 **Фазовые переходы индуцированные светом**  
*Чернышов Д.Ю. (ESRF, Франция)*

12.15-13.15 **Неупругие и упругие вклады в диффузное рассеяние**  
*Босак А.А. (ESRF, Франция)*

13.15-14.30 Обед

14.30-16.30 **Использование атомно-силовой микроскопии  
в биологических исследованиях**  
*Анкудинов А. В. (СПб ФТИ)*

16.30-16.45 Кофе

16.45-17.45 **Спираль в магнитном поле Часть 1**  
*Малеев С.В. (ПИЯФ, Гатчина)*

17.45-19.30 **Стендовая сессия 2 (Методы рассеяния, новые материалы, наночастицы,  
доклады X01 – X35)**

19.30-20.00 Ужин

---

Четверг

---

08.30-09.00 Завтрак

09.00-11.00 **Современное состояние физики высоких давлений**  
*СТИШОВ С. М. (ИФВД, Троицк)*

11.00-11.15 Кофе

11.15-13.15 **Электронный спиновый резонанс в антиферромагнетиках**  
*Смирнов А.И. (ИФП, Москва)*

13.15-14.30 Обед

14.30-15.30 **Спираль в магнитном поле Часть 2**  
*Малеев С.В. (ПИЯФ, Гатчина)*

15.30-17.30 **Структура сети и динамика на ней**  
*Савицкая Н.Е. (ПИЯФ, Гатчина)*

17.30-17.45 Кофе

17.45-19.30 **Семинары 1**

19.30-20.00 Ужин

20.00-23.00 Фуршет

---

-----Пятница-----

09.00-09.30 Завтрак

09.30-11.30 *Трехмерные фотонные и фононные кристаллы на основе синтетического опала для управления световыми потоками*  
Голубев В.Г. (СПб ФТИ)

11.30-11.45 Кофе

11.45-12.45 *Актиниды в фокусе физики сильнокоррелированных электронных систем*  
Клементьев Е. С. (ИЯИ, Троицк)

12.45-13.15 *Effects of alloying the magnetic shape memory material Ni-Mn-Ga with Cobalt*  
Rofls K. (HMI, Германия)

13.15-14.30 Обед

14.30-16.00 **Семинары 2**

16.00-16.15 Кофе

16.15-18.15 *X-ray Magnetic Circular Dichroism: Historical perspectives and recent advances*  
Рогалев А. (ESRF, Франция)

18.15-19.15 **Заключительная сессия**

19.30-20.00 Ужин

-----Суббота-----

09.00-10.00 Завтрак

10.00-12.00 Отъезд

## Семинарские доклады

**Новый метод диагностики локальной атомной структуры слоев и интерфейсов в металлических наногетероструктурах по данным EXAFS-спектроскопии с угловым разрешением**

*Бабанов Ю. А. (ИФМ, Екатеринбург)*

**“Перспективы нейтронных исследований композита наноалмаз-пироуглерод”**

*Белобров П. И. (Сиб.ФУ, Красноярск)*

**Использование феррожидкостей для производства наноструктурированных магнитных тонких пленок**

*Воробьев А. А. (ESRF, Франция)*

**Мёссбауэровская спектроскопия соединений железа в природных наносистемах (на примерах почвенно-минеральных систем Земли и некоторых грунтах Марса)**

*Залуцкий А. А. (Яр.ГТУ, Ярославль)*

**Особенности фазовых переходов ОЦК-ГПУ И ОЦК-ГЦК.**

*Кассан-Оглы Ф.А. (ИФМ, Екатеринбург)*

**Фрустрации в низкоразмерных магнитных системах**

*Кассан-Оглы Ф.А. (ИФМ, Екатеринбург)*

**Ферромагнитные металлические нанокластеры в допированных манганитах: причины возникновения и роль в транспортных и магнитных свойствах**

*Лазута А. (ПИЯФ, Гатчина)*

**Спинволновая спектроскопия магнитных наноструктур**

*Луцев Л. В. (ФТИ, СПб)*

## ЛЕКЦИИ

---

### **Памяти Владимира Петровича Плахтия**

*Драбкин Г.М., Гукасов А.Г., Кулда И., Малеев С.В., Черненко Ю. П.*

*Петербургский институт ядерной физики РАН*

### **Физика на Большом адронном коллайдере**

*Ким В.Т..*

*Петербургский институт ядерной физики РАН*

В лекции кратко обсуждаются основные физические проблемы связанные с экспериментами на Большом адронном коллайдере. Рассматриваются возможности проверки Стандартной Модели элементарных частиц, поисков бозона Хиггса и проявлений новой физики на при высоких энергиях.

# Сверхбыстрая магнитная динамика

Р. В. Писарев

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, С. Петербург

В последнее десятилетие одним из наиболее интересных направлений в физике магнетизма явилось изучения динамики намагниченности на шкале времен  $10^{-12}$  с (1 пс) –  $10^{-15}$  с (1 фс), что на много порядков может превосходить частоты антиферромагнитного и ферромагнитного резонансов в магнитных материалах. Исследования в этом направлении представляют интерес как с фундаментальной точки зрения для выявления микроскопических механизмов взаимодействия интенсивных коротких лазерных импульсов с магнитными средами, так и с точки зрения их потенциальных применений в системах сверхбыстрой обработки информации. Обычно такие исследования ведутся с использованием импульсных лазеров в так называемых экспериментах оптической накачки и зондирования, в которых изменения намагниченности регистрируются с использованием магнитооптических эффектов Фарадея или Керра. Следует отметить, что исследования столь быстрых магнитных явлений с использованием нейтронов или синхротронного излучения в настоящее время не представляются возможными.

Развитие исследований в этом направлении было инициировано работой по сверхбыстрому размагничиванию ферромагнитного никеля [1], в которой было установлено, что размагничивание до величины  $0.5M_{\text{sat}}$  может иметь место на шкале времен в 1 пс с последующим медленным восстановлением намагниченности к равновесному значению  $M_{\text{sat}}$ . В последующих многочисленных работах было установлено, что в ферромагнитных металлах, обладающих сильным поглощением в оптическом диапазоне частот, основную роль играют процессы сверхбыстрого *термического* нагрева лазерным излучением электронной подсистемы с дальнейшим перераспределением энергии между электронной, спиновой и фононной подсистемами.

Совсем другие микроскопические механизмы взаимодействия интенсивных лазерных импульсов были зарегистрированы при изучении магнитных диэлектриков, в которых поглощение на несколько порядков меньше, чем в металлах. Так, в ортоферрите диспрозия  $\text{DyFeO}_3$  мы показали, что лазерные импульсы с круговой поляризацией могут быть использованы для *нетермического* возбуждения и когерентного контроля магнитной системы благодаря так называемому обратному эффекту Фарадея [2]. В ортоферрите  $\text{HoFeO}_3$  мы показали, что в антиферромагнетиках возможен принципиально новый механизм переключения спинов короткими лазерными импульсами благодаря обменному взаимодействию, приводящему к инерционному движению спинов уже после прекращения действия импульса [3]. Детальное экспериментальное и теоретическое исследование прозрачного слабого ферромагнетика  $\text{FeVO}_3$  позволило доказать, что эффективное сверхбыстрое взаимодействие коротких лазерных импульсов с магнитными средами возможно благодаря импульсному стимулированному рамановскому рассеянию на магнонах [4].

1. E. Beaurepire, J.-C. Merle, A. Daunois, and J.-Y. Bigot, Phys. Rev. Lett. **76**, 4250 (1996).
2. A. V. Kimel, A. Kirilyuk, P. A. Usachev, R. V. Pisarev, A. M. Balbashov, and T. Rasing, Nature **435**, 655 (2005).
3. A. V. Kimel, B. A. Ivanov, R. V. Pisarev, P. A. Usachev, A. Kirilyuk, and T. Rasing, Nature Physics **5**, 727 (2009).
4. A. M. Kalashnikova, A. V. Kimel, R. V. Pisarev, V. N. Gridnev, A. Kirilyuk, and T. Rasing, Phys. Rev. Lett. **99**, 167205 (2007).

## Прогресс в исследовании мультиферроиков

А.П. Пятаков<sup>1,2</sup>, А.К. Звездин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт Общей Физики РАН им. А.М. Прохорова  
<sup>2</sup> Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

Последнее десятилетие характеризуется всплеском интереса к средам со взаимосвязанными магнитными и электрическими свойствами, позволяя говорить о своего рода *магнитоэлектрическом ренессансе* (см. обзоры [1-9] а также специальные выпуски журналов, посвященные этой теме [10]). Интерес к данной области выражается, с одной стороны, в повышенном внимании к фундаментальным аспектам магнитоэлектрических явлений в мультиферроиках – веществах, в которых магнитное и электрическое упорядочения сосуществуют, с другой – в ожиданиях конкретных практических приложений магнитоэлектриков в спиновой электронике, магнитной памяти и сенсорной технике.

За последние годы достигнут значительный прогресс в понимании фундаментальных механизмов взаимодействия магнитной и электрических подсистем в твердом теле, возросло и разнообразие типов рассматриваемых магнитоэлектрических взаимодействий. Если в классическом обзоре, отражающим уровень знания о мультиферроиках на начало 80-х годов [11] предполагалось, что поляризация  $\mathbf{P}$  и намагниченности подрешеток  $\mathbf{M}_s$  ( $s$  - номер магнитной подрешетки), как правило, связаны взаимодействием вида  $F^{ME} = -\frac{1}{2} \sum_{ss'} \gamma_{ss'}^{ijkl} P^i P^j M_s^k M_{s'}^l$ , не требующим каких-то дополнительных условий кроме самого существования магнитного и электрического упорядочения, то в последнее время на первый план вышли взаимодействия линейные по параметрам порядка. Таковой является взаимосвязь поляризации и намагниченности в ферротороиках вида  $F^{ME} \sim ((\mathbf{P} \times \mathbf{M}) \cdot \mathbf{T})$ , где  $\mathbf{T}$  – вектор тороидного момента [2,8], позволяющая осуществлять электроиндуцированное переключение намагниченности или магнитоиндуцированное переключение электрической поляризации. Другим распространенным механизмом магнитоэлектрических взаимодействий является взаимосвязь электрической поляризации с модуляцией магнитного параметра порядка вида  $F^{ME} \sim P_i M_j \nabla_k M_n$  [2,6]. Каково бы ни было происхождение пространственной модуляции: в результате ли конкурирующих обменных взаимодействий, как во фрустрированных мультиферроиках [6], магнитоэлектрической ли природы как в феррите висмута [2] или как результат установления равновесной микромагнитной конфигурации [12], во всех случаях имеет место отличие от нуля пространственных производных магнитного параметра порядка  $\nabla_i M_j$ , что создает предпосылки для проявления неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия. Последнее открывает неожиданные возможности управления микромагнитной структурой вещества с помощью электрического поля [12].

1. N.A. Hill, J. Phys. Chem. B **104**, 6694 (2000).
2. А.К. Звездин, А.П. Пятаков, УФН **174**, 465 (2004).
3. M. Fiebig, J. Phys. D: Appl. Phys. **38**, R123 (2005).
4. Е.А. Туров, В.В. Николаев, **175**, 457 (2005).
5. W. Eerenstein, N. D. Mathur, J. F. Scott, Nature, **442**, 759 (2006).
6. Sang-Wook Cheong, Maxim Mostovoy, Nature Materials, **6**, 13 (2007).
7. D. Khomskii, Physics **2**, 20 (2009).
8. А.А. Горбачевич, О.Е. Омеляновский, В.И. Цебро, УФН, **179**, 887 (2009).
9. K. F. Wang, J.-M. Liu, and Z. F. Ren, Adv. Phys. **58**, 321 (2009).
10. Special issues on multiferroics: Phase Transitions, **79**, n12 (2006); J. Phys. Cond. Matter **20**, n43, (2008); Eur. Phys. J. B, **71**, n3 (2009); УФН, **179**, n8, 887-909 (2009).
11. G. A. Smolenskii and I. Chupis, Sov. Phys. Usp. **25**, 475 (1982).
12. A.S. Logginov, G.A. Meshkov, A.V. Nikolaev et al, Applied Physics Letters, **93**, 182510 (2008).

# From diagonal to full 3D neutron polarization analysis

*Jiri Kulda*

*Institut Laue-Langevin, BP 156X, 38042 Grenoble Cedex 9, France*

Neutron polarization analysis is an ultimate tool to obtain detailed insight into the peculiarities of complicated magnetic structures and of their excitation modes. The fundamental equations describing neutron beam polarization effects upon scattering by magnetic crystals date back to the classical works by Izjumov and Maleyev<sup>1</sup> and Blume<sup>2</sup>, published already in the 1960's. In general, the polarization of a neutron beam scattered by a magnetic sample can be described by a tensor equation  $\dot{P}_f = \dot{P}' + \mathbf{P} \dot{P}_i$ , in which the first term on the right-hand side represents polarization created in the scattering process and the second term describes the rotation of the incident polarization. Obviously, if working with guiding or even saturating magnetic field, only the corresponding projection component of the polarization vectors is relevant.

Since the early period polarized neutron diffraction has been widely employed to investigate magnetization densities in ferro- and ferrimagnetic structures under applied field and the diagonal polarization analysis was used to obtain projections of local magnetization onto cartesian axes in para- and antiferromagnets<sup>3</sup>. Separation of the magnetic and nuclear inelastic response components constitutes another important part in this field.

The complete accessible information on the local magnetic moment arrangements in complex noncolinear antiferromagnetic structures, contained in the polarization tensor  $\mathbf{P}$ , can only be obtained by full spherical polarimetry, carried out in absence of an applied magnetic field. The technical realization of spherical polarization analysis became only available in the 1990's, with the first devices using superconducting Meissner shields and precession coils (CRYOPAD<sup>4</sup>) and later on also using the classical technology (Mupad<sup>5</sup>).

In this lecture we will briefly revisit the fundamentals of the polarization formalism, give practical information on the construction and on the use of the polarization analysis devices and accompany them by a few examples from the domains of both elastic and inelastic neutron scattering.

1. Y. Izjumov, S. Maleyev, Sov. Phys. JETP 14 (1962) 1668
2. M. Blume, Phys. Rev. 130 (1963) 1670, Phys. Rev. 133 (1964) A1366
3. R.M. Moon, T. Riste, W.C. Koehler, Phys. Rev. 181 (1969) 920
4. F. Tasset, Physica B 267-268 (1999) 69
5. M. Janoschek et al., Physica B 397 (2007) 125

# Mapping elastic and inelastic diffuse scattering in single crystals

*Jiri Kulda*

*Institut Laue-Langevin, BP 156X, 38042 Grenoble Cedex 9, France*

Many contemporary neutron scattering experiments aim to obtain new information on continuum modes in low-dimensional quantum spin systems and fluctuations related to magnetic ordering processes, both on short and long ranges. Similarly, structural and lattice dynamical studies often address crystal lattices with diverse types of chemical short-range order as is the case e.g. in relaxor ferroelectrics. A common feature to all these situations is a diffuse response signal, both elastic and inelastic, filling a significant volume of the  $\mathbf{Q}$ ,  $E$  space. In order to obtain information on its topology, often in function of external parameters such as temperature or magnetic field, it is advantageous to use instruments collecting data simultaneously over large solid angles and/or energy intervals.

Multiplexed three-axis spectrometers (TAS), boosting their performance by an array of analyzer/detector channels, provide an interesting alternative to the direct geometry time-of-flight (TOF) instruments. While more modest in their solid angle coverage, they offer the decisive advantages of high incident flux (1000x) and flexibility in concentrating on the  $\mathbf{Q}$ ,  $E$  range of interest. Moreover, the flat-cone geometry [1] can be employed to provide direct access to nonequatorial momentum transfers, permitting to carry out systematic surveys over three-dimensional intervals in the reciprocal space.

In this lecture, after a brief introduction to diffuse scattering, we will mainly concentrate on the experimental possibilities offered by the ILL *FlatCone* [2] multianalyzer and illustrate them by examples related both to lattice disorder effects in relaxor ferroelectrics and to quantum magnetism.

[1] R. Born, D. Hohlwein, Z. Phys. B74 (1989) 547

[2] M. Kempa, B. Janousova, J. Saroun et al., Physica B 385-386 (2006) 1080

## **Studies of condensed matter with hot neutrons**

*Alexandre Ivanov*

*Institut Max von Laue – Paul Langevin, Grenoble, France*

Studies of high-energy atomic, molecular and magnetic dynamics in condensed matter are being performed at ILL on the hot-neutron spectrometer IN1. This instrument comprises two different secondary spectrometer options which can be alternatively connected to the unique single crystal monochromator supplying monochromatic neutron beams in the broad energy range (*cca* 10 - 1000 meV). The classical-scheme three-axis spectrometer IN1-TAS is used for measurements of dispersion curves of elementary excitations in single crystals and liquid or amorphous samples whereas the Beryllium filter-analyser spectrometer IN1-BeF is convenient for studies of phonon density of states on polycrystalline samples. Examples are given of the experiments performed on both spectrometers which include magnetic moment dynamics in magnets, atomic dynamics in liquids with the high-resolution Brillouin scattering setup, proton dynamics in complex molecular compounds. Due to clear trend to using smaller samples and higher energy resolution, the renovation programme has been initiated on both spectrometers. The new double focusing monochromator will be installed in a few months. The three-axis secondary spectrometer is now equipped with a new double-focussing copper crystal analyser. The Beryllium filter-analyser will be replaced by the Large Graphite Analyser (IN1-Lagrange) with higher count rate in detector, better energy resolution and lower instrumental background. Flexibility in the choice of the beam collimation and the monochromator reflecting plane permits a wide range for the optimisation on resolution/intensity.

# **Magnetization density studies by polarized neutrons**

*Arsen Gukasov*

*Laboratoire Léon Brillouin (CEA-CNRS), Centre d'Etudes de Saclay, 91191, Gif sur Yvette, France*

Polarized neutron diffraction (PND) is an extremely powerful tool to provide information about the spin density distribution in magnetic materials. In the PND spin density studies the moment induced on the atoms by an external magnetic field is assumed to be collinear to the field direction. This assumption has proved a very useful one, but strictly speaking there is no general requirement of the collinearity between the field and the induced magnetic moment of atoms. The most important exception from this case represents magnetically anisotropic materials, where a non-collinear magnetic density distribution takes place in the presence of magnetic field. In the lecture the basis of polarized neutron diffraction technique will be given. Some recent applications of this technique in magnetism will be also presented.

## Квазикристаллы и их аппроксиманты

*В. Е. Дмитриенко, В. А. Чижиков<sup>1</sup>*

<sup>1</sup> *Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова РАН*

Квазикристаллами, строго говоря, называются **апериодические** структуры с дальним ориентационным и позиционным порядком, апериодичность которых обусловлена их **некристаллографической** симметрией [1]. Самый популярный и самый красивый пример некристаллографической симметрии – это икосаэдрическая симметрия, имеющая оси поворотов пятого порядка, строго запрещенные в периодических структурах. Возможны также одноосные квазикристаллы с осью симметрии пятого, седьмого и более высоких порядков. Реально в сплавах металлов наблюдаются квазикристаллы с осями пятого, восьмого, десятого и двенадцатого порядков.

Дальний позиционный порядок проявляется в том, что, несмотря на отсутствие периодичности, дифракционная картина квазикристаллов состоит из бесконечно узких пиков, а ориентационный порядок означает просто, что оси симметрии одинаково ориентированы на сколь угодно больших расстояниях. Но само понятие симметрии изменяется кардинально: квазикристалл **не может** быть совмещен сам с собой никакой трансляцией и никаким поворотом. Однако сколь угодно большая часть квазикристалла может быть точно совмещена с помощью некоторой трансляции с другой такой же частью, а сколь угодно большая часть повернутого осью симметрии квазикристалла может быть точно совмещена с такой же частью исходного квазикристалла. Поэтому макроскопически квазикристалл ведет себя как твердое тело с некристаллографической точечной симметрией, а его дифракционная картина и физические свойства, такие как упругость, соответствуют этой симметрии.

Математически упомянутые выше странные свойства квазикристаллических структур довольно естественно описываются свойствами почти периодических функций, а сами структуры могут быть получены **иррациональными** сечениями или проекциями **периодических** структур **многомерного** пространства (например, в шестимерном пространстве есть **периодические** структуры с **икосаэдрической** симметрией).

Главный физический вопрос – где же располагаются атомы в квазикристаллах? И как атомы решают, где им находиться? Ведь каждый атом в квазикристалле находится в уникальном положении: изучая локальные окружения двух любых атомов квазикристалла, мы рано или поздно найдем отличия (чего нет в кристаллах).

Ключом к решению этой проблемы являются кристаллические **аппроксиманты** квазикристаллов. Эти периодические структуры (ряды структур) по мере увеличения периода становятся все больше похожими на квазикристаллы и по расположению атомов, и по физическим свойствам. Формально они могут быть получены **рациональными** приближениями к упомянутому выше иррациональному сечению, дающему квазикристалл. Так как аппроксиманты периодичны, их атомная структура, тепловые колебания и дефекты могут быть исследованы стандартными методами с помощью рассеяния и дифракции рентгеновского излучения, нейтронов и электронов.

В докладе будет особенно подробно обсуждаться один из простейших аппроксимантов икосаэдрических квазикристаллов (MnSi, FeSi, FeGe со структурой B20, восемь атомов в кубической элементарной ячейке, пространственная группа  $P2_13$ ). Возможно, что наблюдаемое в таких структурах спиральное магнитное упорядочение связано с их квазикристаллическими корнями.

Работа поддержана грантом РФФИ 10-02-00830.

1. C. Janot, Quasicrystals: A Primer. Clarendon Press, Oxford 1994.

## Использование атомно-силовой микроскопии в биологических исследованиях

*А. В. Анкудинов*

*ФТИ им. А. Ф. Иоффе*

Первые свидетельства о клеточном строении растений получил английский физик семнадцатого века Гук. Пытаясь понять, почему пробковое дерево легче воды, он с помощью усовершенствованного им оптического микроскопа (ОМ) рассматривал тонкие срезы пробки. Чуть позже, знаменитый голландец Левенгук обнаружил в капле воды двигающиеся живые клетки. Современные детальные представления о клетке в значительной степени опираются на информацию, полученную с помощью электронного микроскопа (ЭМ), позволяющего разглядывать нанометровые детали её устройства. Существенным недостатком ЭМ диагностики оказывается, однако, невозможность исследовать живую клетку.

Для неразрушающих исследований живой клетки с высоким пространственным разрешением существуют две возможности: ОМ, усовершенствованный, например, до уровня конфокального; и современная техника атомно-силовой микроскопии (АСМ). ОМ дает визуальную информацию, а АСМ является источником тактильной информации и с помощью острого зонда производит своеобразное ощупывание объекта. При исследовании твердых объектов АСМ на порядки лучше ОМ по уровню разрешения. Кроме того, с помощью АСМ можно определять высоту рельефа, локальную твердость, а также, например, распределения локальных электрических и магнитных полей. При исследовании живых клеток предпочтение, однако, до сих пор отдается ОМ. Оказывается, что, на самом деле, все еще не разработан надежный и точный АСМ подход для измерения даже такого простого параметра, как объем клетки. Не всякая живая клетка выдерживает локальное давление более 100КПа (атмосферное давление на уровне моря). Обычно размер закругления стандартного АСМ зонда  $r=10$  нм, и даже при предельно малых силах взаимодействия, такой чрезвычайно острый зонд разрушает клетку.

В лекции речь пойдет о способах решения проблемы. Несколько смягчает ситуацию, например, применение цифровой АСМ или так называемого режима импульсной силы [1]. Второй, возможно, более универсальный вариант это использование специальных зондов, когда к кончику зонда приклеена сфера, калиброванная по наноразмеру [2]. Удастся также исследовать с нанометровым пространственным разрешением рельеф живой клетки практически не прикладывая силу, с помощью так называемой сканирующей микроскопии ионной проводимости [3]. Кроме критического рассмотрения подходов к «ощупыванию» живой клетки, лекция также информирует о современных АСМ исследованиях ДНК и белков.

1. A. Gigler, M. Holzwarth and O. Marti /Local nanomechanical properties of HeLa-cell Surfaces/ Journal of Physics: Conference Series 61 (2007) 780–784

2. А.В. Анкудинов, Тезисы XVI Российский симпозиум по растровой электронной микроскопии и аналитическим методам исследования твердых тел (РЭМ-2009), г. Черноголовка, июнь 2009, стр.4.

3. <http://www.ionscope.com/applications/gallery.html>

## Спиновые спирали в магнитном поле

*Малеев С.В.*

*Петербургский институт ядерной физики РАН*

Обсуждается проблема спиновых спиралей и их поведение в магнитных полях, по разному ориентированных по отношению к плоскости вращения спинов. Рассматриваются спирали двух типов: обменные и обусловленные взаимодействием Дзялошинского-Мория (ДМ). В первом случае поле направленное перпендикулярно плоскости вращения приводит к ее намагничиванию и щели в спектре спиновых волн. Параллельное поле поворачивает плоскость вращения перпендикулярно полю.

ДМ взаимодействие превращает одноосный ферромагнетик в циклоиду, а кубический ферромагнетик в плоскую спираль с осью перпендикулярной плоскости вращения спинов. Если пренебречь анизотропией, то эта ось всегда параллельна полю, за исключением узкой области около температуры Кюри, где она ему перпендикулярна (А-фаза). Это необычное явление возникает в результате взаимодействия спиновых волн. Вход в А-фазу и выход из нее являются переходами первого рода.

# Современное состояние физики высоких давлений

С.М. Стишов

Институт физики высоких давлений РАН

Физика высоких давлений – область физики, изучающая свойства вещества при высоких давлениях. Важность этих исследований подчеркивается тем обстоятельством, что более 90% видимого вещества Вселенной, сосредоточенное в громадных самогравитирующих телах: звездах и планетах, находится при давлении, превышающим 10 кбар.

Физика высоких давлений как наука сформировалась в начале прошлого века в результате создания и развития адекватных методов исследования. Перси Вильям Бриджмен (1882-1961), гарвардский профессор и Нобелевский лауреат, сыграл главную роль в развитии экспериментальной техники высоких давлений и формировании физики высоких давлений как науки.

Экспериментальная физика высоких давлений оперирует с давлениями, варьирующими от одной до нескольких миллионов атмосфер (1 атмосфера = 0.98 бар; 1 бар = 105 Паскаль (Па)). Давления в природных телах могут быть столь высоки, что вряд ли будут воспроизведены в лаборатории в обозримое время. Тем не менее, необходимо отметить, что развитие экспериментальной техники позволяет уже сейчас моделировать условия, существующие в центре Земли.

История развития физики высоких давлений не столь богата выдающимися открытиями как это имеет место, например, в случае физики низких температур. Однако физика высоких давлений знаменита своими приложениями, которые весьма многочисленны и разнообразны. Основные направления исследований в физике высоких давлений включают:

Физику конденсированного состояния вещества

Создание новых материалов

Строение Земли и планет

Ряд конкретных примеров, характеризующих эти направления, будет приведен ниже.

В общем и целом «физика высоких давлений» может быть охарактеризована как скромная «рабочая лошадка» физики конденсированного состояния. Формула Нобелевской премии Перси В. Бриджмена (1946): *«for the invention of an apparatus to produce extremely high pressures and for the discoveries he made therewith in the field of high pressure physics»*, или в переводе: *«за изобретение аппарата для получения очень высоких давлений и за открытия, которые он сделал в области физики высоких давлений»*<sup>1</sup>, не указывает на каких-либо конкретные достижения, что, вообще говоря, подтверждает сказанное выше.

Однако та или иная область знаний заслуживает существования лишь при наличии фундаментальных открытий или достижений, составляющих своего рода каркас этой области. Такие открытия в физике высоких давлений есть и ниже кратко описываются важнейшие из них.

В 1861г. Томас Эндрюс, изучая кипение углекислоты при повышенных давлениях, обнаружил, что при давлении > 30 бар фазовый переход жидкость- газ становится непрерывным. Это открытие наряду с теорией, развитой позднее ван дер Ваальсом, положили начало развитию науки о фазовых переходах и ее многочисленных приложений.

В 1955г. Ф.П. Банди, Х.Т. Холл, Х.М. Стронг и Р.Н. Венторф из исследовательской лаборатории компании Дженерал Электрик объявили о синтезе первых искусственных алмазов. Вскоре во многих странах мира было налажено их промышленное производство.

<sup>1</sup> The Nobel prize Internet archive,

Это достижение стимулировало развитие исследований при высоких давлениях в различных областях науки.

В 1961г. С.М. Стишов и С.В. Попова в Институте физики высоких давлений АН СССР получили плотную модификацию кремнезема с кремнием в шестерной координации. Эта работа определила на долгие годы направление исследований в области физики и химии Земли и планет.

В 1977 Дэйв Мао и Питер Белл из Вашингтонской геофизической лаборатории, используя технику алмазных наковален, достигли давления в 1.7 Мбар. Это достижение обусловило бурное развитие техники алмазных наковален и ее применение в разнообразных исследованиях.

Далее в лекции рассматриваются следующие вопросы.

Техника и измерение высоких давлений.

Примеры экспериментальных исследований, в том числе:

1. Синтез «кварцевой» формы двуокиси углерода  $\text{CO}_2$ .
2. Крупные кристаллы рутиловой фазы кремнезема  $\text{SiO}_2$ .
3. Поиски металлического водорода.
4. Необычные кристаллические структуры простых веществ.
5. Кристаллическая структура льда.
6. Сверхпроводимость серы и кислорода.
7. Сверхпроводимость алмаза.

И наконец, в завершение следует заметить, что обычно в подобного рода лекциях принято говорить о перспективах соответствующей области науки. Однако в настоящее время все подобные обсуждения имеют мало смысла. Сегодня наука в России делается людьми старше 50 лет, и наша сфера деятельности не является здесь исключением. Более того в связи с сильной зависимостью от технической и инженерной поддержки наша наука оказалась особенно чувствительна к произошедшим переменам.

## Структура сложных сетей и динамика на них

*С.Л.Гинзбург, А.В.Накин, Н.Е.Савицкая*

*Петербургский институт ядерной физики РАН*

В последнее десятилетие бурное развитие получила наука о сложных сетях - пространственных системах, представляющих собой совокупность узлов, соединенных связями. Это обусловлено в первую очередь тем, что множество объектов повышенного интереса, такие, как разнообразные связи в социальной сфере, Интернет, комплекс энергоснабжения, совокупность дорожных развязок, торговые, финансовые контакты, и многое другое, можно представить именно в виде сети [1]. Так, например, в случае Интернета узлы - это отдельные компьютеры, как персональные, так и серверы, а связи - проводные и беспроводные соединения между ними.

Условно можно выделить два основных направления исследований сложных сетей. Первое из них связано с изучением их структурных свойств, второе - с исследованием динамических процессов на сетях. Очевидно, что оба эти направления тесно связаны. Если рассмотреть, например, передачу информации в качестве динамического процесса, то понятно, что его интенсивность, направленность и другие характеристики определяются структурой связи между компьютером, с которого передается информация, с компьютером, с которого она запрашивается. Несмотря на актуальность проблемы, до сих пор не проводилось комплексного изучения влияния структурных свойств сложных сетей на характер динамики на них.

Целью данной лекции является как введение основных понятий науки о сетях, так и рассмотрение зависимости свойств конкретного динамического процесса от характеристик сети, на которой он развивается.

1. S.N.Dorogovtsev, J.F.F.Mendes, Adv.Phys, 51, 1079 (2002)

## Трехмерные фотонные и фононные кристаллы на основе синтетического опала для управления световыми потоками

*В. Г. Голубев*

*ФТИ им. А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург, Россия, golubev@gvg.ioffe.ru*

Фотонные кристаллы (ФК) представляют собой структуры, в которых диэлектрическая проницаемость модулируется с периодом, сравнимым с длиной волны света. По аналогии с электронной зонной структурой в атомных кристаллических решетках эта периодичность обуславливает существование фотонной запрещенной зоны (ФЗЗ) – энергетической области, в пределах которой распространение света внутри кристалла подавлено в определенном (стоп-зона) или во всех (полная ФЗЗ) направлениях. ФЗЗ возникает в результате брэгговской дифракции электромагнитных волн на периодической структуре ФК. Собственные электромагнитные состояния в нем являются блоховскими волнами, для характеристики которых применимы такие понятия как квазиимпульс, закон дисперсии, обратное пространство, зоны Бриллюэна и т.д.

Именно наличие ФЗЗ позволяет осуществить контроль спонтанной эмиссии, приводит к эффектам локализации света и открывает путь для применений ФК в системах оптической связи и передачи информации, лазерной техники, квантовых компьютерах.

Основным современным подходом для построения трехмерных ФК является использование самоорганизующихся коллоидных систем. С этой точки зрения весьма перспективными считаются нанокompозитные материалы на основе синтетических опалов.

Синтетические опалы – пористые среды, каркас которых построен из плотно упакованных монодисперсных сферических частиц аморфного  $\text{SiO}_2$  диаметром от сотен до тысяч нм, образующих регулярную гранецентрированную кубическую решетку. При этом до 26% полного объема может приходиться на долю системы взаимосвязанных упорядоченных наноразмерных пор, образующихся между шарами. Размеры пор варьируются в пределах сотен нанометров, размеры связывающих поры каналов достигают десятков нанометров. В чистом опале существует лишь стоп-зоны. Для улучшения фотонно-кристаллической структуры опала необходим синтез композитных материалов за счет внедрения в поры опала наполнителей с высоким показателем преломления. Этот прием приводит к существенному увеличению оптического контраста (отношение средних показателей преломления наполнителя и аморфного  $\text{SiO}_2$ ) и, как следствие, усилению взаимодействия света с кристаллической решеткой в ФК.

В лекции будет представлен обзор работ, проводимых в лаборатории физики аморфных полупроводников ФТИ им. А.Ф.Иоффе, по созданию и исследованию трехмерных объемных и пленочных ФК, изготовленных на основе нанокompозитов опал-наполнитель ( $\text{GaN}$ ,  $\text{GaNP}$ , наноалмазы, оксиды железа, оксиды и силикаты  $\text{Er}$ , фосфоры,  $\text{AgI}$ ,  $\text{Si}$  и  $\text{VO}_2$ ). Особое внимание будет уделено фемтосекундному управлению световыми потоками в высококонтрастных ФК, в которых возможна реализация полной ФЗЗ. Сверхбыстрое управление световыми потоками достигается за счет изменения диэлектрической проницаемости полупроводника ( $\text{Si}$  и  $\text{VO}_2$ ) при фотовозбуждении, когда в нем происходит генерация свободных носителей. Также будет продемонстрировано, что за счет уникальной комбинации оптических и акустических свойств в опалоподобных структурах реализовано сверхбыстрое управление светом гиперзвуковыми волнами, что открывает перспективу создания нового поколения акусто-оптических устройств.

Работа выполнена при поддержке ОФН РАН, РФФИ и НОЦ ФАНИ.

# Актиниды в фокусе физики сильнокоррелированных электронных систем

Е.С. Клементьев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт Ядерных Исследований РАН, Москва

<sup>2</sup> РНЦ «Курчатовский институт», Москва

Актиниды благодаря специфическим ядерно-физическим свойствам находят применение в ядерных технологиях, но вместе с тем они являются одними из самых интригующих объектов для фундаментальной физики конденсированного состояния. Благодаря  $5f$  электронам, балансирующим между локализацией и делокализацией, актиниды демонстрируют аномальные электронные, магнитные, решеточные свойства. Наиболее загадочным элементом является плутоний, проблема основного состояния которого остается одной из центральных в современной физике твердого тела, этот элемент (имеющий шесть аллотропных модификаций) находится в фокусе как теоретических, так и экспериментальных исследований [1]. Ярким результатом последних лет было открытие в  $5f$ -интерметаллидах сверхпроводимости с необычным нефононным механизмом при температурах на порядок выше, чем в системах на основе  $4f$  элементов [2].

Обсуждаются физические свойства актинидов: термодинамические, магнитные, электронные, транспортные, динамические, фазовые переходы с коллапсом  $5f$ -электронной оболочки. Подходы, основанные на учете сильных электронных корреляций являются наиболее плодотворными в физике актинидов. Дано физическое обоснование необходимости учета корреляций в  $5f$  элементах и системах на их основе. Установлены энергетические масштабы основных взаимодействий, конкурирующих при формировании основного состояния и физических свойств нескольких актинидов. Проверено выполнение универсальных соотношений Вильсона и Кадоваки-Вудса.

Анализ свойств актинидов делается на основе новой концепции множественной промежуточной валентности [3]. Предложена эмпирическая модель, в рамках которой оказывается возможным количественно описать магнитную восприимчивость, теплоемкость и эффективный атомный объем  $\alpha$ -фазы и  $\delta$ -фазы металлического плутония. Сделана оценка изменения энтропии, связанной с  $\alpha \rightarrow \delta$  структурным фазовым переходом, величина которого оказывается очень близкой к эксперименту [4]. Согласно модели, обе фазы плутония являются системами с множественной промежуточной валентностью, основным состоянием которых является многочастичный кондовский синглет, а флуктуации происходят между тремя  $5f$ -электронными конфигурациями.

Обсуждаются как проведенные, так и перспективные эксперименты по исследованию актинидов при помощи рассеяния тепловых нейтронов.

1. A.M. Boring, J.L. Smith, Los Alamos Science v. 26, 90 (2000).
2. N.J. Curro, T. Caldwell, E.D. Bauer et al., Nature v. 434, 622 (2005).
3. Е.С. Клементьев, А.В. Мирмельштейн, ЖЭТФ т. 136(1), 148 (2009).
4. А.В. Мирмельштейн, Е.С. Клементьев, О.В. Кербель, Письма в ЖЭТФ т. 90(6), 531 (2009).

## **X-ray magnetic circular dichroism: Historical perspectives and recent advances**

*A. Rogaley, J. Goulon, F. Wilhelm*

*European Synchrotron Radiation Facility (ESRF), Grenoble, France*

This lecture starts with a brief historical overview which shows how X-ray Magnetic Circular Dichroism (XMCD) has evolved from the very early days of X-ray physics to become a powerful spectroscopic technique with the derivation of the X-ray magneto-optical sum rules. We analyze the physical content of XMCD and its sum rules. It is the unique capability of XMCD to probe with elemental selectivity the magnetic properties of an electronic state of given symmetry which makes this method an outstanding tool to study magnetism. We decided to highlight two recent advances in XMCD: the first one deals with measurements of tiny magnetic moments induced either by a magnetic field in a Pauli paramagnet (Pd metal) or by hybridization with a transition metal; the second example concerns X-ray detection of magnetic resonance in which XMCD is used to probe the resonant precession of local magnetic moments in a strong microwave pump field.

## СЕМИНАР

---

### Использование феррожидкостей для производства наноструктурированных магнитных тонких пленок

*А. Воробьев*

*ESRF, Гренобль*

Целью настоящего исследования является создание сверх-тонких магнитных гетероструктур, под которыми понимается упорядоченный в плоскости ансамбль отдельных магнитных доменов, физически разделенных немагнитной матрицей. В качестве одного из технологически не сложных методов реализации данной задачи, предлагается использовать Лангмюровскую технику [1] примененную к разбавленным магнитным коллоидам [2] с объемной концентрацией магнитной фракции порядка 0.01%. Показана принципиальная возможность контролируемого создания на поверхности жидкой субфазы тонких магнитных пленок состоящих из моно- и мультислоев однодоменных частиц магнетита, стабилизированных олеиновой кислотой или ее производными. Однодоменность частиц обеспечивается достаточной малостью их размера – порядка 10 нм. Обсуждаются способы стабилизации таких пленок с целью дальнейшего перенесения их на твердые подложки или использования без внешней поддержки. Представлены результаты изучения структуры полученных пленок посредством анализа компрессионных изотерм, элестронной микроскопии и рассеяния синхротронного излучения.

1. Irving Langmuir, *The constitution and fundamental properties of solids and liquids. II. Liquids*, J. Am. Chem. Soc., 1917, 39 (9), 1848-1906; Kaganer V.M., Möhwald H., Dutta P., *Structure and phase transitions in Langmuir monolayers*. Rev. Mod. Phys. 1999 **71**(3), 779.
2. R. E. Rosensweig, *Ferrohydrodynamics* (Cambridge University Press, Cambridge, England, 1985); E. Blums, A. Cebers, and M. M. Maiorov, *Magnetic Fluids* (de Gruyter, Berlin, 1997)

# Новый метод диагностики локальной атомной структуры слоев и интерфейсов в металлических наногетероструктурах по данным EXAFS-спектроскопии с угловым разрешением

*Ю. А. Бабанов<sup>1</sup>, Ю. А. Саламатов<sup>1</sup>, Э.Х.Мухамеджанов<sup>2</sup>, В.В.Устинов<sup>1</sup>*

<sup>1</sup> *Институт физики металлов УрО РАН, 620041 Екатеринбург*

<sup>2</sup> *Российский научный центр "Курчатовский институт", 123182 Москва*

Открытие в металлических магнитных сверхрешетках осциллирующего характера межслоевого обменного взаимодействия при изменении толщины слоев привело к появлению нового направления в физике низкоразмерного магнетизма. Сегодня исследования свойств наноразмерных гетеросистем на основе ферромагнитных металлов, разделённых тонким слоем немагнитного металла, полупроводника или диэлектрика, получили большое развитие, так как такие структуры стали широко использоваться в спинтронике.

Изучение магнитотранспортных свойств металлических наногетероструктур, обладающих гигантским магниторезистивным эффектом, проведенное в последние годы, однозначно свидетельствует о том, что их уникальные свойства во многом зависят от атомной структуры слоев и интерфейсов.

Чтобы прояснить механизм межслоевого обменного взаимодействия необходимо иметь информацию о расположении атомов как в слое, так и в межслоевой области. Однако с помощью традиционного метода рентгеновского поглощения XAFS сделать это практически невозможно, потому что получаемая информация усреднена по толщине всей пленки. Для получения детальных сведений о реальной атомной структуре слоев и интерфейсов требуется развитие новых методов исследований.

В настоящем докладе сообщается о разработке новых экспериментальных методик анализа угловой зависимости ближней и далекой структуры рентгеновских спектров поглощения (XANES и EXAFS). Получено интегральное уравнение Фредгольма 1 рода, описывающее связь между рентгеновскими спектрами исследуемого элемента в зависимости от энергии падающих фотонов, угла падения и селективным концентрационным профилем, а также XAFS спектром, зависящим от глубины исследуемого слоя.

При получении из экспериментальных данных по рентгеновскому поглощению (XAFS) информации о концентрационном профиле и локальном окружении атомов, находящихся в разных по глубине монослоях, возникают задачи, которые являются обратными и некорректно поставленными и которые требуют разработки специальных методов решения. В нашей работе использовался метод регуляризации Тихонова<sup>1</sup>. В докладе будет сообщено об исследовании математических аспектов этих задач.

Эффективность предложенного метода была тестирована в ходе численных экспериментов для модели трехслойной структуры ОЦК типа: Cr/Fe/Cr. Показана возможность определения концентрационного профиля Fe и Cr по глубине с точностью 0,1-0,2 нм, а также определение парциальных межатомных расстояний (например, Fe-Fe и Fe-Cr) в чистом слое и в интерфейсе с точностью 0,001 нм.

На образцах-трехслойках проведены эксперименты по угловой зависимости рентгеновской флуоресценции и рентгеновской рефлектометрии на краях поглощения элементов Fe и Cr. Измерения выполнены на станции «Прецизионная рентгеновская оптика» Курчатовского источника синхротронного излучения.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 08-02-99083 р\_офи) и Программы Президиума РАН № 27.

1. A.N Tikhonov, V.Ya. Arsenin, Solution of Ill-Posed Problems, John Willey and Sons, Ink., New York, 1981..

## Перспективы нейтронных исследований композита наноалмаз-пироуглерод

*П.И. Белобров<sup>1</sup>, С.К. Гордеев<sup>2</sup>, Р.Ф. Коноплева<sup>3</sup>, И.В. Назаркин<sup>3</sup>, В.А. Чеканов<sup>3</sup>*

<sup>1</sup> Сибирский федеральный университет и КНЦ СО РАН, 660036 Красноярск

<sup>2</sup> ФГУП ЦНИИМ, 191014 Санкт-Петербург

<sup>3</sup> Петербургский институт ядерной физики РАН

Мы изучили композит наноалмаз-пироуглерод (NDC) различными методами и показали, что он является магнитным полупроводником с необычными свойствами [1]. В докладе рассмотрены свойства NDC и перспективы нейтронных исследований магнитной структуры алмазных частиц в композите.

Термодинамически устойчивая фаза алмаза (наноалмаз) имеет размер частиц  $\sim 5$  нм и обладает уникальным сочетанием свойств, установленных методами ЭПР, PEELS и Оже-спектроскопии. Природа эффекта Зеемана, Оже-процесса и заселенности уровней Ландау коллективных состояний Тамма при захвате кванта магнитного потока частицей алмаза размером  $\sim 5$  нм лежат в основе нашей модели композита. Уникальные магнитные свойства композита определяются высокой парамагнитной восприимчивостью, которая является собственным свойством наноалмаза.

Состав композита характеризуется отношением массы пироуглерода к массе алмазной фазы ( $\gamma$ ). При изменении  $\gamma$  от 0 до 80 % существенно изменяется ширина запрещенной зоны композита, который из диэлектрика становится объемным полупроводником с высокой проводимостью. Электроны в каждой частице слабо локализованы, т. к. длина волны де Бройля соизмерима с размерами частиц алмаза. Энергия активации объемной прыжковой проводимости композита, определенная из зависимости  $\rho(T)$ , составляет от 0,03 до 0,3 эВ, что подтверждается данными ИК-спектроскопии.

Исследована модификация электрофизических свойств NDC, облученных быстрыми нейтронами реактора ВВР-М. Измерены температурные зависимости электросопротивления  $\rho(T)$  исходных и облученных флюенсами быстрых нейтронов  $\Phi$  ( $\text{см}^{-2}$ ):  $5 \cdot 10^{16}$ ,  $1 \cdot 10^{17}$ ,  $5 \cdot 10^{17}$ ,  $5 \cdot 10^{18}$  образцов NDC с объемным содержанием пироуглерода 5% (NDC-10). Показано, что температурная зависимость  $\rho(T)$  в необлученных образцах имеет степенной характер с показателем степени  $n_0 \approx 3,2$ . Нейтронное облучение приводит к увеличению  $n_0$  пропорционально дозе облучения [2, стр. 88].

Методом ультразвуковой резонансной спектроскопии выполнены исследования упругих параметров решетки и неупругих релаксационных характеристик наноалмазов с пироуглеродом с различной зольностью в зависимости от состава материала. Показано, что обнаруженные пики внутреннего трения могут быть обусловлены процессами неупругой релаксации на границе раздела «наноалмаз-пироуглерод». [3, стр. 31].

В заключение обсуждается возможность определения магнитной структуры NDC нейтронными методами при низких температурах для выяснения природы коллективных парамагнитных состояний Тамма и диамагнетизма Ландау алмазных частиц  $\sim 5$  нм.

1. I.A. Denisov, P.I. Belobrov, S.S. Tsegelnik, K.A. Shaikhutdinov, D.A. Znak, D.A. Balaev, O.A. Bayukov, S.B. Korchagina, E.A. Petrakovskaya, D.A. Velikanov, N.V. Volkov, S.K. Gordeev. Magnetization of diamond-graphene flakes composites // Abstract to Trends in NanoTechnology (TNT2009), Sept. 2009 Barcelona-Spain.

2. А.И. Огороков. 50 лет исследованиям физики конденсированного состояния на ВВР-М // глава 9 в книге «Сборник 50 лет ВВР-М», 2009, стр.55-98.

3. Отчет по программе фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН «Нейтронные исследования структуры вещества и фундаментальных свойств материи». Москва, 2007 год

## Мёссбауэровская спектроскопия соединений железа в природных наносистемах (на примерах почвенно-минеральных систем Земли и некоторых грунтах Марса)

*А. А. Залуцкий<sup>1</sup>, Н. А. Седьмов<sup>1</sup>, Р. Н. Кузьмин<sup>2</sup>*

<sup>1</sup> Ярославский государственный технический университет, Ярославль, Россия

<sup>2</sup> МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В 21 веке количество работ по наноразмерной тематике лавинообразно возросло. Так количество ссылок в различных поисковых системах на запрос «нанотехнология» исчисляется от сотни тысяч до десятка миллионов. Однако, на запрос «наноминералы» в Интернете найдётся лишь несколько сотен, а часто – и того меньше. Указанный «перекос» вполне закономерен: лишь в последние годы стало понятно, что необычные свойства наночастиц свойственны не только искусственно синтезированным материалам, но и природным почвенно-минеральным объектам. При этом, как оказалось, наибольшую информативную ценность представляют микронные и наноразмерные выделения фаз-аналогов в изучаемых системах. Ранее этот круг объектов пристально не изучался в виду недостаточной локальности исследовательской аппаратуры у почвоведов и минерологов, а также отсутствием изменения в методологии научных исследований (интенсивный переход от узкоспециальных к междисциплинарным областям).

В настоящее время одним из наиболее эффективных методов исследования природных систем и удобным инструментом для получения одновременной информации об особенностях макро- и микроскопического состояния вещества является мёссбауэровская спектроскопия (МС).

За 50 лет, прошедших после открытия эффекта МС от пробных экспериментов над различными почвенно-минеральными объектами пришла к систематическому изучению фундаментальных процессов, протекающих в зоне гипергенеза [1]. Исследование с помощью МС грунтов и пород Марса только начинается [2], тогда как для других объектов Солнечной системы (например, Луна, метеориты) наблюдается значительный прогресс, и имеется обширная информация [3, 4]. Исключительная распространённость железа в природе позволяет проводить сравнительные измерения железосодержащих минералов независимо от места или характера происхождения образца в Солнечной системе.

В результате анализа спектров всех проб земного и неземного вещества были выявлены следующие железосодержащие фазы: парамагнитные (оливин, пироксен, амфибол) и магнитоупорядоченные (магнетит, гётит, гематит, акаганеит). Для более корректной интерпретации мёссбауэровских спектров из части образцов была выделена магнитная фракция, дополнительно проводился изохронный термический отжиг и модельные эксперименты (например, контролируемое увлажнение парами воды для системы  $FeCl_3-FeCl_3 \cdot nH_2O$ ). При этом учитывалась возможность получения дополнительной информации с помощью рентгенофазового анализа, магнитных измерений (метод Фарадея), нейтронных методов и т.п.

Полученные результаты позволяют сделать вывод о единстве состава земных и космических тел, и частично снять некоторые дискуссионные гипотезы. Например, существование воды в прошлом на поверхности Марса и происхождения повышенного содержания магнетита в органогенных горизонтах почв Земли.

1. Бабанин В.Ф., Трухин В.И., и др. Магнетизм почв. 1995 Москва, Ярославль. 223.

2. Morris R., Klingelhofer, Bernhardt, et al. Science. (2004) **305**, Issue 5685, 833.

3. Мальшева Т.В. Эффект Мёссбауэра в геохимии и космохимии. 1975 «Наука». 168.

4. Русаков В.С. Мёссбауэровская спектроскопия локально неоднородных систем. 2000 Алматы. 431.

## Особенности переходов ОЦК-ГПУ и ОЦК-ГЦК

Ф.А. Кассан-Оглы<sup>1</sup>, В.Е. Архипов<sup>1</sup>, А.Е. Шестаков<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, ул. Ковалевской, 18,

<sup>2</sup>Российский федеральный ядерный центр – ВНИИТФ имени академика Е.И. Забабахина, Снежинск

На основе псевдоспинового гамильтониана Изинга, описывающего кооперативные колебания плоскостей атомов в двумном потенциале, построена теория структурных переходов ОЦК—ГПУ и ОЦК-ГЦК. При всех температурах рассчитана картина диффузного рассеяния, а также совместная перестройка исходных Брэгговских рефлексов и диффузного рассеяния в Брэгговские рефлексы при переходах в низкотемпературные фазы. Показано, что переходы ОЦК—ГПУ и ОЦК-ГЦК происходят не в одной точке, а в температурном интервале. В случае ОЦК—ГПУ превращения сначала при понижении температуры ОЦК структура в некоторой точке скачком превращается в орторомбическую структуру, близкую к ГПУ структуре, а затем при дальнейшем понижении температуры эта структура плавно изменяется, превращаясь в строго плотноупакованную гексагональную структуру при  $T \rightarrow 0$ . В случае ОЦК—ГЦК происходит аналогичное превращение в строго плотноупакованную гранецентрированную кубическую структуру при  $T \rightarrow 0$ , но через моноклинную структуру.

На основе анализа ряда экспериментов по диффузному рассеянию рентгеновских лучей в моно-Лауэ эксперименте и дифракции электронов в кристаллах различных классов, развивая концепцию Комеса-Ламбер-Гинье [1] о существовании кооперативных тепловых колебаний в совершенных кристаллах, в которых протяженные одномерные или двумерные атомные объекты, т.е., атомные цепочки или плоскости колеблются в двумном потенциале, сохраняя когерентность, в ряде работ была построена теория, позволяющая рассчитывать сложную картину диффузного рассеяния при высоких температурах, его температурную эволюцию и превращение диффузного рассеяния в Брэгговские рефлексы при структурных фазовых переходах в различных кристаллах (см. обзор [2]).

В ОЦК решетке колеблющиеся объекты – это плоскости типа (110) и только в направлениях типа [110], лежащих в этой же плоскости.

Интенсивность рассеяния имеет вид:

$$I(\mathbf{q}) = \frac{1}{2N} \sum_{nn'} e^{-i\mathbf{q}(\mathbf{R}_n - \mathbf{R}_{n'})} \sum_{ll'} f_l f_{l'} e^{-i\mathbf{q}(\mathbf{r}_l - \mathbf{r}_{l'})} \sum_{\{\sigma\}} e^{-i\mathbf{q}(\Delta_{nl}^\sigma - \Delta_{n'l'}^\sigma)} / \sum_{\{\sigma\}} 1$$

Здесь  $\Delta_{nl}$  – векторная амплитуда смещения атома, а  $\sigma_{nl}$  – оператор Изинга, принимающий значения +1 и -1.

Вычисления приводят к модулированным Брэгговским рефлексам и диффузному рассеянию в виде стержней и плоскостей в обратном пространстве. Подробный расчет картины диффузного рассеяния и температурной эволюции Брэгговских рефлексов и диффузного рассеяния проведен в работах [3,4].

В случае ОЦК—ГПУ при понижении температуры ниже точки перехода одно из семейств колеблющихся плоскостей скачкообразно искажается, и при  $T=0$  они превращаются в плотноупакованные плоскости. Амплитуда колебаний скачком уменьшается и стремится к нулю. При любой промежуточной температуре ниже точки фазового перехода структура кристалла орторомбическая, и только при  $T=0$  структура превращается в плотноупакованную гексагональную.

В обратном пространстве часть исходных рефлексов ОЦК фазы сохраняется по интенсивности, другая часть редуцируется по интенсивности (при  $T=0$  в четыре раза). Кроме того, из диффузных стержней при понижении температуры до нуля вырастают новые Брэгговские рефлексы и достигают интенсивности, равной  $\frac{3}{4}$  от исходных рефлексов ОЦК

фазы, причем число новых рефлексов в два раза меньше исходных. Полный набор всех этих рефлексов по расположению в обратном пространстве и по интенсивностям  $1$ ,  $\frac{1}{4}$  и  $\frac{3}{4}$  в точности соответствует ГПУ структуре. На рисунке изображены положения атомов в орторомбическом представлении (а) и Брэгговские рефлексы (б), серые кружочки соответствуют ОЦК структуре (при температуре выше перехода), а темные – ГПУ структуре (при  $T=0$ ). При любой конечной температуре ниже перехода расположение атомов и рефлексов – промежуточное.

В случае ОЦК—ГЦК превращения Брэгговские рефлексы с интенсивностью, равной  $\frac{3}{4}$ , попадают точно в положения исходных рефлексов с интенсивностью, равной  $\frac{1}{4}$ , и поэтому все конечные рефлексы имеют интенсивность, равную единице, а число рефлексов не меняется. Полный набор всех этих рефлексов по расположению в обратном пространстве в точности соответствует ГЦК структуре.

В общепризнанном представлении фазовые переходы ОЦК—ГПУ и ОЦК—ГЦК, происходящие в одной точке, трактуются как реконструктивные, при которых отсутствует подгрупповая связь в противоречии с концепцией Ландау [5] о наличии подгрупповой связи между группами симметрии фаз выше и ниже точки перехода. В предложенной же теории, как при фазовом превращении ОЦК—ГПУ, так и ОЦК—ГЦК, изменение симметрии происходит два раза: сначала в точке фазового перехода из ОЦК фазы в орторомбическую (моноклинную), а затем при  $T=0$  из орторомбической (моноклинной) в фазу ГПУ (ГЦК). Несмотря на то, что в верхней точке фазового перехода симметрия понижается, а при  $T=0$  симметрия повышается, подгрупповая связь присутствует в обеих точках, и концепция Ландау выполняется. Исходя из общей идеологии предложенной теории, следует, что и к другим реконструктивным фазовым переходам (сфалерит—вюрцит, NaCl—CsCl и др.) можно применить развитый подход, и что концепция Ландау будет выполняться и для них.

Работа выполнена по проекту Президиума РАН, № 09-Е-2-1001.

1. Comès R., Lambert M. and Guinier A. «Desordre lineaire dans les cristaux (cas du silicium, du quartz et de perovskites ferroelectriques)». Acta Cryst. **A26**. P. 244—254. (1970).
2. F.A. Kassan-Ogly V.E. Naish and I.V. Sagaradze, «Diffuse Scattering and Structural Phase Transitions», Phase Transitions, **49**, 89—141 (1994).
3. Ф.А. Кассан-Оглы, В.Е. Найш и И.В. Сагарадзе, «Диффузное рассеяние в металлах с ОЦК решеткой и кристаллогеометрия мартенситных фазовых переходов ОЦК—ГЦК и ОЦК—ГПУ». ФММ. **65** (3), 481—492 (1988).
4. А. Кассан-Оглы, В.Е. Найш и И.В. Сагарадзе, «Теория температурной эволюции диффузного рассеяния и фазового перехода ОЦК—ГПУ», ФММ. **68** (2), 253—263 (1988).
5. Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшиц, Теоретическая физика, т.5. Статистическая физика. Изд. «Наука». Москва (1964).

## **Фрустрации в низкоразмерных магнитных системах.**

*Ф.А. Кассан-Оглы, Б.Н. Филиппов*

*Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, ул. Ковалевской, 18,*

Методом трансфер-матрицы Крамерса-Ваннье получены точные аналитические решения для спин-спиновых корреляционных функций в одномерных 3-вершинной [1,2], 4-вершинной стандартной модели Поттса [2,3] и модели Изинга [4] с учетом взаимодействия, как между ближайшими соседями  $J$ , так и между вторыми соседями  $J'$ . С помощью этих

корреляционных функций исследованы явления возникновения и исчезновения фрустраций в зависимости от знаков и величины отношения взаимодействий  $|J'/J|$ .

Получен математический критерий существования фрустраций и отсутствия фазового перехода – все собственные значения трансфер-матрицы при любой температуре меньше ее максимального собственного значения, а также критерий существования фрустраций и отсутствия фазового перехода на языке конфигураций – среди энергетически выгодных конфигураций должны существовать конфигурации, не обладающие трансляционной инвариантностью. Если хотя бы одно собственное значение стремится к максимальному при некоторой температуре и если все энергетически выгодные конфигурации трансляционно инвариантны, то в системе существует фазовый переход, а фрустрации отсутствуют.

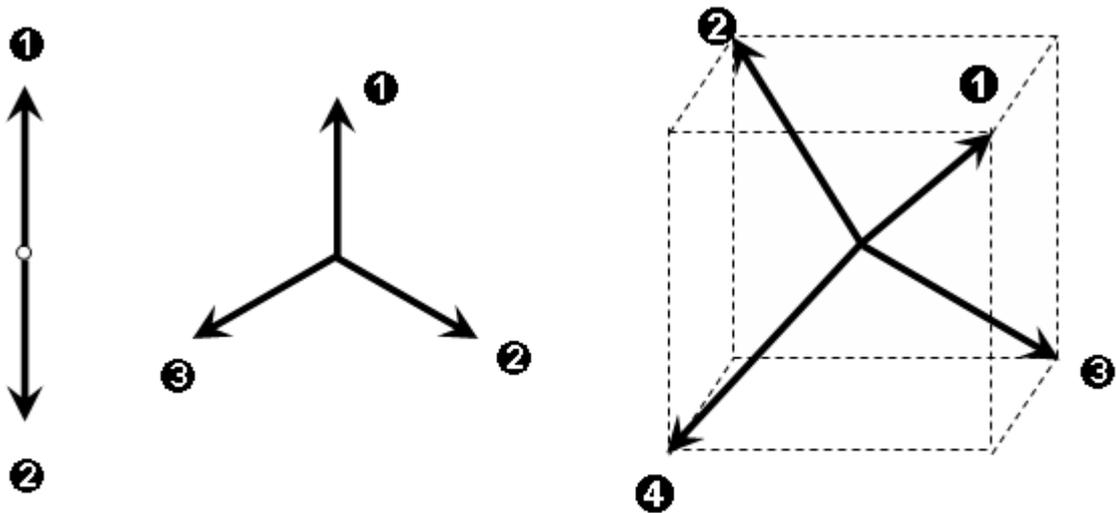


Рис.1

Модели Поттса: 2-вершинная (модель Изинга); 3-вершинная; 4-вершинная.

В 3-вершинной модели Поттса: любое, даже *сколь угодно малое*, положительное взаимодействие вторых соседей уничтожает фрустрации и порождает фазовый переход с *удвоением* периода трансляций; любое, даже *сколь угодно малое*, отрицательное взаимодействие вторых соседей уничтожает фрустрации и порождает фазовый переход с *утроением* периода трансляций.

В 4-вершинной стандартной модели Поттса: любое, даже *сколь угодно малое*, положительное взаимодействие вторых соседей уничтожает фрустрации и порождает фазовый переход с *удвоением* периода трансляций. В отличие от 3-вершинной модели, любое, даже *сколь угодно большое* отрицательное взаимодействие вторых соседей не может уничтожить фрустрации и породить фазовый переход в 4-вершинной модели. Для этого требуется учесть еще взаимодействие и третьих соседей.

При положительном взаимодействии ближайших соседей в 3- и 4-вершинных ферромагнитных моделях фрустраций не существует, а существует фазовый переход при  $T \rightarrow 0$ . В этом случае возникает другое новое явление. Относительно сильное взаимодействие вторых соседей  $|J'/J| > 0.5$  порождает фрустрации и подавляет фазовый переход при  $T \rightarrow 0$ .

Анализ корреляционной функции одномерной модели Изинга с учетом взаимодействия между вторыми соседями приводит к следующим явлениям. Для любых знаков и величин взаимодействий фрустраций не существует, а существует фазовый

переход при  $T \rightarrow 0$ : при  $J > 0$  и  $J' > 0$  — с сохранением периода трансляций для любых значений  $|J'/J|$ ; при  $J < 0$  и  $J' > 0$  — с удвоением периода трансляций для любых значений  $|J'/J|$ ; при  $J > 0$  и  $J' < 0$  — с сохранением периода трансляций для  $|J'/J| < 0.5$  и с учетверением периода трансляций для  $|J'/J| > 0.5$ ; при  $J < 0$  и  $J' < 0$  — с удвоением периода трансляций для  $|J'/J| < 0.5$  и с учетверением периода трансляций для  $|J'/J| > 0.5$ . Исключения составляют два особых значения взаимодействий, а именно,  $J > 0$  и  $J' < 0$  для значения  $|J'/J| = 0.5$ , а также  $J < 0$  и  $J' < 0$  для значения  $|J'/J| = 0.5$ , при которых возникают фрустрации, а фазового перехода не существует.

На основе формулы для теплоемкости, выведенной Хуттапелем [5] для треугольной решетки в антиферромагнитной модели Изинга, получено, что фрустрации существуют только при строгом соотношении  $J_1 = J_2 = J_3$ . В случае любого неравенства между параметрами взаимодействия существует фазовый переход, а фрустрации отсутствуют.

Существование фрустраций — это ограниченность модели. Они возникают только при специфических численных соотношениях параметров взаимодействия. В реальности всегда существует либо отклонение от такого соотношения, либо найдется дополнительное взаимодействие, которое уничтожит фрустрации, а по величине оно может быть *сколь угодно малым*.

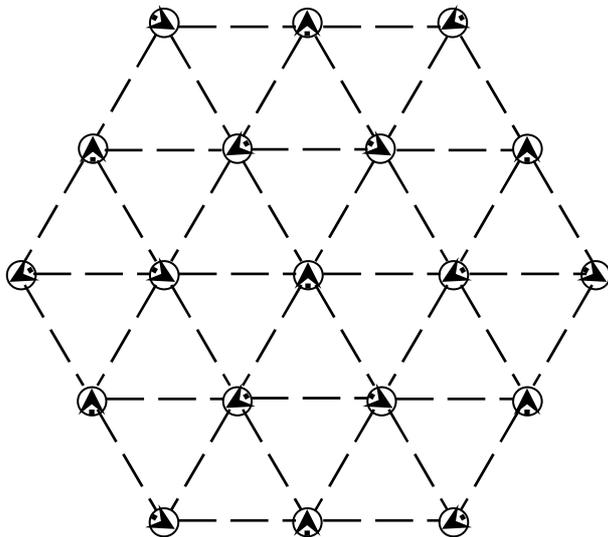


Рис.2.  
Пример отсутствия фрустраций на  
треугольной решетке  
(антиферромагнитная 3-вершинная  
модель Поттса).

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, грант № 08-02-00327.

1. F.A. Kassan-Ogly, B.N. Filippov, *Phase Transitions*, **77**, 261 (2004).
2. F.A. Kassan-Ogly, B.N. Filippov, *Phys. Met. Metall, Suppl. 1*, **95**, .S1 (2003).
3. Ф.А. Кассан-Оглы, Б.Н. Филиппов, *ФММ*, **95**, 12 (2003).
4. Ф.А. Кассан-Оглы, В.Е. Найш, И.В. Сагарадзе, *ФММ.*, **96**, 39 (2003).
5. R.M.F. Houtappel, *Physica* **16**, 425 (1950).

# Спинволновая спектроскопия магнитных наноструктур

Л. В. Луцев

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург*

Одним из эффективных средств, которое может быть применено для нахождения электрических и магнитных свойств исследуемых объектов, в частности, магнитных наноструктур, является их исследование с помощью спиновых волн. Метод, использующий возбужденные спиновые волны, распространяющиеся в исследуемой структуре, и позволяющий получать информацию о ее свойствах из дисперсионных характеристик спиновых волн, может быть назван методом спинволновой спектроскопии [1-3]. Спиновые волны могут быть возбуждены в самом исследуемом объекте или в структуре исследуемый объект / магнитная пленка, в которой распространяется спиновая волна. В последнем случае переменное магнитное поле спиновой волны взаимодействует с исследуемым объектом, что приводит к изменениям ее дисперсионной кривой, групповой скорости и затухания.

Какую информацию можно получить из дисперсионных кривых спиновых волн? Спиновые волны являются возбуждениями, которые характеризуются не только изменениями ориентации спинов, но и переменным магнитным полем, окружающим спины. Переменное магнитное поле, окружающее спины, приводит к появлению электрического поля, взаимодействующего с электронами, и к генерации вихревых токов в проводящих структурах, расположенных в области распространения спиновых волн. Вихревые токи, в свою очередь, действуют на спиновые волны и изменяют их характеристики. Анализ главных факторов, влияющих на дисперсию спиновых волн, показал, что спиновые волны очень чувствительны к неоднородности магнитных параметров, разупорядоченности спинов и проводимости того объекта, вблизи или внутри которого они распространяются. Эти факторы по-разному изменяют форму дисперсионной кривой, что дает возможность определения магнитных и электрических характеристик магнитных наноструктур. С этой целью рассмотрен алгоритм решения обратной задачи - определение этих характеристик из дисперсионных кривых спиновых волн.

Рассмотрена схема измерений и применение метода спинволновой спектроскопии к различным наноструктурам, содержащих как магнитные, так и немагнитные наночастицы: (a-C:H)Cu [1], SiO<sub>2</sub> с наночастицами Co, ZnO(Co) [2], BaTiO<sub>3</sub> с наночастицами Ni. Рассмотрены температурные зависимости спин-поляризационной релаксации, полученные методом спинволновой спектроскопии на структурах аморфного гидрогенизированного углерода a-C:H с наночастицами Co и на структурах аморфного SiO<sub>2</sub> с гранулами Co<sub>86</sub>Nb<sub>12</sub>Ta<sub>2</sub>. Развитый метод применен к анализу экспериментальных спинволновых дисперсионных зависимостей для структур, состоящих из пленки SiO<sub>2</sub> с наночастицами Co на подложке GaAs. Из формы дисперсионных кривых поверхностных спиновых волн в SiO<sub>2</sub>(Co) / GaAs найдено, что в пленке SiO<sub>2</sub>(Co) около интерфейса спины наночастиц близки к ферромагнитному упорядочению, а около свободной поверхности их спиновая ориентация является более хаотической. Анализ спинволновой дисперсии показал, что в GaAs образуется проводящий слой и пленка SiO<sub>2</sub>(Co) около интерфейса имеет повышенную проводимость.

1. Л.В. Луцев, С.В. Яковлев, В.И. Сиклицкий, ФТТ, **42**(6), 1105 (2000).
2. L. Lutsev, S. Yakovlev, and C. Brosseau, Journal of Applied Physics, **101**(3), 034320 (2007).
3. Л.В. Луцев, Наноструктуры. Математическая физика и моделирование, **1**(1), 59 (2009)

## СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

---

### Магнитные сверхтонкие поля в системе $\text{RTiO}_3$ ( $\text{R}=\text{La}, \text{Y}$ ) (M01)

*П.А. Агзамова, А.Е. Никифоров*

*Уральский государственный университет им. А.М. Горького*

Изучение кристаллов с сильными электронными корреляциями является важнейшим направлением в физике твёрдого тела. В таких системах проявляется сильная взаимосвязь решёточных, орбитальных и спиновых степеней свободы. Особенный интерес среди систем с сильными электронными корреляциями вызывают соединения, которые содержат ионы с орбитальным вырождением. Изучение всей совокупности их свойств получило название «орбитальной физики». Одними из наиболее ярких представителей сильно коррелированных систем с орбитальным вырождением являются титанаты с общей формулой  $\text{RTiO}_3$ .

Интерес к этим соединениям возрастает благодаря их изоструктурности манганитам, относительной простоте электронного состояния, а также тому, что ионы  $\text{Ti}^{3+}$  ( $3d^1$ ) относятся к классу так называемых ян-теллеровских ионов, могущих показать необычные физические и магнитные свойства.

В частности, на данный момент для системы  $\text{RTiO}_3$  надёжные экспериментальные данные, а также результаты теоретических расчётов подтверждают наличие орбитальной структуры лишь в соединении  $\text{YTiO}_3$ , тогда как в  $\text{LaTiO}_3$  наличие статической орбитальной структуры точно не определено.

Наиболее эффективным экспериментальным методом исследования орбитальной структуры является ядерный магнитный резонанс (ЯМР), наблюдаемый как на ядрах  $^{47/49}\text{Ti}$ , так и на ядрах  $^{139}\text{La}$ ,  $^{89}\text{Y}$  [1-3]. Однако на данный момент нет адекватного теоретического описания наблюдаемых ЯМР спектров.

Данная работа проделана с целью попытки описания резонансных магнитных свойств системы  $\text{RTiO}_3$  ( $\text{R}=\text{La}, \text{Y}$ ).

В рамках нашего исследования на основании предложенной ранее модели [4,5] построено оригинальное описание магнитных сверхтонких взаимодействий на ядрах  $^{139}\text{La}$ ,  $^{89}\text{Y}$  в  $\text{LaTiO}_3$  и  $\text{YTiO}_3$  соответственно. Предложенная нами модель основана на учёте особенностей кристаллической, орбитальной и магнитной структур исследуемых соединений.

В рамках нашего оригинального описания магнитных сверхтонких полей были рассчитаны параметры магнитных сверхтонких взаимодействий и произведён сравнительный анализ с имеющимися экспериментальными данными.

1. M. Itoh, T. Kiyama, K. Kodama, J. Akimitsu, J. Mag. Mag. Mat. **272-276**, 90-91 (2004).
2. Y. Furukawa, I. Okamura, K. Kumagai, Y. Taguchi, Y. Tokura, J. Low Temp. Phys. **105**, 314 (1996).
3. T. Kiyama, M. Itoh, Phys. Rev. Lett. **91**, 16 (2003).
4. А.А. Можегоров, А.Е. Никифоров, А.В. Ларин, А.В. Ефремов, Л.Э. Гончарь, П.А. Агзамова, ФТТ **50**, 9 (2008).
5. A.A. Mozhegorov, A.V. Larin, A.E. Nikiforov, L.E. Gonchar, A.V. Efremov, Phys. Rev. B **79**, 054418 (2009).

## Электрические и магнитные свойства наногранулированных композитов $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{SnO}_2)_{100-x}$ , $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{In}_{35.5}\text{Y}_{4.2}\text{O}_{60.3})_{100-x}$ (M02)

*А.А. Алешников, Ю.Е. Калинин, А.В. Ситников*

*ВГТУ, Воронеж*

В работе исследованы концентрационные зависимости удельного электрического сопротивления композитов  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{SnO}_2)_{100-x}$ ,  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{In}_{35.5}\text{Y}_{4.2}\text{O}_{60.3})_{100-x}$ .

Установлено, что удельное электрическое сопротивление композита  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{SnO}_2)_{100-x}$  уменьшается с увеличением содержания металлической фазы более чем на три порядка величины в исследуемом диапазоне концентраций и имеет характерный для гетерогенных систем металл-диэлектрик S-образный вид зависимости  $\rho(x)$ . В композитах  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{In}_{35.5}\text{Y}_{4.2}\text{O}_{60.3})_{100-x}$  концентрационная зависимость  $\rho(x)$  меняется не монотонно. Для составов с высокой концентрацией диэлектрика значения удельного электрического сопротивления уменьшаются с ростом  $x$ . Затем наблюдается резкое возрастание величины  $\rho$  в узком диапазоне изменения концентрации металлической фазы почти на два порядка величины с последующим уменьшением значения сопротивления с увеличением  $x$ . Такой вид зависимости можно объяснить, предположив, что имеет место изменение концентрации кислорода в диэлектрической матрице при увеличении концентрации металлической фазы и связанное с этим изменение структуры диэлектрика. Это предположение основано на возможности образовывать атомами In устойчивых оксидных соединений с различной валентностью.

Изучены концентрационные зависимости действительной ( $\mu'$ ) и мнимой ( $\mu''$ ) частей комплексной магнитной проницаемости композитов  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{SnO}_2)_{100-x}$  на частоте 50 МГц. Измерения показали, что при концентрациях металлической фазы близких к перколяционному переходу наблюдается увеличение значений  $\mu'$  и  $\mu''$ , что связано с усилением диполь-дипольного взаимодействия между гранулами и формированием магнитоупорядоченной структуры композита. Дальнейшее повышение содержания металлической фазы не выявило значительного повышения значений комплексной магнитной проницаемости. Это может быть связано с формированием в процессе роста столбчатой структуры пленки и, как следствие, высоким значением перпендикулярной магнитной анизотропии образцов.

Установлено, что концентрационные зависимости действительной и мнимой частей комплексной магнитной проницаемости композитов  $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{In}_{35.5}\text{Y}_{4.2}\text{O}_{60.3})_{100-x}$  зависят от толщины ( $h$ ) пленки. Увеличение  $h$  приводит к развороту намагниченности пленки в перпендикулярном к плоскости образца направлении и, как следствие, уменьшению значений  $\mu'$  и  $\mu''$ .

## Запутанные многоспиновые состояния электронов (M03)

*Арифуллин М. Р.*

*Оренбургский государственный университет*

Запутанность состояний играет ключевую роль в квантовой криптографии и квантовых вычислениях. В последнее время изучение степени запутанности стало новым инструментом изучения многочастичных систем.

Будут обсуждены способы изучения и наблюдения запутанности, в частности эксперименты [1], в которых наблюдалось перекрестное Андреевское отражение, а также перекрестные положительные корреляции токов. Этот эксперимент является косвенным указанием на то, что куперовская пара, вылетая из сверхпроводника, распадается на два запутанных между собой электрона, которые направляются в нормальный проводник через два разных контакта.

Рассмотрены квантовая запутанность многоспиновых состояний фермионов, обусловленная принципом Паули, и неравенства Белла для различных запутанных состояний. Нарушение неравенства Белла означает запутанность квантовых состояний системы.

1. Jian Wei, Venkat Chandrasekhar. Nonlocal entanglement in hybrid superconducting and normal-metal three terminal devices // Электронный ресурс. – [Режим доступа]. - arXiv:0910.5558v1

## Локальные конфигурации $Fe^{57}$ в нанокompозитах типа феррит/полимер на основе феррита кобальта (M04)

*В.Г. Баев<sup>1</sup>, Ю.А. Федотова<sup>1</sup>, А.И. Лесникович<sup>2</sup>, С.А. Воробьева<sup>2</sup>, И.А. Милевич<sup>2</sup>*

<sup>1</sup> НЦ ФЧВЭ БГУ, 220040, ул. М. Богдановича, 153, Минск, Республика Беларусь

<sup>2</sup> НИИ ФХП БГУ, 220050, ул. Ленинградская 14, Минск, Республика Беларусь

Методом ядерной гамма-резонансной (ЯГР) спектроскопии на изотопе  $^{57}Fe$  изучены структурные свойства и фазовый состав композиционных материалов на основе феррита кобальта и поливинилового спирта ( $CoFe_2O_4/PVC$ ) с различным содержанием  $CoFe_2O_4$  (10-30%). Композиционные материалы получали смешиванием водных суспензий феррита кобальта и водного раствора поливинилового спирта. Приготовленные смеси отливали на стеклянные подложки и высушивали при комнатной температуре на воздухе. Водные суспензии феррита кобальта получали щелочным гидролизом смеси солей кобальта и железа при 70-75 °С и 80-85 °С.

Измерения ЯГР проводились с использованием источника  $^{57}Co/Rh$  (40 мК) в геометрии на просвет при комнатной температуре. Обработка спектров выполнялась с применением программы MOSMOD 1[1], которая учитывает распределение сверхтонких магнитных полей на ядрах ( $H_{эфф}$ ) и квадрупольных расщеплений. Используемая для интерпретации спектров ширина лоренцевой линии была фиксированной (0,14 мм/с). В ходе аппроксимации спектров ЯГР исследованных образцов обнаружено уменьшение вклада суперпарамагнитной фазы на 20 % для порошков  $CoFe_2O_4$ , синтезированных при температуре 80-85 °С, по сравнению с синтезированными при 70-75 °С. Этот факт указывает на увеличение ферромагнитного вклада с ростом температуры синтеза порошка, что обусловлено увеличением размера частиц и согласуется с литературными данными [2].

Наблюдался рост вклада суперпарамагнитной фазы при осаждении частиц  $CoFe_2O_4$  в матрице PVC при температуре 80-85 °С на 20 – 30 % при одновременном увеличении значений  $H_{эфф}$ . Полученный результат объясняется распадом на этапе синтеза композита агломератов, состоящих из частиц феррита кобальта меньшего размера, которые образовались на первом этапе синтеза суспензии  $CoFe_2O_4$ . При этом распад этих образований приводит к росту значений  $H_{эфф}$  вследствие увеличения степени совершенства кристаллической структуры за счет уменьшения числа ферромагнитных частиц с малой степенью кристаллизации, которые образовались в результате агрегирования суперпарамагнитных частиц.

По относительным вкладам в суммарный спектр ЯГР секстетов, соответствующих ионам  $Fe^{3+}$  в тетра- и октаэдрических положениях кристаллической решетки, был рассчитан коэффициент инверсии шпинели феррита кобальта  $i$ , который определяет его катионную формулу  $Fe^{3+}_i Co^{2+}_{1-i} [Co^{2+}_i Fe^{3+}_{2-i}] O^{2-}_4$ . Для синтезированного при температуре 70-75 °С порошка  $CoFe_2O_4$  коэффициент инверсии шпинели феррита кобальта  $i = 1,0$ , а для порошка синтезированного при температуре 80-85 °С -  $i = 0,8$ . Полученные значения свидетельствуют о том, что для синтезированных порошков феррита кобальта характерна обратная шпинель. При этом рассчитанные значения магнитных моментов на формульную единицу шпинели указывает на большую (порядка 25 %) ожидаемую намагниченность ферромагнитных частиц в порошках  $CoFe_2O_4$  и композитах на его основе, синтезированных при температуре 80-85 °С, по сравнению с полученными при 70-75 °С.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (грант Х09Д-004).

1. D.G. Rancourt, J.Y. Ping, Nucl. Instrum. Meth. **B58**, 85 (1991).

2. Y.I. Kim et al., Physica B **337**, 42 (2003).

## Твердый раствор $ZnSe_{1-x}S_x$ , легированный ионами $Co^{2+}$ . (X01)

*Е. Л. Барсукова, Л. И. Постнова, В. И. Левченко*

*ГНПО «Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению»*

В настоящей работе исследовано влияние кобальта на оптические свойства кристаллов твердого раствора  $ZnSe_{1-x}S_x$  во всем диапазоне возможных составов. Методом оптической спектроскопии в диапазоне длин волн 300-3000 нм исследовано оптическое поглощение образцов.

Лазеры, излучающие в среднем ИК-диапазоне, являются привлекательными для практического применения в медицине (офтальмологии, хирургии, стоматологии). Для данного применения требуются короткие импульсы с высокой мощностью. К настоящему времени исследована возможность использования кристаллов  $Co:ZnSe$  и  $Co:ZnS$  в качестве насыщающихся поглотителей для твердотельных лазеров на эрбиевом стекле ( $\lambda = 1,54$  мкм) с диодной накачкой, работающего в режиме пассивной модуляции добротности [1]. Для увеличения лучевой прочности кристаллов целесообразно использовать твердый раствор халькогенидов цинка ( $ZnSe_{1-x}S_x$ ), т.к. получение объемных кристаллов сульфида цинка кубической полиморфной модификации технологически труднореализуемо.

Цель данной работы состоит в изучении влияния ионов кобальта ( $Co^{2+}$ ) на оптические свойства кристаллов твердого раствора  $ZnSe_{1-x}S_x$ .

Варизонные кристаллы твердого раствора  $ZnSe_{1-x}S_x$  выращивались из паровой фазы, из смеси бинарных компонент ( $ZnS$  и  $ZnSe$ ) при температуре 1067 °С и перепаде температур между зонами испарения и кристаллизации  $\approx 10$  °С [2]. Образцы для легирования представляли собой пластины диаметром 10 мм и толщиной  $\approx 3$  мм.

Для исследования влияния кобальта на оптические свойства полученных кристаллов было проведено легирование твердых растворов различного состава кобальтом. Легирование исходных пластин осуществлялось диффузионным методом. Диффузия производилась из предварительно напыленной тонкой пленки элементарного кобальта толщиной  $\approx 0,2$  мкм. Пленка кобальта осаждалась на одну из сторон исходной пластины методом термического испарения. При таких толщинах пленки кобальта обеспечивался режим диффузии из неограниченного источника. Диффузионное легирование проводилось путем отжига пластины в откачанной до остаточного давления  $\approx 1 \times 10^{-5}$  Тор кварцевой ампуле, помещенной в горизонтальную трубчатую печь. После завершения процесса легирования ампула охлаждалась с печью, для исследования оптических свойств легированная пластина подвергалась двусторонней шлифовке и полировке.

Спектры поглощения измерялись в диапазоне длин волн 300-3000 нм на спектрофотометре Cary-500 при комнатной температуре.

Исследования спектров поглощения показали, что легирование твердых растворов  $ZnSe_{1-x}S_x$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) кобальтом приводит к появлению в спектрах широкой полосы в спектральной области 1300-1900 нм с максимумом около 1600 нм, которая незначительно, но сдвигается в сторону больших длин волн. Увеличение интенсивности этой полосы при увеличении содержания селена обусловлено большей концентрацией кобальта и является следствием зависимости коэффициента диффузии от состава.

1. В. Э. Кисель, В. Г. Щербицкий, и др., Журнал прикладной спектроскопии. 72, 6 (2005).

2. Е. Л. Барсукова, Л. И. Постнова, В. И. Левченко. Известия высших учебных заведений. Материалы электронной техники. 1, 31 (2007).

## Теория случайных разреженных матрицы колебательные спектры аморфных твердых тел (X02)

*Я. М. Бельтюков, Д. А. Паршин*

*Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет*

В физике неупорядоченных систем одной из центральных задач в настоящее время является поиск общих закономерностей колебательных свойств аморфных твердых тел (стекол). Согласно последним исследованиям, в низкочастотной области спектра в стеклах помимо фононов имеются квазилокальные колебательные моды [1]. Их плотность состояний  $g_{div}(\omega)$  является универсальной функцией  $\omega$  и приведенная плотность состояний  $g_{div}(\omega)/\omega^2$  имеет широкий максимум при частоте  $\omega-\omega_b$ . Это есть так называемый бозонный пик, теория которого была построена в работе [1].

Однако область бозонного пика в стеклах занимает лишь около 10% от всего колебательного спектра. После этого, при более высоких частотах, плотность колебательных состояний  $g(\omega)$  выходит примерно на константу, которая простирается вплоть до максимальных частот — порядка дебаевской  $\omega_D$  [2].

Природа этих более высокочастотных колебательных возбуждений занимающих доминирующую часть спектра до настоящего времени является не выясненной и подвергается интенсивному обсуждению в литературе [3, 4]. Главным здесь является вопрос о том, являются ли эти колебания плоскими волнами или, если они не плоские волны, являются ли они локализованными или делокализованными колебаниями. Решение этого принципиального вопроса очень важно, например, для выяснения вопроса о природе теплопроводности аморфных твердых тел в этой области частот и температур.

Для ответа на этот вопрос мы применили теорию случайных матриц. Мы показали, что при достаточно общих предположениях о свойствах динамической матрицы результаты получаются универсальными и зависят только от класса симметрии случайных матриц. Рассматривалась случайная динамическая матрица  $M$  вида:  $M=AA^T$ , где  $A$  — разреженная случайная матрица. В каждой строке такой матрицы  $A$  случайным образом выбиралось ровно  $a$  ненулевых элементов и их значения брались случайными с нулевым средним и одинаковой дисперсией. Мы показали что при  $a, N \gg 1$  (даже при сильной разреженности —  $a \ll N$ ) плотность колебательных состояний  $g(\omega)$  описывается вигнеровской четвертью окружности и при малых  $\omega$  стремится к константе. Это согласуется с результатами, полученными в теории финансовых рынков [5] и случайных сетей [6]. Распределение отдельных элементов такой динамической матрицы  $M$  хорошо совпадает с моделью с неупорядоченной топологией [7]. Статистика собственных частот свидетельствует о расталкивании колебательных термов. Численный анализ показывает, что степень делокализации (participation ratio) порядка 0.3, что говорит о делокализации колебательных мод. Эти результаты находятся в хорошем согласии с данными численных расчетов реальных стекол в рамках методов молекулярной динамики [2].

- D. A. Parshin, H. R. Shober, V. L. Gurevich, Phys. Rev. B **76**, 064206 (2007).  
W. Jin, P. Vashishta, R. K. Kalia, J. P. Rino, Phys. Rev. B **48**, 9359 (1993).  
J. L. Feldman, M. D. Kluge, P. B. Allen, F. Wooten, Phys. Rev. B **48**, 12589 (1993).  
P. B. Allen, J. L. Feldman, J. Fabian, F. Wooten, Phil. Mag. B **79**, 1715 (1999).  
V. Plerou et al, Phys.Rev.E **65**, 066126 (2002).  
M. Barthelemy, B. Gondran, E. Guichard. Phys. Rev. E **66**, 056110 (2002).  
B. J. Huang and Ten-Ming Wu, Phys. Rev. E **79**, 041105 (2009).

## Компьютерное моделирование процессов намагничивания в аморфном тербии (M05)

*А. В. Бондарев, В. В. Ожерельев, И. Л. Батаронов, Ю. В. Бармин*

*Воронежский Государственный Технический Университет, 394026 г. Воронеж, Московский просп. 14*

Методом молекулярной динамики построена модель атомной структуры чистого аморфного тербия, содержащая 100 000 атомов в кубической ячейке с периодическими граничными условиями. Межатомное взаимодействие описывалось полиномиальным потенциалом [1]. Методом Монте-Карло в рамках модели Гейзенберга были исследованы магнитные свойства построенной модели. В данной работе использован модельный гамильтониан [2]:

$$E = - \frac{1}{2} \sum_{i,j} \mathbf{e}_{ij} J_{ij} (\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j) - D \sum_i \mathbf{e}_i (\vec{n}_i \cdot \vec{S}_i)^2 - \mu H \sum_i \mathbf{e}_i S_i^z,$$

где  $J_{ij}$  – интеграл обменного взаимодействия между спинами с номерами  $i$  и  $j$ ;  $D$  – константа анизотропии;  $\vec{S}_i$  – гейзенберговский спин;  $\vec{n}_i$  – единичный вектор, определяющий направление оси локальной анизотропии, выбранное случайным образом в каждом узле;  $H$  – внешнее магнитное поле. Зависимость обменного интеграла от межатомного расстояния  $r$  была аппроксимирована линейной функцией. Значение константы анизотропии  $D$  являлось подгоночным параметром модели и варьировалось в широких пределах ( $D/J_0 = 0 - 20$ ).

Проводилось охлаждение модели в интервале температур  $T = 100 - 1$  К, в процессе охлаждения рассчитывались температурные зависимости спонтанной намагниченности  $M(T)$  и магнитной восприимчивости  $\chi(T)$  при различных значениях отношения константы анизотропии к среднему значению интеграла обменного взаимодействия  $D/J_0$ . Определен интервал значений величины  $D/J_0$ , при которых имеет место переход в состояние спинового стекла.

Рассчитана зависимость намагниченности от напряженности магнитного поля при  $D/J_0 = 14$  и различных температурах. Намагниченность не достигает насыщения даже в очень больших полях (до 1000 кЭ), что является характерной чертой магнетиков с большой случайной анизотропией. Построены петли гистерезиса при различных температурах и различных значениях константы анизотропии, рассчитаны зависимости коэрцитивного поля и остаточной намагниченности от величины  $D/J_0$ . Построена температурная зависимость намагниченности в присутствии магнитного поля после охлаждения в поле и без поля (кривые FC и ZFC). Исследована релаксация намагниченности после выключения внешнего магнитного поля при различных значениях величины  $D/J_0$ .

Приведенные результаты качественно совпадают с экспериментальными результатами, полученными для аморфных сплавов на основе редкоземельных металлов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 09-02-97503 и гранта Министерства науки и образования РФ РНП 2.1.1/4406.

1. И.Л. Батаронов, А.В. Бондарев, Ю.В. Бармин, Изв. РАН. Сер. физ. **64**, 1666 (2000).

2. R. Harris, M. Plischke, M.J. Zuckermann, Phys. Rev. Lett. **31**, 160 (1973).

## Акустические исследования сплавов системы свинец-висмут в жидком состоянии (X03)

*А. В. Борисенко, Д.А. Ягодин, В.В. Филиппов, П.С. Попель*

*Уральский государственный педагогический университет*

Будущее ядерной энергетики большинство специалистов связывают с реакторами на быстрых нейтронах. На фоне истощаемости запасов урана-235, способность перспективных реакторов использовать обеднённый уран и плутоний в качестве топлива кажется очень заманчивой. Коэффициент использования топлива в них значительно выше, чем у обычных реакторов, а радиоактивных отходов относительно немного. В связи с переходом к новому типу реакторов возникает проблема их безаварийной эксплуатации. На первое место здесь выходит правильный выбор теплоносителя. Используемый в настоящее время жидкий натрий опасен из-за своей химической агрессивности. Имеется небольшой опыт использования в качестве теплоносителя свинца и эвтектического сплава свинец-висмут. Объекты системы свинец-висмут наиболее перспективны в качестве теплоносителей для реакторов на быстрых нейтронах, так как обладают высокой плотностью, то есть обеспечивают дополнительную естественную защиту от радиоактивного излучения. Они химически инертны и имеют низкую температуру плавления. Основная проблема состоит в том, что физико-химические свойства системы свинец-висмут и особенно ее акустические свойства исследованы недостаточно полно.

В настоящей работе исследованы температурные зависимости скорости ультразвука  $a$  и коэффициента его поглощения  $\alpha$  в расплавах свинца, висмута и их сплавов эвтектического состава и обогащённых висмутом. Измерения проведены импульсно-фазовым методом, приведенным в работе [1], на частоте 33,83 МГц. В экспериментах применялись высококачественные металлы: свинец марки С00 по ГОСТ 22861-93 и висмут марки Ви00 (ГОСТ 10928-90).

Скорость звука и коэффициент поглощения измерены в температурном интервале от точки плавления или ликвидуса образца до 1400 К с шагом по температуре 50 К. Температурные зависимости  $a$  в свинце, висмуте и их эвтектическом сплаве получены по результатам трёх повторных экспериментов. Полученные значения совпадают в пределах 0,2 %. Поэтому в экспериментах с расплавами, содержащими 70 и 80 ат.% висмута мы ограничились однократными измерениями.

Обнаружено, что при высоких температурах скорость ультразвука линейно зависит от температуры, однако при приближении к ликвидусу примерно за 150 – 250 К (в зависимости от состава) наблюдается аномальное уменьшение температурного коэффициента скорости ультразвука. Для сплавов свинца с висмутом подобная аномалия обнаружена впервые. Концентрационная зависимость температуры её начала экстраполируется в область аномалии на чистом висмуте, известной из литературы [2] и также обнаруженной нами.

Полученные данные по акустическим свойствам расплавов свинцово-висмутовой системы можно рекомендовать в качестве справочных для конструкторов реакторов нового поколения. Кроме того, они могут быть использованы для расчёта изотермической сжимаемости, длинноволнового предела структурного фактора и других термодинамических характеристик.

1. В.В. Филиппов, Д.А. Ягодин, П.С. Попель, Акустический метод измерения межфазного натяжения на границе несмешивающихся жидкостей. Теплофизика высоких температур, 2009, т. 47, № 2, с. 206–214.

2. М.Б. Гитис, И.Г. Михайлов, Распространение звука в жидких металлах. Акустический журнал, 1966, вып. 2, т. 12, с. 145-159.

## Упругие деформации решетки и диффузное рассеяние нейтронов в парафазе релаксора $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$ (X04)

*Р. Г. Бурковский<sup>1</sup>, С. Б. Вахрушев<sup>2,1</sup>*

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет

<sup>2</sup> Физико-Технический Институт им. А. Ф. Иоффе РАН

Сегнетоэлектрики релаксоры – смешанные перовскитоподобные кристаллы с неизовалентным замещением в одной или двух подрешетках. При высоких температурах свойства данных соединений похожи на свойства классических сегнетоэлектриков типа смещения – наблюдается мягкая мода и соблюдается закон Кюри-Вейсса для диэлектрической проницаемости. В низкотемпературной области, ограничиваемой сверху характерной температурой Бернса наблюдается сильная частотная дисперсия восприимчивости. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости содержит широкий частотно-зависимый максимум, не связанный с макроскопическим переходом в сегнетоэлектрическую фазу. При охлаждении ниже температуры Бернса, одновременно с диэлектрическими аномалиями, появляется сильное температурно-зависимое диффузное рассеяние, свидетельствующее о нарастании локальных искажений кубической решетки релаксоров. Недавно было показано [1], что в релаксоре  $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$  (PMN) данное температурно-зависимое рассеяние сосуществует с независимой от температуры продольной компонентой, которую изначально связывали с особенностями химического упорядочения в «В» подрешетке.

В данной работе температурно-независимая компонента была изучена методом упругого рассеяния нейтронов вблизи узлов обратной решетки различной симметрии. В низкосимметричных узлах диффузное рассеяние не является продольным в чистом виде, но характеризуется выраженной анизотропией. Данная анизотропия рассеяния может быть успешно описана моделью, подразумевающей рассеяние на упругих деформациях кристаллической решетки, вызванных дефектами (Хуанговское рассеяние). В этом случае анизотропия рассеяния зависит от характеристик дефектов и от упругих констант кристалла. Хорошее качественное согласие с экспериментальными данными удается получить при моделировании рассеяния на деформациях, вызванных дефектами кубической симметрии, обуславливающих изотропное растяжение или сжатие окружающей решетки. Показано, что концентрация дефектов, производящих упругие деформации достаточно высока, что обуславливает экранировку деформаций, вызванных отдельными дефектами на характерных длинах порядка 5-10 элементарных ячеек. В кристаллах PMN роль таких дефектов могут играть пространственные неоднородности относительной концентрации ионов магния и ниобия. Области, обладающие избытком одного из этих ионов должны характеризоваться несколько отличным от среднего объемом элементарной ячейки и избыточным зарядом.

Основным результатом работы является экспериментальное подтверждение наличия мезоскопических искажений в кристаллах магнониобата свинца уже при высоких температурах, в истинно параэлектрической области.

1. H. Hiraka, S.-H. Lee, P. M. Gehring, G. Xu, and G. Shirane, Phys. Rev. B 70, 184105 (2004)

## Исследование теплофизических свойств $Al_{91}Co_2Ce_7$ в аморфном состоянии (X05)

*В.А. Быков, Т.В. Куликова, К.Ю. Шуняев, С.А. Упоров<sup>1</sup>*

*Институт металлургии УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия,*

*<sup>1</sup>Уральский государственный педагогический университет, г. Екатеринбург, Россия*

Сплавы на основе алюминия, содержащие обычно 5-15 ат.% процентов переходного металла (ПМ = Fe, Co, Ni) и несколько процентов редкоземельного металла (РЗМ = Ce, Yb, Dy) имеют одни из самых высоких прочностных и коррозионных характеристик среди металлических материалов. Кроме того, эти объекты проявляют способность к аморфизации в области указанных концентраций редкоземельного и переходного металлов.

Методами синхронного термического анализа и лазерной вспышки проведены исследования аморфной ленты состава  $Al_{91}Co_2Ce_7$ . Установлены значения энтальпий тепловых эффектов, температуропроводности, теплопроводности и интервал температурной стабильности аморфной фазы. Аморфная лента была получена планарным способом спиннингования в инертной среде. Лента была шириной 4мм и толщиной 30мкм. Исследования тепловых свойств (ДСК) проводили на приборе термического анализа STA 409 PC Luxx фирмы NETZSCH в атмосфере аргона, в температурном интервале 25-700 °С, со скоростью нагрева 10 К/мин. Измерения температуропроводности выполнено на приборе LFA 457 фирмы NETZSCH. Теплопроводность рассчитывали по известному соотношению:  $\lambda = c_p \cdot \alpha \cdot d$ , где  $\lambda$  - теплопроводность,  $\alpha$  - коэффициент температуропроводности,  $d$  - плотность,  $c_p$  - теплоемкость.

Кривая термограммы аморфной ленты состава  $Al_{91}Co_2Ce_7$  содержит два экзотермических и один эндотермический пики при нагреве. Первый, пик связан с первой стадией кристаллизации аморфного сплава и приходится на температуру 181,1 °С. Второй пик (309,7 °С) связан с последующей кристаллизацией, при которой происходит распад оставшейся аморфной матрицы. Тепловой эффект первой стадии кристаллизации составил 18,6 Дж/г, а второй стадии – 78,6 Дж/г. Третий пик является эндотермической реакцией  $Al + Al_{11}Ce_3 + Al_9Co_2 \leftrightarrow L + Al_{11}Ce_3 + Al_9Co_2$ , происходящей при температуре 639 °С, что хорошо согласуется с фазовой диаграммой [1]. Методами рентгеновской дифракции показано, что после первичной кристаллизации аморфной ленты выделяются частицы алюминия. После второй стадии происходит выделение интерметаллидов  $Al_{11}Ce_3$  и  $Al_4Ce$ . Доля кристаллической фазы алюминия увеличивается со временем изотермической выдержки, при чем наибольший рост наблюдается в начальный период выдержки. Максимальная доля кристаллической фазы алюминия в аморфной матрице не превышает 25%.

В результате проведенных исследований температуропроводности  $\alpha(T)$  аморфного сплава  $Al_{91}Co_2Ce_7$  установлено, что в интервале температур от комнатной до 180 °С температуропроводность остается линейной и не зависит от температуры. Абсолютное значение температуропроводности составляет 0,68 мм<sup>2</sup>/с. Получены аналитические уравнения, описывающие политермы теплопроводности и температуропроводности для аморфного сплава  $Al_{91}Co_2Ce_7$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (№ 09-03-473-а)

## Изготовление гетероструктур металл - (n, p)Si методом лазерно-импульсного осаждения (X06)

*Г.Г. Варданян*

<sup>1</sup> *Институт радиофизики и электроники НАН Армении*

Существующие прогнозы развития электроники опираются на сложившееся соотношение материалов и методов, ведущая роль, несмотря на широкое использование других полупроводниковых материалов, несомненно сохраняется за кремнием, предпринимаемые попытки по использованию альтернативных технологий для выявления новых возможностей и улучшения качества кремниевой технологии вполне оправданы. В данной работе, осаждением из лазерной плазмы металлов в сильно неравновесных условиях роста изготовлены омические и барьерные структуры к (n, p) Si. Для формирования переходов металл- (n, p) Si выбраны широко используемые в полупроводниковой электронике материалы In и Sb. Полученные контакты характеризовались высокой площадью и хорошей адгезией к подложке. Исследованы электрические свойства полученных гетероструктур в зависимости от технологических параметров их получения. Эти исследования показали, что переходы Sb - (n) Si имеют линейные вольт-амперные характеристики, в то время как переходы Sb - (p) Si имеют нелинейные характеристики. Переходы же In - (n,p) Si имеют нелинейные вольт-амперные характеристики. Показано также, что при формировании переходов основную роль играют высокоэнергетические ионы, присутствующие в лазерной плазме осаждаемых металлов. Результаты исследований могут быть использованы в технологии производства солнечных элементов на основе кремния.

## Исследование электрических и магнитных свойств нанопорошка железа (M06)

*М.Г. Барышев, Н.С. Васильев*

*ГОУ ВПО Кубанский государственный университет*

В работе приведены результаты исследования электрических и магнитных свойств нанопорошка, полученного водородным восстановлением твердых гидроксидов железа в атмосфере восстановительного газа при температуре 350 – 420 °С [1]. Предварительно было проведено исследование состава и дисперсности нанопорошка железа. Установлено удовлетворительное соотношение содержания Fe и O. Нанопорошок содержал 20 % Fe. По данным электронной микроскопии средний размер наночастиц железа составлял 80 нм.

Проводились измерения электропроводности модельной системы, представляющей собой гидратированный коллаген, содержащий в разных концентрациях нанопорошок железа. Установлена зависимость электропроводности от процентного содержания нанопорошка железа. Исследование электропроводности модельной системы проводилось в интервале температур 20 – 40 °С с шагом 0,5 °С. Содержание наночастиц железа в модельной системе варьировалось от 1 до 15 %. На основе полученных результатов предложена методика экспресс анализа содержания наночастиц в кожном покрове или соединительной ткани. Данная методика может найти широкое применение, в связи с активным применением нанопорошков d-металлов в различных сферах деятельности человека, например, в косметической промышленности.

Также проводились исследования нанопорошка железа посредством ЭПР спектроскопии. Была произведена оценка величины g-фактора и спинового числа для искомой модельной системы. На основе полученных результатов нашим коллективом активно разрабатывается методика, которая позволит посредством магнитного поля регулировать проникающую способность наночастиц d-металлов в кожном покрове или соединительной ткани.

1. Коваленко Л.В., Вавилов Н.С., Фолманис Г.Э. Патент на изобретение «Способ получения железного порошка и устройство для его осуществления» опублик. 20.04.1996 г.

## Структурные особенности инвертированных опалоподобных кристаллов (M07)

*А.В. Васильева<sup>1</sup>, А.А. Мистонов<sup>2</sup>, Н.А. Григорьева<sup>2</sup>, К.С. Напольский<sup>3</sup>, Н. В. Саполетова<sup>3</sup>, А. А. Елисеев<sup>3</sup>, А. Петухов<sup>4</sup>, С.В. Григорьев<sup>1</sup>*

*1 Петербургский институт ядерной физики, Гатчина, С.-Петербург, 188300, Россия*

*2 СПбГУ, С.-Петербург, 198504, Россия*

*3 Московский государственный университет, Москва, 119992, Россия*

*4 Debye Institute, Utrecht University, 3584 CH Utrecht, The Netherlands*

В работе проведены исследования кристаллической структуры инвертированных опалоподобных кристаллов на основе никеля и кобальта методом малоугловой дифракции синхротронного излучения с микро радианным разрешением.

Образцы были изготовлены методом электрохимического осаждения металла (Co, Ni) в пустоты пространственно-упорядоченных коллоидных кристаллов. Потенциостатический режим осаждения металла позволил контролировать заполнение пустот и формировать кристаллы различной толщины от 1,5 до 13 мкм. Независимо от природы внедряемого металла удается достичь 100 % заполнения матрицы. При этом металлический каркас точно копирует пустоты исходного коллоидного кристалла.

Предварительный анализ дифракционных картин показал, что период структуры инвертированных опалоподобных кристаллов составляет  $a_0 = 760 \pm 20$  нм. Далее были проведены оценки по таким параметрам как: позиция и ширина рефлекса на  $q$ -зависимости, характеризующие период структуры и его когерентную область, а также позиция максимума и ширина рефлекса на кривой качания, характеризующие мозаичность. Проведены количественные оценки продольной и поперечной когерентных длин рассеяния и мозаичности структуры для инвертированных опалоподобных кристаллов различной толщины.

## Синтез и аттестация твердых растворов $\text{Bi}_4\text{V}_{2-x}\text{Fe}_{x/2}\text{Cr}_{x/2}\text{O}_{11-\delta}$ (X07)

*Е. В. Величко, Е. С. Буянова*

*Уральский государственный университет им. А.М. Горького, Екатеринбург.*

Высокий темп технического прогресса, неизбежно ведущий к повышению потребностей человечества в энергоресурсах, является одной из основных причин истощения природных ресурсов планеты. Кроме того, энергетика основанная на ископаемом топливе создает множество экологических проблем. В настоящее время существует безотлагательная потребность в высокоэффективных, безвредных для окружающей среды источниках энергии.

Твердоокисные топливные элементы (ТОТЭ), производящие электроэнергию путем окисления подходящего топлива, представляются наиболее пригодными в широкой области применений от автономных энергоузелков до крупномасштабных систем энергообеспечения. ТОТЭ обладают высоким КПД, низким уровнем выбросов, возможностью работы на различных видах топлива и использования отходящей тепловой энергии для производственных и бытовых нужд.

Основным элементом ТОТЭ является электролит – керамика, проводящая по ионам  $\text{O}^{2-}$ . К электролитам предъявляются такие требования, как высокая кислородная проводимость, близкий с остальными элементами ТОТЭ коэффициент линейного термического расширения и высокая термостабильность в области рабочих температур.

Перспективными веществами в качестве электролита для ТОТЭ являются представители семейства  $\text{BiMEVOX}$  – ванадат висмута  $\text{Bi}_4\text{V}_2\text{O}_{11}$ , где ванадий частично замещен на другой катион ME.

Работа посвящена исследованию возможностей получения, изучению структурных особенностей и основных характеристик, определяющих целевые свойства твердых растворов общей формы  $\text{Bi}_4\text{V}_{2-x}\text{Cr}_{x/2}\text{Fe}_{x/2}\text{O}_{11-\delta}$  ( $x=0.1-1.5, \Delta x=0.1$ ).

Синтез образцов осуществляли стандартным керамическим методом и методом пиролиза полимерно-солевых композиций (ПСК). Полученные соединения аттестованы методом РФА, установлены области гомогенности и существования полиморфных модификаций, рассчитаны параметры элементарных ячеек.

Методами высокотемпературного РФА и дифференциального термического анализа показано, что  $\text{Bi(Fe,Cr)VOX}$  сохраняется в устойчивой высокопроводящей  $\gamma$ -модификации в диапазоне температур от 25 до 800°C.

Определен размер частиц полученных порошков методом лазерной дифракции. При твердофазном синтезе размер частиц находится в диапазоне 30-50 мкм, тогда как при использовании синтеза через жидкие прекурсоры размер частиц сдвигается в область меньших значений 5-10 мкм. Методом ЭСМ исследована поверхность спеченных брикетов.

Изучены электрохимические свойства  $\text{BiMEVOX}$  как функции состава, метода синтеза и температуры с использованием импедансной спектроскопии (двухконтактный метод, интервал температурных исследований: 800-300°C). Подобраны эквивалентные схемы ячеек для низкотемпературных и высокотемпературных областей. Проведен анализ вида политерма: для образцов, кристаллизующихся в орторомбической модификации, обнаружены перегибы, которые соответствуют полиморфным превращениям  $\text{Bi}_4\text{V}_2\text{O}_{11}$ , вид зависимости для соединений, кристаллизовавшихся в высокопроводящей модификации, позволяет говорить о стабилизации  $\gamma$ -модификации путем допирования образцов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Федерального агентства по образованию.

## Исследование влияния примесей на структуру нанокристаллических слоев нитрида титана с использованием синхротронного излучения (X08)

*Р.М. Галимов<sup>1</sup>, Н.А. Тимченко<sup>1</sup>, И.П. Чернов<sup>1</sup>, И. М. Гончаренко<sup>2</sup>, Ю. Ф. Иванов<sup>2</sup>,  
Н.Н. Коваль<sup>2</sup>, О.В. Крысина<sup>2</sup>, С. Дойль<sup>3</sup>, Т Слободский<sup>3</sup>, А.Н Шмаков<sup>4</sup>*

<sup>1</sup>Томский политехнический университет, г. Томск

<sup>2</sup>Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск

<sup>3</sup>Институт синхротронного излучения Forschungszentrum, Karlsruhe, Германия

<sup>4</sup>Сибирский центр синхротронного и терагерцового излучения ИЯФ СО РАН, г. Новосибирск

В институте сильноточной электроники СО РАН разработан вакуумный плазменно-ассистированный метод электродугового нанесения сверхтвердых композитных покрытий из нитрида титана с нанокристаллической структурой [1]. Ключевым моментом новой технологии явилось использование композитных катодов из титана с примесями атомов металлов. Так добавление в состав титанового катода 12at % меди, позволило получать покрытия с размерами нанокристаллитов 20-40 нм с твердостью  $HV = 40\text{GPa}$ , что, например, в  $\sim 2$  раза превышает твердость (20-25 ГПа) TiN покрытий, получаемых по традиционной технологии, когда размер зёрен в покрытии достигает микрометра.

Методами просвечивающей дифракционной электронной микроскопии тонких фольг установлено, что покрытия, сформированные при испарении композиционных катодов, состоят из наноразмерных кристаллитов, являющихся нитридом титана  $\delta\text{-TiN}$ , ориентированных хаотически друг относительно друга. Для исследованных видов покрытий легированных медью, размер кристаллитов равен 10-30 нм; покрытия, полученные при распылении чистого титана, имеют размеры кристаллитов 100 нм.

С целью получения данных, необходимых для построения модели процессов синтеза упрочняющих слоев на основе нитрида титана с примесями были проведены исследования их кристаллической структуры и элементного состава на станциях порошковой дифракции накопителя и рентгенофлуоресцентного элементного анализа ВЭПП-3 и источника синхротронного излучения АНКА.

Полученные дифрактограммы слоев нитрида титана и нитрида титана с примесями меди идентичны. Размер кристаллитов, вычисленный с помощью формулы Шерера равен 19 нм, что согласуется с данными измерений, полученными методами электронной микроскопии. Положение рефлексов свидетельствует о наличии в сформированных покрытиях фаз TiN,  $\text{TiN}_{0.3}$ . Сдвигов рефлексов в дифрактограммах от образцов легированных медью не наблюдается. На основании этих данных можно сделать вывод о том, что атомы меди не образуют соединений с титаном или азотом и в равной мере не образуют собственной кристаллической фазы. Поскольку данные рентгенофлуоресцентного анализа подтверждают наличие меди в исследуемом покрытии в количестве, соответствующем ее содержанию в распыляемом в дуговом разряде композитном катоде (Ti-12at.%Cu), то можно сделать заключение о том, что медь находится на границах кристаллитов в аморфном состоянии. Время, за которое атомы меди образуют вокруг растущего кристаллита TiN замкнутую оболочку, и определяет время роста кристаллита, а соответственно и его размер. Теоретический расчет в приближении, что кристаллиты нитрида титана имеют сферическую форму, показал, что атомов меди при 12 % содержании в образце хватит, чтобы 2.8 раза окружить зерна TiN.

1. Н.Н. Коваль, Н.В. Гаврилов, Ю.Ф. Иванов, И.М. Гончаренко, Д.М. Вершинин, Ю.А. Колубаева, О.В. Крысина// ФиХОМ. – 2006. - №2. – С.44-49.

## Использование трехмерной реконструкции обратного пространства для исследования организованных массивов наноструктур (X09)

*Д.Ф. Горожанкин<sup>1</sup>, А.А. Елисеев<sup>1</sup>, К.С. Напольский<sup>1</sup>, Н.А. Саполетова<sup>1</sup>, Д.Ю. Чернышов<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>-Факультет наук о материалах, МГУ им. М.В. Ломоносова

<sup>2</sup>-European Synchrotron Radiation Facility, Grenoble, France

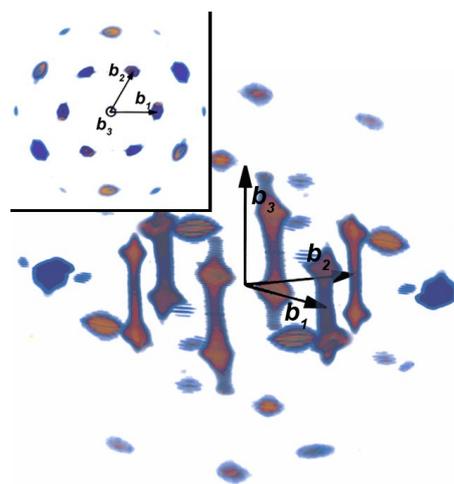
В настоящее время для исследования структуры твердых тел чрезвычайно широко применяются дифракционные методы. При этом высокая интенсивность и монохроматичность синхротронного излучения открывают перспективы для решения принципиально новых задач в этой области. В данной работе предложен подход к исследованию структур в мезоскопическом диапазоне размеров, основанный на трехмерной реконструкции и анализе обратного пространства.

В эксперименте (ESRF, Гренобль) держатель с образцом вращали вокруг вертикальной оси на  $180^\circ$  с шагом 1-2 градуса. Для каждого угла поворота проводилась регистрация рассеянного излучения на двухкоординатном детекторе. Таким образом, было получено трехмерное распределение интенсивности рассеяния для исследуемых объектов.

Для обработки данных была разработана компьютерная программа в среде Mathcad14. Преобразование изображений в трехмерный массив производилось с учетом фона, геометрии эксперимента, формы образца и кривизны сферы Эвальда. Визуализация обратного пространства выполнялась на псевдотрехмерном графике (рис. 1).

Данный подход позволил впервые детально исследовать структуру сверхрешеток CdSe и природных/искусственных опалов. Синтез сверхрешеток проводился с использованием методов, предложенных в [1]. В результате исследования было установлено, что нанокристаллы селенида кадмия формируют объемно-центрированную кубическую решетку с большим количеством дефектов. При температуре замерзания олеиновой кислоты структура претерпевает фазовый переход с переходом в ГЦК решетку. Было показано наличие корреляции ориентации кристаллографических осей сверхрешетки и отдельных нанокристаллов; указана возможная причина этого явления и предложен механизм формирования сверхрешеток.

Фотонные кристаллы получали самосборкой полистирольных микросфер размером 530 нм методом вертикального осаждения из раствора на подложку из ИТО в поле силы тяжести или при наложении внешнего электрического поля  $U = +1.5 \text{ В} \div -1.5 \text{ В}$ . Было показано, что структура искусственных опалов может быть удовлетворительно описана в рамках модифицированной модели Вильсона [2], с преобладанием плотнейших слоев в ГЦК окружении. При этом наибольшая упорядоченность структуры (т.е. доля ГЦК слоев в СГПУ) достигается при напряжении -1.5 В (рис. 1). Предложено возможное объяснение различия строений коллоидных кристаллов и механизм их формирования.



**Рис. 1.** Обратное пространство искусственного опала,  $U = -1.5 \text{ В}$

1. F. X. Redl, K.-S. Cho, C. B. Murray, S. O'Brien, Nature **423**, 968 (2003).

2. W. Loose, B.J. Ackerson, J. Chem. Phys. **101**, 7211 (1994).

## Электронный спектр нанотрубки в геликоидальном магнитном поле (M08)

*А. А. Григорькин, С. М. Дунаевский*

*Петербургский институт ядерной физики РАН, Гатчина*

Одним из основных элементов полупроводниковой наноэлектроники являются сверхрешетки. В настоящее время они создаются на основе слоистых структур, периодический потенциал в которых задается различным химическим составом слоев. Однако в последние годы возник интерес к системам, параметрами потенциала в которых можно управлять при помощи внешнего поля. Например, показано [1], что электронный спектр одномерной спирали, помещенной во внешнее однородное электрическое поле подобен спектру сверхрешеток. Это обусловлено тем, что электрон «чувствует» лишь касательную к спирали компоненту электрического поля, которая является периодической функцией с периодом, равным периоду спирали. При этом ширина запрещенной зоны и другие параметры спектра определяются напряженностью поля и их можно изменять в процессе эксплуатации.

В настоящей работе рассмотрена электронная система на основе нанотрубки, периодический потенциал в которой создается внешним магнитным полем, обладающим спиральной симметрией. В качестве модели трубки взят квантовый цилиндр с бесконечно тонкими стенками. Магнитное поле более удобно в плане практических приложений, нежели электрическое. Кроме того, магнитное поле со спиральной структурой вызывает поворот электронного спина и связывает спиновую и орбитальную степени свободы электрона, что представляет интерес для приложений спинтроники. В отличие от релятивистского спин-орбитального взаимодействия, такая связь, вообще говоря, не мала.

Спектр нейтрона в таком поле, найден в [2]. В работе [3] этот спектр использован для расчета электронных характеристик, трехмерной системы. Однако такое приближение заведомо неверно в сильном магнитном поле. Кроме того, электронный газ на двумерной искривленной поверхности, обладает интересными физическими особенностями, связанными с тем, что на орбитальное движение электрона оказывает влияние лишь нормальная к поверхности цилиндра компонента магнитного поля, в то время как движение электронного спина происходит под действием полного поля.

В работе найден электронный спектр данной системы. Сохраняющейся величиной оказывается импульс движения электрона по спирали  $K$  [4]. Каждому значению  $K$  соответствует бесконечный набор подзон поперечного квантования.

В случае слабого магнитного поля влияние его на орбитальное движение можно учесть по теории возмущений, взяв в качестве невозмущенных состояний волновые функции нейтрона.

Влияние сильного поля необходимо учитывать точно. При этом электронный спектр нижних подзон спектра оказывается представлен уровнями Ландау. Однако, соответствующая частота колебаний является в данной система функцией не только величины поля, но и периода спирали, а так же специфическим образом зависит от величины  $K$ . В случае наличия дополнительного однородного магнитного поля вдоль оси трубки, спектр становится несимметричным относительно знака  $K$ , что является специфической особенностью систем без центра инверсии. Подобная асимметрия обуславливает существование ряда особенностей электронных и оптических свойств в системе.

1. О.В. Кибис, М.Е. Портной. Письма в ЖТФ. **33**, 57 (2007).
2. M. Calvo, Phys. Rev. B. **18**, 5073, (1975).
3. A.A. Fraerman, O. G. Udalov, Phys. Rev. B., **77**, 094401, (2008)
4. А.А. Григорькин, С.М. Дунаевский, ФТТ **49**, 557 (2007)

## Магнитная восприимчивость, электросопротивление и плотность сплава $\text{Al}_{62,4}\text{Cu}_{26,6}\text{Fe}_{11}$ при высоких температурах (М09)

*К.И.Грушевский<sup>1</sup>, С.А. Упоров<sup>1</sup>, Д.А.Ягодин<sup>1</sup>, В.Е. Сидоров<sup>1</sup>, А.Ф. Прекул<sup>2</sup>*

<sup>1</sup> *Уральский государственный педагогический университет, Екатеринбург*

<sup>2</sup> *Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург*

Серьезной технологической проблемой до недавних пор был способ получения квазикристаллов, т.к. требовалось применение сверхбыстрой закалки. В настоящее время экспериментально установлено, что для ряда сплавов альтернативным высокоскоростному охлаждению расплава является его температурно-временная обработка. Один из объектов, в которых квазикристаллическую фазу удастся получить при достаточно медленном охлаждении, является сплав Al-Cu-Fe [1].

Экспериментально исследованы в широком интервале температур электросопротивление (бесконтактным методом во вращающемся магнитном поле,  $t=800-1500$  °C), магнитная восприимчивость (методом Фарадея,  $t=20-1600$  °C) и плотность (абсолютным методом проникающего гамма излучения,  $t=1040-1500$  °C) сплава Al-26,6ат.%Cu-11ат.%Fe.

На поллитерах плотности и удельного электросопротивления обнаружена аномалия свойств в жидком состоянии вблизи температуры  $1200$  °C. Из данных о поведении магнитной восприимчивости при этих температурах аномалии свойства не обнаружено, а само поведение свойства практически Паулиевское. Таким образом, наблюдаемые явления позволяют говорить о происходящих в расплаве структурных превращениях на атомном уровне, что может свидетельствовать о присутствии в расплаве долгоживущих метастабильных микрообластей, унаследованных от твердого многофазного образца. Распад этих микрообластей начинается при  $t > 1200$  °C.

1. Zhang L.M., Lück R., Z. Metallkd. 2003. V. 94. P. 91.

# Исследование магнитных свойств слоистых наносистем $[(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}/\text{a-Si:H}]_n$ методом рефлектометрии поляризованных нейтронов (M10)

*Е. А. Дядькина<sup>1</sup>, С. В. Григорьев<sup>1</sup>, D. Lott<sup>2</sup>, А. В. Ситников<sup>3</sup>, Ю. Е. Калинин<sup>3</sup>,*

<sup>1</sup> *Петербургский институт ядерной физики, Гатчина, Россия*

<sup>2</sup> *GKSS-Forschungszentrum, Geesthacht, Germany*

<sup>3</sup> *ВГТУ, Воронеж, Россия*

В данной работе исследованы магнитные свойства аморфных многослойных систем  $[(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}/\text{a-Si:H}]_m$  с числом бислоев  $m$  в зависимости от концентрации магнитной фазы ( $x = 34, 47$  и  $60$  %) и толщин металл-диэлектрического (МД)  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$  и полупроводникового (ПП)  $\text{a-Si:H}$  слоев. Объекты исследования были получены методом ионно-лучевого распыления двух мишеней на вращающуюся стеклокерамическую подложку [1].

Намагниченность индивидуального магнитного слоя измерялась методом рефлектометрии поляризованных нейтронов на установке NeRo в исследовательском центре ГКСС (Гестхacht, Германия). Интенсивность отраженного пучка измерялась при комнатной температуре для двух различных поляризаций нейтронов: параллельной  $I(+P_0)$  и антипараллельной  $I(-P_0)$  приложенному в плоскости плёнки магнитному полю  $\mathbf{H}$ , варьировавшемуся в диапазоне от 0 до 700 мТл. На кривой отражения наблюдается серия рефлексов вплоть до 4-ого порядка с импульсами  $Q_z = nQ_R$ , где  $Q_R = 2\pi/d$ ,  $d$  – толщина бислоя,  $n$  – номер рефлекса. Для структур с самыми толстыми и средними МД слоями при  $x = 34$  и  $47$  % в нулевом поле интенсивности  $I(+P_0)$  и  $I(-P_0)$  совпадают, что свидетельствует о нулевой средней намагниченности слоев. Для систем с  $x = 60$  % в нулевом поле наблюдается расщепление кривых  $I(+P_0)$  и  $I(-P_0)$ , что говорит о ненулевом среднем магнитном моменте слоев. С приложением магнитного поля интенсивность рефлексов  $I(+P_0)$  растет, а рефлексов  $I(-P_0)$  уменьшается, демонстрируя появление ненулевой намагниченности слоя в структурах с самыми толстыми и средними МД слоями при  $x = 34$  и  $47$  %. Об изменении намагниченности в индивидуальном магнитном слое можно судить, проанализировав характер зависимости от магнитного поля параметра  $P(Q_R)$ :

$$P(Q_R) = \frac{I(+P_0, Q_R) - I(-P_0, Q_R)}{I(+P_0, Q_R) + I(-P_0, Q_R)}$$

Структуры с самыми тонкими МД (2,4-3,3 нм) и ПП (1,9-2,3 нм) слоями для всех концентраций магнитной фазы не намагничиваются в интервале приложенных полей. Системы с самыми толстыми МД (9,8-14,3 нм) и ПП (5,9-7,2 нм) слоями быстро намагничиваются до насыщения в очень слабых магнитных полях  $H = 7-14$  мТл, что свидетельствует о наличии ферромагнитного упорядочения в индивидуальном МД слое. Образец со средней толщиной МД (4,9-7,2 нм) и ПП (3,3-4,1 нм) слоев и самой большой концентрацией магнитной фазы  $x = 60$  % достигает насыщения в магнитном поле  $H = 30$  мТл, с  $x = 47$  % - выходит на насыщение в полях больше 700 мТл, с  $x = 34$  % - характеризуется линейной зависимостью намагниченности от  $\mathbf{H}$ . То есть при уменьшении концентрации металлической фазы в образцах со слоями средней толщины ферромагнитное упорядочение в мд слое ( $x = 60, 47$  %) меняется на суперпарамагнитное ( $x = 34$  %). Установлена критическая толщина мд слоя (в интервале 3,3-4,9 нм), ниже которой он не намагничивается в поле вплоть до 700 мТл.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 09-02-01231-а).

1. И. В. Золотухин, Ю. Е. Калинин, П. В. Неретин и др., Альтернативная энергетика и экология **2**, 7 (2002).

## Придание магнитных свойств природным силикатам (M11)

*Н. Н. Иванская, Е. Н. Калюкова, В. В. Богданов, Д. Н. Семаков*

*ГОУ ВПО Ульяновский государственный технический университет*

Природные силикаты – часто используемый материал в различных отраслях производства. Специфика минерального состава и кристаллохимической структуры а также характер пористости определяют широкий диапазон использования кремнеземистых (опал-кристобалитовых) осадочных пород – опок, диатомитов, трепелов, в качестве сорбентов. Для природных сорбентов характерна определенная «избирательность» преимущественных направлений их использования, которая максимально проявлена в их модификациях и композитных материалах.

В настоящее время существует потребность различных областей науки и техники в недорогих магнитоуправляемых сорбентах. Но магнитоуправляемые сорбенты, используемые, например, для сбора нефти с поверхности водоемов, в медицине, представляют собой дорогостоящие материалы, изготовление которых требует использования сложных технологических процессов и не менее сложного и дорогого оборудования. Модификация существующих природных сорбентов на силикатной основе – одна из альтернатив по снижению стоимости продукции.

Придание сорбентам магнитных свойств может обеспечить значительное повышение эффективности их использования, поскольку открывается возможность вводить сорбенты в очищаемую среду в виде дисперсной фазы при контролируемой поверхности межфазного контакта и извлекать из среды физическим методом.

В работе исследована возможность химической модификации поверхности диатомита и опоки позволяющая сохранять сорбционные свойства природных кремнеземов за счет развитой удельной поверхности, и одновременном придании материалу магнитных свойств.

Одним из вариантов придания магнитных свойств кремнеземам – нанесение на их поверхность кобальтового феррита состава  $Co_{1-x}Fe_{2+x}O_4$ , с  $x \geq 0$ . Синтез ферритмагнетика на сорбенте возможен несколькими способами.

При термическом разложении смеси аммонийных сульфатов железа и кобальта исходные реактивы тщательно перемешивают с тонкодисперсным порошком сорбента, затем смесь прокаливают и отжигают при температуре 800°C.

В случае соосаждения оксалатов железа и кобальта сливают водные растворы реактивов с водной суспензией сорбента. Полученную взвесь перемешивают, фильтруют, прокаливают, затем отжигают при температуре 800°C.

В третьем случае получают гидроксиды железа и кобальта с применением карбонатов. Сливанием реактивов получают осадок соединений железа и кобальта, который декантируют водой. Затем осадок взбалтывают в воде, и добавляют при перемешивании порошок природного силиката. Пульпу фильтруют, прокаливают и отжигают при температуре 800°C.

В четвертом случае сливают водную суспензию кремнезема и раствор соосажденных гидроксидов железа и кобальта из щелочного раствора хлорида железа. Полученный продукт нагревают до 150°C. Затем осадок декантируют, сушат и отжигают при температуре 450°C.

## Низкочастотные магнитоэлектрические свойства композита (x)PbZr<sub>0,53</sub>Ti<sub>0,47</sub>O<sub>3</sub> – (1-x)Mn<sub>0,4</sub>Zn<sub>0,6</sub>Fe<sub>2</sub>O<sub>4</sub> (M12)

С.А. Гриднев, А.В. Калгин

ВГТУ, Воронеж, 394026, Россия

Смесевые магнитоэлектрические (МЭ) композиты (x)PbZr<sub>0,53</sub>Ti<sub>0,47</sub>O<sub>3</sub> – (1-x)Mn<sub>0,4</sub>Zn<sub>0,6</sub>Fe<sub>2</sub>O<sub>4</sub>, далее (x)PZT – (1-x)MZF, с x = 0,2; 0,4; 0,6 и 0,8 были изготовлены по стандартной керамической технологии [1]. Спекание смесей промышленных порошков марганец – цинкового феррита (MZF) и сегнетоэлектрика цирконата – титаната свинца (PZT), взятых в заданном соотношении, проводилось в атмосфере воздуха при температуре 1443 – 1473 К в зависимости от состава в течение 5 часов. Образцы, используемые в магнитоэлектрических измерениях, имели размеры 8 x 4.5 x 1.5 мм<sup>3</sup>. Electrodes наносились методом вжигания серебряной пасты при 873 К в течение 30 мин. Поляризация образцов осуществлялась при температуре 353 К в электрическом поле 1.8 кВ/мм в течение 4 часов, после чего образец охлаждался до комнатной температуры в том же поле. Для предотвращения пробоя по воздуху образцы в процессе поляризации помещались в трансформаторное масло. Компонента PZT в композите (x)PZT – (1-x)MZF поляризована по толщине образца, в то время как компонента MZF намагничена по его продольному направлению. Рентгеновский анализ подтвердил присутствие в полученных композитах только двух фаз (со структурой перовскита и со структурой шпинели).

МЭ эффект в композитах изучали путем измерения напряжения, генерируемого на электродах образца под действием переменного и постоянного магнитного полей. Величина МЭ эффекта обычно характеризуется МЭ коэффициентом по напряжению  $\alpha$

$$\alpha = dU/(b \cdot dH), \quad (1)$$

где dU – переменное напряжение, снимаемое с обкладок образца, b – толщина образца, dH – напряженность переменного магнитного поля.

Постоянное подмагничивающее поле создавалось с помощью электромагнита, а переменное магнитное поле – с помощью катушек Гельмгольца.

Поперечный МЭ коэффициент по напряжению  $\alpha_{31}$  в зависимости от x проходит через пик. Максимальный МЭ отклик, составляющий приблизительно 14,4 мВ/(см·Э) на частоте 8 кГц и амплитуде переменного магнитного поля 5 Э, был достигнут в керамическом композите 0,6 PZT-0,4 MZF. Такое поведение  $\alpha_{31}$  подтверждается выводами в рамках термодинамической теории Ландау [2].

Работа выполнена при финансовой поддержке Федерального агентства по образованию Минобрнауки РФ (проект РНП 2.1.1/4406) и РФФИ (грант № 10-02-00336).

1. K. Okadzaki. Ceramic engineering for dielectrics, Tokyo, 1969.-336p.
2. Zhong C.G. Theory of the magnetoelectric effect in multiferroic epitaxial Pb(Zr<sub>0.3</sub>,Ti<sub>0.7</sub>)O<sub>3</sub>/La<sub>1.2</sub>Sr<sub>1.8</sub>Mn<sub>2</sub>O<sub>7</sub> heterostructures. J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. - V. 41. - P. 115002 (6pp).

## Использование метода молекулярной динамики для интерпретации спектров рентгеновского поглощения в $\text{ReO}_3$ (X10)

*А. Калинин<sup>1</sup>, Р. А. Эварестов<sup>2</sup>, А. Кузьмин<sup>1</sup>, Ю. Пуранс<sup>1</sup>*

<sup>1</sup> *Институт физики твёрдого тела, Латвийский университет, Латвия*

<sup>2</sup> *Кафедра квантовой химии, СПбГУ, СПб, Российская Федерация*

Анализ и интерпретация спектров рентгеновского поглощения является сложной задачей из-за необходимости учета тепловых колебаний в многочастичных вкладах, известных как эффекты многократного рассеяния. Для решения данной проблемы предлагается использовать метод молекулярной динамики (МД) [1]. Основной проблемой в данном подходе является нахождение модели межатомных взаимодействий, которая позволяет как можно лучше описать известные свойства кристалла, такие как структурные параметры, эластичные константы и частоты колебаний. Дальнейший расчет методом молекулярной динамики дает возможность получить набор статических атомных конфигураций соответствующих температуре EXAFS эксперимента. Рассчитанные для каждой из полученных конфигураций EXAFS спектры позволяют найти усредненный EXAFS сигнал, который включает в себя все температурные вклады.

Параметры модели межатомных взаимодействий могут быть также получены методом подгонки рассчитанного EXAFS спектра к экспериментальному. Совпадение рассчитанного спектра с экспериментальным позволяет сделать вывод о том что полученная из расчёта МД атомная структура является хорошим приближением к реальной структуре вещества.

В данной работе, используя расчёты МД при трех температурах (300К, 423К, 573К), были проанализированы EXAFS спектры  $L_3$ -края Re в кубическом оксиде рения ( $\text{ReO}_3$ ). Модель межатомных взаимодействий учитывала только парные вклады Re-O и O-O и ее параметры были оптимизированы по известным экспериментальным данным (структурным параметрам, эластичным константам и частотам колебаний), а также по частотам колебаний, которые были рассчитаны из первых принципов [2] методом квантовой химии. Найдено, что теоретически полученные EXAFS спектры хорошо воспроизводят экспериментально наблюдаемую температурную зависимость.

1. A. Kalinko, R.A. Evarestov, A. Kuzmin, and J. Purans, J. Phys.: Conf. Series 190 (2009) 012080.

2. R. A. Evarestov, A. Kalinko, A. Kuzmin, M. Losev, and J. Purans, Integr. Ferroelectrics 108 (2009) 1-10.

## Взаимосвязь отрицательного магнитосопротивления и намагниченности гранулированных нанокompозитов FeCoZr-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (M13)

*Ю. В. Касюк, Ю. А. Федотова*

*ИЦ ФЧВЭ БГУ, 220040, ул. М. Богдановича, 153, Минск, Республика Беларусь*

Гранулированные нанокompозиты (ГНК) металл-диэлектрик характеризуются изменением механизма проводимости от спин-зависимого (туннелирование, прыжковая проводимость) к металлическому в области концентраций металлических частиц, называемой порогом перколяции ( $X \approx 50$  ат. %). Спин-зависимый характер отрицательного магнитосопротивления (ОМС) предполагает корреляцию между ОМС  $\Delta\rho/\rho = (\rho(B) - \rho(0))/\rho(0)$  и квадратом приведенной к наибольшему значению намагниченности  $(M/M_S)^2$  [1]. Экспериментальное наблюдение такой корреляции подтверждает спин-зависимый характер транспорта носителей заряда. Очевидно также, что на магнитные и магнитотранспортные свойства ГНК оказывает влияние размер металлических гранул и толщина диэлектрической прослойки между ними. Таким образом, целью данных исследований стал системный анализ зависимостей  $\Delta\rho/\rho$  и  $(M/M_S)^2$  для определения механизма транспорта носителей в ГНК FeCoZr-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

ГНК пленки (FeCoZr)<sub>x</sub>(Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)<sub>100-x</sub>,  $38 \leq X \leq 63$  ат.%, напылялись в атмосфере Ar ( $6.7 \cdot 10^{-2}$  Pa) на ситалловые подложки методом ионно-лучевого распыления [2]. Магнитные и магнитотранспортные измерения проводились в диапазоне полей 0 – 9 Тл с помощью VSM-PPMS (Quantum Design).

Хорошее совпадение характера полевых зависимостей  $\Delta\rho/\rho$  и  $(M/M_S)^2$  наблюдалось для ГНК состава (FeCoZr)<sub>42</sub>(Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)<sub>58</sub>, что свидетельствует о спин-зависимом характере проводимости в данном образце. В то же время, для образцов (FeCoZr)<sub>47</sub>(Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)<sub>53</sub> и (FeCoZr)<sub>50</sub>(Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)<sub>50</sub> изучаемые кривые существенно отличаются –  $(M/M_S)^2(B)$  выходит на насыщение, а  $\Delta\rho/\rho(B)$ , наоборот, не насыщается даже в поле 9 Тл. Более того, при изменении концентрации металлических гранул от 42 до 50 ат.% абсолютное значение эффекта ОМС падает на порядок (от 3,1 % до 0,3 % при  $B = 8,9$  Тл). Это может свидетельствовать о формировании в материале токопроводящего кластера и переходе к металлическому типу проводимости в области концентраций FeCoZr  $\sim 47$  ат.% (порог перколяции).

Для оценки размеров частиц в ГНК различного состава кривые намагниченности образцов  $M(H)$  аппроксимировались функцией Ланжевена  $L(M_S V B / k_B T)$ , с учетом логарифмически-нормального распределения частиц по размерам  $f(V)$ . Аппроксимация показала, что при увеличении концентрации FeCoZr до 47 ат.% средние размеры металлических частиц увеличиваются более чем в два раза (5,3 нм  $\rightarrow$  11,2 нм), более того, существенно растет дисперсия частиц по размерам. Так, если в образце (FeCoZr)<sub>42</sub>(Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)<sub>58</sub> содержится менее 10 % частиц, по размеру превышающих 9 нм, то в образце (FeCoZr)<sub>47</sub>(Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)<sub>53</sub> как минимум 10 % частиц превышает 30 нм. Такое существенное увеличение размеров гранул подтверждает предположение о формировании металлического перколяционного кластера и объясняет изменение характера полевой зависимости ОМС.

Таким образом, спин-зависимый механизм транспорта носителей преобладает в ГНК состава (FeCoZr)<sub>42</sub>(Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)<sub>58</sub>, содержащем изолированные суперпарамагнитные гранулы FeCoZr со средним размером  $\sim 5,3$  нм. При увеличении концентрации FeCoZr до 47 ат.% происходит существенное увеличение размеров металлических гранул (11,2 нм) и смена механизма проводимости на преимущественно металлический.

1. Ch. Wang et al., J. Mater. Sci. **41**, 3873 (2006).

2. Ю.Е. Калинин, А.Т. Пономаренко и др., Физика и химия обработки материалов. **5**, 14 (2001).

## Исследование химической денатурации лизоцима методом мандельштам-бриллюэновского рассеяния света (X11)

*И.П. Колударов*

Механизмы сборки и разборки третичной структуры белков продолжают быть одними из главных проблем в молекулярной биологии. Множество работ посвящены исследованию денатурации белков, вызванной химическими агентами, такими как гуанидингидрохлорид (GdnHCl), мочевины и др., однако до сих пор нет однозначного ответа на вопрос о механизмах их действия на белки. Известно, что денатурирующие агенты непосредственно взаимодействуют с белковой молекулой [1], но в то же время могут менять свойства растворителя – воды [2]. Это необходимо учитывать и при изучении динамических процессов при денатурации белков, которым в последнее время все уделяется большое внимание [3]. Недавно было показано, что мандельштам-бриллюэновское рассеяние (МБР) света является чувствительным методом для исследования динамики белков при их фазовых превращениях в области температур денатурации [4]. Настоящая работа посвящена исследованию денатурации лизоцима с помощью мандельштам-бриллюэновского рассеяния (МБР) света (6-ти проходной тандем интерферометр Фабри-Перо системы Сандеркок) под воздействием GdnHCl 1 М и 6 М. Эксперименты проводились в области температур от 298 до 350 К. Для того, чтобы выявить особенности в поведении гиперзвука, связанные с изменениями структуры и динамики лизоцима при денатурации, МБР света в белковых растворах сравнивались с рассеянием в аналогичных растворах, не содержащем белка. В температурном поведении гиперзвука в растворах GdnHCl (без белка) были обнаружены аномалии. Показана зависимость температурного поведения скорости гиперзвука в растворах лизоцима с различной концентрацией GdnHCl, что связано с изменением состояния белка. При высокой концентрации GdnHCl в растворе лизоцима наблюдалось интенсивное квазиупругое рассеяние света, имеющее нетривиальную температурную эволюцию. Природа обнаруженных аномалий поведения МБР света обсуждается в настоящем докладе в рамках современных представлений о динамике белковой макромолекулы.

1. S.C. Mande, M.E. Sobhia, *Protein Eng.* **13** (2000) 133.
2. Y.L. Rezus and H.J. Bakker, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **103** (2006) 18417.
3. M.T. Rao, A.K. Bhuyan, K.Venu, and V.S.S. Sastry, *J. Phys. Chem. B* **113** (2009) 6994.
4. A.V. Svanidze, S.G. Lushnikov, S. Kojima, *Письма в ЖЭТФ* **90** (2009) 85.

# Распределение глубинной поглощенной дозы облучения вдоль трека ядра $^{12}\text{C}$ в сеансе адронной терапии (X12)

*Комов М.Н., Русских Г.А.*

*Международный университет природы, общества и человека «Дубна», Дубна*

В докладе представлены результаты обработки данных по измерению глубинного распределения поглощенной дозы облучения вдоль трека ядра  $^{12}\text{C}$ , которые предполагаются использовать в сеансе адронной терапии онкологических больных. Дается анализ существующих данных по кривым Брэгга в подобных экспериментах в водном фантоме при энергиях 150-400 МэВ/нуклон для ядер  $^{12}\text{C}$ . Предлагается модернизировать экспериментальную установку путем введения в водный раствор дополнительных составляющих, имитирующих различные ткани организма пациента. Приводятся рассчитанные кривые Брэгга для этих случаев. Расчеты проведены с помощью авторской программы, реализованной на языке C++.

Одним из способов лечения онкологических заболеваний является радиотерапия. Известно, что онкоклетки, как более быстро делящиеся, более чувствительны к действию радиации, что позволяет надеяться на то, что в сеансе адронной терапии раковая клетка погибнет, а нормальным клеткам организма будет нанесено минимум вреда. В настоящее время считается, что наиболее эффективно лечение тяжелыми заряженными частицами, а именно ионами углерода, ввиду наличия у последних ряда преимуществ:

1. Небольшая доля ионов превращается в позитронно - эмиссионные изотопы, что дает независимый контроль распределения дозы в томографе.

2. Заметно меньшее, чем у протонов рассеяние – более острый пик в точке остановки.

3. Высокая плотность ионизации достаточная для разрушения молекул ДНК.

4. Ионы с разной энергией имеют разную длину пробега - меняя энергию, облучаем разные места по глубине. Облучение ионами с плавным изменением энергии позволяет создавать равномерное облучение.

5. Ярко выраженный пик Брэгга. Высокая доза в мишени при малой дозе перед опухолью. Ионы двигаясь в глубину замедляются и ионизирующая способность возрастает перед остановкой.

Измерение поглощенной дозы в эксперименте:

а) Две плоскопараллельные ионизационные камеры

б) Дозиметр ДКДа-01 ИФТП с алмазным детектором, изготовленный в ИФТП (Дубна), был использован для измерений поглощенной дозы. Алмазный детектор состоит из кристалла натурального алмаза толщиной 0,4 мм с чувствительным объемом 7 мм<sup>3</sup>. Он обладает высокой чувствительностью, хорошей пространственной точностью благодаря своему малому размеру, высокой радиационной стойкостью и хорошей тканеэквивалентностью. Заряд, измеренный алмазным детектором, преобразовывался в радиационную дозу в регистрационном блоке. Водный фантом в виде параллелепипеда длиной 300 мм вдоль направления оси пучка и площадью 100 x 150 мм использовался для измерений пространственных дозных распределений. Двухкоординатное перемещающее устройство позволяло передвигать алмазный детектор в водном фантоме вдоль оси пучка и в горизонтальном направлении. Управление передвижением детектора осуществлялось дистанционно через компьютер.

1. Kraft G. Tumor Therapy with Heavy Charged Particles, Prog. Part. Nucl. Phys. 45 (2000) 473-544.

2. Chu W.T. Overview of Light-Ion Beam Therapy, LBNL report 59883 (2006);

<http://repositories.cdlib.org/lbnl/LBNL-59883>.

3. Джордж Шеферд. Программирование на Microsoft Visual C++ .NET. Питер. 2007.

# Определение собственных частот мембраны клетки в эксперименте с лазерным облучением нанокластера Au, помещенного в опухолевую ткань (X13)

*Крючкова Д.М., Конжур Е.А.*

*Международный университет природы, общества и человека «Дубна», Дубна*

Представляются результаты определения собственных частот мембраны клетки в эксперименте с лазерным облучением золотого нанокластера, помещенного в опухолевую ткань. Построена биофизическая модель изучаемого объекта. Дана математическая постановка и построены соответствующие уравнения. Получены решения – собственные значения и собственные функции построенных уравнений.

## **Введение**

Современные биофизические технологии обеспечивают с помощью антител доставку металлического нанокластера к опухолевой клетке.

В своем эксперименте мы используем лазерную установку. Лазером мы нагреваем опухолевую клетку, окруженную антителами с металлическим кластером.

Роль лазерного СВЧ-излучения заключается в возбуждении СВЧ-колебаний в металлическом кластере и его нагреве. То есть клетка в которую введен нанокластер при нагревании начинает колебаться и разрушается. Для нанокластера Au достигаемая температура составляет 41-50 градусов С.

Для расчетов внешнего воздействия на нанокластер Au и, в конечном счете, на саму опухолевую клетку необходимо знать собственные значения и собственные функции мембраны опухолевой клетки. При математическом моделировании указанного физического процесса – внешнего воздействия, - необходимо будет пользоваться разложением предполагаемого решения поставленных краевых задач по этим собственным функциям.

Дальнейшая работа будет заключаться в следующем:

■ Составить уравнение теплопроводности, используя полученные в результате расчетов собственные значения и собственные функции.

■ Определить, при разогревании до какой температуры нанокластер будет давать максимально полезный эффект разрушения опухолевой ткани.

1. Таблицы физических величин. Под. ред. Кикоина И.К., Москва,
2. Ченцов Ю.С. Введение в клеточную биологию. М.: ИКЦ «Академкнига», 2004. – 495с.,
3. Дьяконов В.П., Круглов В. В. Математические пакеты расширения и MATLAB. Питер. 2007.

# Структурные свойства магнитных наножидкостей моно- и бидисперсная модель (M14)

*Крутикова Е.В., Елфимова Е.А.*

*Уральский государственный университет им. А.М.Горького*

Магнитные жидкости представляют собой устойчивые коллоидные взвеси частиц ферро- или ферромагнитных материалов (например окислов железа, кобальта и никеля) в жидких носителях (это может быть керосин, вода, толуол, кремнийорганические масла). Феррочастицы имеют характерный размер порядка 10 нм. По своей структуре и свойствам магнитные жидкости относятся к мягким материалам, изучение которых сейчас является одним из наиболее активно развивающихся направлений физики конденсированных сред. Магнитные жидкости находят свое применение в космической и вакуумной технике. Изделия на основе магнитных жидкостей используются для герметизации вводов вращательного и более сложных видов движения. Разрабатываются нетрадиционные методы магнитного транспорта лекарств с помощью магнитных жидкостей; новые способы медицинской диагностики и лечения. Благодаря своему широкому применению, магнитные жидкости сейчас активно синтезируются и изучаются во многих странах мира.

Главной особенностью магнитных жидкостей является наличие диполь-дипольного взаимодействия между частицами, которое имеет нецентральный характер, т.е. зависит не только от расстояния между феррочастицами, но и от взаимной ориентации их магнитных моментов. Прямое экспериментальное изучение микроструктуры феррожидкостей возможно только с помощью техники малоуглового нейтронного рассеяния [1], позволяющего определить структурный фактор. Последний демонстрирует особенности межчастичных корреляций в Фурье-пространстве. Однако обработка экспериментальных данных, полученных в Фурье-пространстве волновых векторов рассеяния, требует вычисления парной корреляционной функции системы феррочастиц, которая имеет смысл плотности вероятности расположения двух произвольно выбранных феррочастиц на заданном расстоянии друг от друга.

В данной работе парная корреляционная функция вычисляется на основе термодинамической теории возмущений [2]. Магнитная жидкость моделируется моно- и бидисперсной системой дипольных сфер. Полученное аналитическое выражение для парной корреляционной функции учитывает трех- и четырехчастичные корреляции. В работе проанализировано влияние многочастичных корреляций и термодинамических параметров исследуемой системы на поведение парной корреляционной функции.

Работа выполнена при финансовой поддержке CRDF № PG07-005-02, РФФИ № 08-02-00647, грант АВЦП № 2.1.1/1535, ФАНИ г/к 02.740.11.0202.

1. D. Bica, L. Vekas, M.V. Avdeev, O. Marinica, V. Socoliuc, M. BalasoIU and V.M. Garamus, J. Magn. Magn. Mater. **311**, 17 (2007).

2. R. Balescu, Equilibrium and Nonequilibrium Statistical Mechanics (Wiley, New York, 1975).

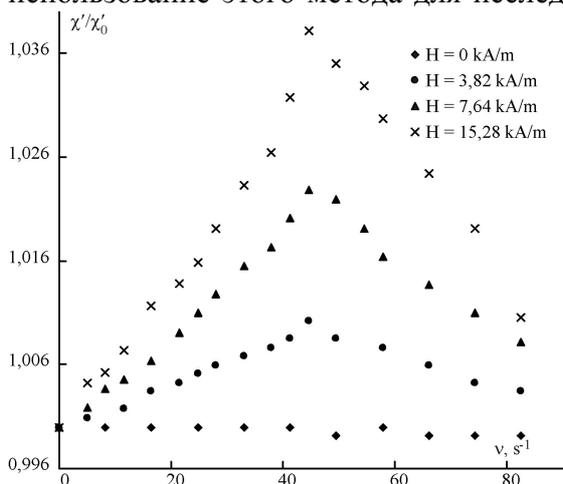
# Аксиальная динамическая восприимчивость вращающейся магнитной жидкости в поперечном подмагничивающем поле (M15)

Б.Э. Кашевский<sup>1</sup>, С.А. Куникин<sup>2</sup>, Д.В. Гладких<sup>2</sup>, Ю.И. Диканский<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт тепло- и массопереноса им. А.В. Лыкова НАН Белоруссии

<sup>2</sup> Ставропольский государственный университет

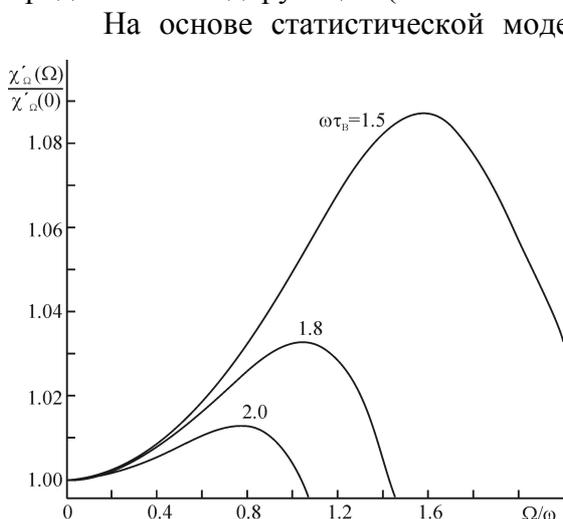
Измерение динамической магнитной восприимчивости применяется для изучения внутреннего состояния магнитных жидкостей (МЖ) [1]. В последнее время обсуждается использование этого метода для исследования реологических свойств сложных жидкостей



[2, 3], а также для тестирования процесса связывания иммуно-активированных магнитных частиц биологическими клетками [4].

В данной работе представлены экспериментальные данные и теоретический анализ явления магнито-вихревого резонанса в системе вращающихся магнитных наночастиц в полиэтилсалаксановой среде в случае когда зондирующего поле параллельно оси вращения и поперечно направлению подмагничивающего поля.

МЖ в зависимости от частоты ее вращения в продольном подмагничивающем и продольном зондирующем (с частотой 40 Гц) полях представлены на рис. 1.



Результаты измерения действительной части комплексной магнитной восприимчивости МЖ в зависимости от частоты ее вращения в продольном подмагничивающем и продольном зондирующем (с частотой 40 Гц) полях представлены на рис. 1.

На основе статистической модели действующего поля это явление может быть описано системой уравнений, полученных в [5]. Численное решение этой системы при условиях аналогичных экспериментальным (рис. 2) указывает на достаточно большой размер частиц, необходимых для осуществления этого процесса. Подтверждением этого служит дисперсия магнитной восприимчивости образца в подмагничивающем поле. Характер поведения кривой дисперсии указывает на агрегирование частиц. Теоретический анализ показал, что агрегирование должно приводить к образованию цепочечных агрегатов из 5 частиц, размерами около 22 нм, что согласуется с данными магнитной гранулометрии.

Таким образом, возникновение максимума на зависимости действительной части аксиальной восприимчивости обусловлено особенностями конкуренции ориентирующего действия поля и дезориентирующего действия гидродинамического.

1. E. Blums, A. Cebers & M. M. Maiorov 1997 *Magnetic Fluids* (Walter de Gruyter) p 416.
2. Cheng Z., Mason T.G. *Phys. Rev. Lett.* 2003 **90**.
3. Yu. L. Raikher and V. V. Rusakov *Colloid J.* 2008 **70** 77.
4. R. Kötitz, W. Weitschies, et al. *J. Magn. Magn. Mater.* 1999 **194** 62-68
5. В. Е. Кашевский *Магнитная гидродинамика* 1989 17-24. (In Russian)

## Фазовый состав системы Cr-Co-Mn с 10%; 25% содержанием Co, Mn в хромовой кристаллической матрице (X14)

*П.И. Кутовая<sup>1</sup>, Л.А. Булавин<sup>1</sup>, А.И. Бескровный<sup>2</sup>*

<sup>1</sup> Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Украина

<sup>2</sup> ОИЯИ, Дубна

Сплавам на основе хрома свойственно разнообразие типов антиферромагнитного упорядочения и наличие нескольких точек магнитных фазовых переходов. Известно, что вблизи этих температур сплавы проявляют специфику в поведении физических характеристик, в частности, инварианное поведение электросопротивления, что способствует промышленному использованию сплавов на основе хрома в производстве прецизионных резистивных элементов [1-2].

Выбор объектов исследования определен тем, что в сплавах системы Cr-Co-Mn наблюдалось аномальное поведение термомагнитных кривых, состоящее в магнитной необратимости и зависимости восприимчивости от термомагнитной предыстории образцов, а также появление так называемой термоостаточной намагниченности [3-5]. Такое поведение может указывать на формирование особой магнитной структуры типа кластерного спинового стекла с высокой температурой блокировки магнитных моментов кластеров (~ 550-600 K) [6-7].

Вопрос о возможности существования магнитной структуры типа кластерного спинового стекла в сплавах системы Cr-Co-Mn совсем не исследован нейтронографическим методом, что не позволяет сделать конечные и однозначные выводы относительно характера и параметров магнитного упорядочения в высоколегированных сплавах этой системы. В связи с этим необходимым является проведение нейтронографических исследований магнитной структуры сплавов системы Cr-Co-Mn.

В данной работе проверено качество (текстура, однофазность) образцов системы Cr-Co-Mn на рентгеновском дифрактометре. В результате эксперимента получены дифракционные спектры от поликристаллических образцов системы Cr-Co-Mn с разным содержанием атомов Co и Mn. По результатам экспериментальных данных проведен анализ фазового состава сплавов исследованной системы. Таким образом, в результате аттестации образцов системы Cr-Co-Mn проведен отбор объектов для дальнейших нейтронографических исследований.

1. Волны спиновой плотности и зонный антиферромагнетизм в металлах / Н.И.Куликов, В.В.Тугушев // Успехи физ.наук – 1984г. – Vol. 144, № 4. – С. 643-680.

2. Современные представления об антиферромагнитном упорядочении в хrome / А. К. Бутыленко // К. : Наук. думка, 1966. – С. 18-48.

3. Магнитометрические исследования твердых растворов на основе хрома в тройной системе Cr-Co-Mn / М. Г. Бабич, М. И. Захаренко // Физика металлов и металловедение. — 2003. — Т. 96, № 1. — С. 28-31.

4. Влияние кобальта на магнитные, магнитоупругие, кинетические и гальваномагнитные свойства антиферромагнитного хрома / Е. И. Кондорский [и др.] // Вестн. МГУ. Серия «Физика, астрономия». — 1985. — Т. 26, № 2. — Р. 80-84.

5. Закономірності формування магнітних структур в розбавлених сплавах на основі хрома / М. Г. Бабич, М. І. Захаренко // Вісн. Київ. ун-ту. Фіз.-мат. науки. —1997. — Вип. 1. — С. 247-253.

6. Spin-density-wave antiferromagnetism in chromium alloys / E. Fawcett [et al.] // Rev. of Mod. *Physics*. – 1994. – Vol. 66, № 1. – P. 25-127.

7. Магнитные структуры в кристаллических и аморфных веществах / С.А.Никитин // МГУ – 1996г

## Температурная зависимость спектра ФМР и магнитная анизотропия в сверхрешетках Co/Cu (111) (M16)

Кутько К.В.<sup>1</sup>, Каплиенко А.И.<sup>1</sup>, Николова Э.П.<sup>1</sup>, Андерс А.Г.<sup>2</sup>,  
Зорченко В.В.<sup>3</sup>, Стеценко А.Н.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины, г. Харьков, Украина

<sup>2</sup>Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, г. Харьков, Украина

<sup>3</sup>Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт», г. Харьков, Украина

Целью данной работы является получение количественной информации о температурной зависимости магнитной анизотропии для многослойной системы Co/Cu (111) в наиболее интересном для практического применения диапазоне  $\sim (T_{\text{комн}} \pm 60^\circ \text{C})$ , а также определение физических механизмов, ответственных за формирование этой зависимости. Для этого методом магнитного резонанса (МР) исследовалась серия образцов многослойных пленок  $[\text{Co}(8 \text{ \AA}) / \text{Cu}(d_{\text{Cu}}=7 \div 22 \text{ \AA}) (111)]_{20}$ . Основные измерения спектров МР проводились на спектрометре JEOL – ХК в 3-см диапазоне длин волн ( $f = 9,685 \text{ ГГц}$ ) в магнитных полях до 1.5 Тл в температурном интервале от 235 К до 350 К. Спектр МР образцов в виде одиночной интенсивной линии фиксировался для двух направлений внешнего магнитного поля – вдоль и поперек плоскости пленки. Из значений резонансного поля по формулам Киттеля [1] были получены температурные зависимости эффективного внутреннего поля  $H_{\text{eff}}$  и эффективной константы анизотропии  $K_{\text{eff}}$ . Для всех образцов серии эти зависимости подобны и имеют линейный вид, что говорит об общем механизме их формирования. В среднем для всех образцов исследуемой серии параметр  $K_{\text{eff}}$  изменяется на данном температурном участке на величину  $\Delta K_{\text{eff}} \approx 0,9 \cdot 10^6 \text{ эрг/см}^3$ , что составляет  $\sim 25 \div 30 \%$  от его номинального значения при комнатной температуре, в то время как внутреннее эффективное поле изменяется в среднем на  $\sim 1,7 \text{ кЭ}$ .

Суммарная энергия магнитной анизотропии таких систем имеет вид:

$$K_{\text{eff}} = K_{\text{ME}} + K_{\text{MC}} + 2K_S / d_{\text{Co}} - 2\pi M_S^2 \quad (1),$$

где  $K_{\text{МК}}$  - магнитокристаллический вклад,  $K_{\text{МУ}}$  - магнитоупругий вклад,  $K_S$  - поверхностный вклад,  $2\pi M_S^2$  - магнитодипольный вклад, определяемый значением намагниченности насыщения  $M_S$ . Все четыре слагаемых параметра  $K_{\text{eff}}$  могут иметь температурную зависимость в интересующем нас диапазоне. Для оценки величин температурных изменений для всех образцов исследованной серии были рассчитаны внутри- и межплоскостные расстояния  $a_{\parallel}$  и  $a_{\perp}$ , реализующиеся в исходной ГЦК структуре кобальта за счет псевдоморфных искажений [2]. С учетом коэффициентов теплового расширения  $\alpha_{\text{Co}} = 17,9 \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-1}$ ,  $\alpha_{\text{Cu}} = 15,2 \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-1}$  [3] была произведена количественная оценка температурного изменения первых трех слагаемых выражения (1). Она составляет на несколько порядков меньшую величину, чем наблюдаемая в эксперименте. В то же время по литературным данным изменения намагниченности в данном температурном интервале составляют от  $\Delta M_S \approx 4\%$  [4] до  $\Delta M_S \approx 15\%$ ,  $\Delta H_{\text{eff}} = -4\pi \Delta M \approx 2,7 \text{ кЭ}$  [5].

Таким образом, основным источником температурной зависимости магнитной анизотропии, полученной для системы Co/Cu, является температурная зависимость намагниченности, определяющая магнитодипольный вклад в энергию анизотропии.

1. С. Kittel. *Phys. Rev.* **73**, 155 (1948).

2. К.В. Кутько, А.И. Каплиенко et.al. *FNT*, **35**, 1114 (2009).

3. И.С. Новикова. Теплового расширение твердых тел. Наука (1974) 294 с.

4. U. Gradmann, J. Muller. *Z. Angew. Phys.* **30**, 87 (1970).

5. С.Н. Marrows, R. Loloee, B.J. Hickey. *J. Magn. Mater.* **184**, 137 (1998).

## Синтез наночастиц гексаферрита стронция методом кристаллизации стекла (X15)

*С. Е. Кушнир<sup>1</sup>, К. С. Гордеева<sup>1</sup>, Л. А. Трусов<sup>1</sup>, П. Е. Казин<sup>2</sup>, Ю. Д. Третьяков<sup>2,1</sup>*

<sup>1</sup> *Московский государственный университет, факультет наук о материалах*

<sup>2</sup> *Московский государственный университет, химический факультет*

Материалы на основе гексаферрита стронция  $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$  являются магнитотвердыми и широко используются в промышленности для создания постоянных магнитов и в качестве высокочастотных устройств, а также перспективны для магнитной записи высокой плотности. Гексаферрит стронция характеризуется высокой термической и химической стабильностью и относительно низкой стоимостью. Особый интерес представляет синтез однодоменных частиц гексаферрита, имеющих размеры в субмикронном диапазоне. Подобные частицы могут характеризоваться как повышенными значениями коэрцитивной силы, так и проявляют суперпарамагнитное поведение при уменьшении их размеров до нескольких нанометров. Для достижения высокой плотности магнитной записи информации необходимы частицы гексаферрита минимального размера, обладающие достаточной коэрцитивной силой (более 3000 Э). Удобным методом синтеза однодоменных частиц гексаферритов является стеклокерамический метод, при котором стекло подвергается термической обработке.

Целью данной работы являлась разработка стеклокерамического метода синтеза высококоэрцитивных частиц гексаферрита стронция с минимально возможным размером.

Синтезировали стёкла следующих номинальных составов:  $14\text{SrO} \times 6\text{Fe}_2\text{O}_3 \times 12\text{B}_2\text{O}_3$  и  $(1+n)\text{SrO} \times 6\text{Fe}_2\text{O}_3 \times n\text{B}_2\text{O}_3$ , где  $n$  принимало значения 6, 10, 12, 16 и 24. Получение стёкол осуществляли путём быстрой закалки оксидного расплава между вращающимися стальными валками. Синтезированные стёкла подвергли термической обработке при температурах 550 – 950 °С.

Изучение процессов кристаллизации, проходящих при отжиге стекла проводили на стекле состава  $14\text{SrO} \times 6\text{Fe}_2\text{O}_3 \times 12\text{B}_2\text{O}_3$ . Стекло подвергли дифференциально-термическому анализу (ДТА), который показал наличие эндотермического процесса при 535 °С, соответствующего температуре стеклования, и три экзотермических пика. Для определения процессов, соответствующих выявленным экзотермическим эффектам, образцы стекла отжигали в том же режиме, что и при проведении ДТА.

В интервале температур 580 – 630 °С происходит медленное формирование суперпарамагнитных наночастиц  $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$ . В интервале 630 – 680 °С происходит резкая кристаллизация частиц гексаферрита, обладающих высокой коэрцитивной силой. До температуры 740 °С преобладает процесс зародышеобразования, и кристаллизуются наночастицы гексаферрита (диаметр < 100 нм). При более высоких температурах средний размер частиц скачком увеличивается в результате рекристаллизации.

В образцах серии  $(1+n)\text{SrO} \times 6\text{Fe}_2\text{O}_3 \times n\text{B}_2\text{O}_3$  также наблюдается рост коэрцитивной силы с повышением температуры отжига. В зависимости от состава коэрцитивная сила образцов достигает значений 4900 - 6300 Э при температуре отжига 900 °С.

Путём растворения стеклокерамики состава  $14\text{SrO} \times 6\text{Fe}_2\text{O}_3 \times 12\text{B}_2\text{O}_3$  в разбавленной уксусной кислоте были выделены наночастицы гексаферрита обладающие коэрцитивной силой до 3900 Э и субмикронные частицы гексаферрита с коэрцитивной силой до 6000 Э.

## Условия для получения монохроматических пучков максимальной интенсивности в геометрии Лауэ (X16)

*В.В. Маргарян<sup>1</sup>, К.Т. Айрапетян<sup>1</sup>, С.Н. Нореян<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>“X-Ray Pungs Laboratory”, Армения, Ереван, Вагаршян 19, x-ray@web.am

В представленной работе исследована зависимость абсолютной величины интенсивности монохроматического рентгеновского излучения, дифрагированного от направления падающего первичного пучка в направлении отражения в геометрии Лауэ при наличии внешних воздействий (условие полной переброски), от толщины рассеивающего монокристалла. Как известно, угловая ширина рентгеновского пучка, полноперебрасываемого от первичного направления падения в направлении отражения при наличии внешних воздействий, зависит как от толщины рассеивающего монокристалла ( $t$ ), так и от расстояния источник излучения - рассеивающий монокристалл. При фиксированном расстоянии источник излучения – рассеивающий монокристалл по мере увеличения толщины монокристалла угловая ширина полноперебрасываемого рентгеновского пучка линейно возрастает.

Из вышесказанного следует, что с увеличением толщины рассеивающего монокристалла увеличиваются размеры угловой области полной переброски из направления первичного пучка в направлении отражения, и, естественно, увеличивается интегральная интенсивность отраженного пучка.

С другой стороны, увеличение толщины рассеивающего монокристалла приводит к увеличению интегральной интенсивности, поглощенной монокристаллом. Естественно предположить, что в описанных условиях, изменяя толщину рассеивающего монокристалла, можно найти ту оптимальную толщину, при которой абсолютная величина полноперебрасываемого в направлении отражения рентгеновского пучка будет максимальной.

В результате подробного анализа результатов экспериментального исследования показано, что абсолютная величина интегральной интенсивности полноперебрасываемого из первичного направления в направлении отражения рентгеновского пучка достигает своего максимума при соблюдении условия:  $\mu t=1$ , где  $\mu$  - коэффициент линейного поглощения,  $t$  – толщина монокристалла.

Истинность данного условия подтверждена также теоретическими расчетами.

1. С.Н. Нореян, В.К. Мирзоян, В.Р. Кочарян., Зависимость угловой апертуры полного перебрасываемого рентгеновского излучения от толщины монокристалла при наличии температурного градиента. Известия НАН Армения, Физика, 2004, Т.39, N2, С.124-130.
2. V.V. Margaryan, K.T. Hayrapetyan, S.N. Noreyan, The Peculiarities of Angular Width of Diffracted X-Rays at The Presence of Temperature Gradient, Acta Cryst. 2009. A65, s214

## Определение примесей водорода в кристаллах методом малоуглового рассеяния нейтронов (X17)

*М. С. Мащенко, А. А. Бирюков*

<sup>1</sup> Самарский государственный университет

В настоящее время наше общество достигло понимания того, что необходимым условием дальнейшего развития является инновационная деятельность. Заключается она не только в создании новых технологий, но и, прежде всего, во внедрении этих технологий в производственный процесс. Целью моих исследований является повышение прочности промышленных деталей (а вместе с тем и увеличение срока их службы). Вначале было решено рассмотреть причины ухудшения свойств материалов, в частности проблема водородной хрупкости.

Проблема водородной хрупкости материалов является достаточно известной проблемой материаловедения, и ее освящение было дано в ряде книг и публикаций на протяжении многих лет [1-3]. Исследователи использовали в своих работах разные методы [3-5]. Но, к сожалению, механизм возникновения водородной хрупкости до сих пор не нашел достаточно убедительного объяснения. В связи с этим интересным представляется исследование данной проблемы с помощью нейтронов.

Необходимость использования нейтронных источников при исследовании водородсодержащих материалов рассмотрена, например в [6]. Рассеяние нейтронов позволяет отследить динамику межатомных процессов, дефекты кристаллической решетки и др [7-9].

На данном этапе работа включает в себя подготовку к эксперименту по определению примесей водорода методом малоуглового рассеяния нейтронов. В частности, изучение теоретических основ данного метода, построение модели локализации примесей в кристалле и основанные на этом методы интерпретации полученных данных.

1. А.С. Мороз, Б.Б. Чечулин. Водородная хрупкость металлов. М.: Металлургия. 1967, 240 с.
2. П.В. Гельд, Р.А. Рябов, Л.П. Мохрачева. Водород и физические свойства металлов и сплавов. М.: Наука. 1985, 232с.
3. Л.М. Полторацкий, В.Е. Громов, В.Я. Чинокалов. Водород в сталях и сплавах (современное состояние вопроса). Сиб. гос. индустр. ун-т. - Новокузнецк : СибГИУ , 2008. - 161 с.
4. С.Н. Родников, Т.М. Овчинникова. Исследование деградации стали в результате абсорбции водорода. Сборник научных трудов ВяГТУ. №1(10). Киров, 1999. С. 103-108.
5. Н.В. Гаврилова, А.Л. Гусев, В.И. Кудряш, Е.Л. Харченко, Ю.Н. Шалимов. Аналитические возможности различных методов определения содержания водорода в металлах. Международный научный журнал «Альтернативная энергетика и экология», № 12, 2007 г.
6. А. И. Огороков. Малоугловое рассеяние поляризованных нейтронов. ПИЯФ РАН, ГАТЧИНА РАН, Гатчина. 1996
7. Ю.З. Нозик, Р.П. Озеров, К. Хенниг, Структурная нейтронография, т. 1. М.: Атомиздат, 1979 год.
8. И.И. Гуревич, Л.В. Тарасов. Физика нейтронов низких энергий. М.: Наука, 1965 год.
9. Д.И. Сверхун, Л.А. Фейгин. Рентгеновское и нейтронное малоугловое рассеяние. М.: Наука, 1986 год.

## Коэффициенты отражения и прохождения электромагнитных СВЧ волн для многослойных тонкопленочных структур (М17)

П. А. Макаров

Сыктывкарский государственный университет

В настоящее время широко исследуются электродинамические свойства тонких многослойных пленок, в частности отражение, прохождение и поглощение электромагнитных волн. Это связано с тем, что различные металлические, диэлектрические и полупроводниковые слои находят применение во многих областях науки и техники. Различные наноструктуры используются, например, в интегральной электронике, оптическом приборостроении, в электротехнике СВЧ, а так же в устройствах сверхбыстрой обработки и хранения информации.

В связи с огромным интересом, который представляют собой тонкопленочные системы, возникает необходимость описания их свойств. В данной работе на основе граничных условий импедансного типа [1] методом усреднения [2] были получены коэффициенты отражения и прохождения электромагнитной волны:

$$R = \frac{\left| (a_1 - a_2)Z_0 - b_2Z_0^2 + b_1 \right|^2}{\left| (a_1 + a_2)Z_0 + b_2Z_0^2 + b_1 \right|^2}, \quad (1)$$

$$T = \frac{\left| \frac{2pZ_0 e^{i\left(\sum_{m=1}^3 k_m d_m\right)}}{(a_1 + a_2)Z_0 + b_2Z_0^2 + b_1} \right|^2}{\left| (a_1 + a_2)Z_0 + b_2Z_0^2 + b_1 \right|^2} \quad (2)$$

При этом в выражениях (1) и (2)  $a_l, b_l, p$  - коэффициенты, определяемые параметрами слоев структуры и частотой волны,  $Z_0$  - импеданс свободного пространства, а  $k_l$  - волновое число волны в слое  $l$ .

Таким образом, в данной работе были получены следующие результаты:

1. Методом усреднения на основе граничных условий импедансного типа получены энергетические коэффициенты отражения и прохождения для произвольной тонкой трехслойной структуры.

2. Теоретически исследовано отражение, прохождение и поглощение трехслойных металлодиэлектрических систем при различных параметрах.

1. Каплан А. Е. РЭ, **10**, 1781 с., (1964)
2. Хасс Г. Физика тонких пленок, **1**, Мир, (1967)



- [1] A. Schebetov, A. Kovalev, B. Peskov, N. Pleshanov, V. Pusenkov, P. Schubert-Bischoff, G. Shmelev, Z. Soroko, V. Syromyatnikov, V. Ul'yanov, A. Zaitsev, Nucl. Instr. and Meth. A **432** (1999) p.214. - Multichannel neutron guides of PNPI: results of neutron and X-ray reflectometry tests.  
 [2] В.М. Пусенков, - Диссертация канд. ф.-м. наук, Гатчина, (2002) 111 стр.

## Магнитные свойства инвертированных опалоподобных структур на основе Ni и Co (M18)

*А.А. Мистонов<sup>1</sup>, Н.А. Григорьева<sup>1</sup>, А.В. Васильева<sup>2</sup>, С.В. Григорьев<sup>2</sup>, Н.А. Саполетова<sup>3</sup>,  
 К.С. Напольский<sup>3</sup>, А.А. Елизеев<sup>3</sup>, Н. Eckerlebe<sup>4</sup>*

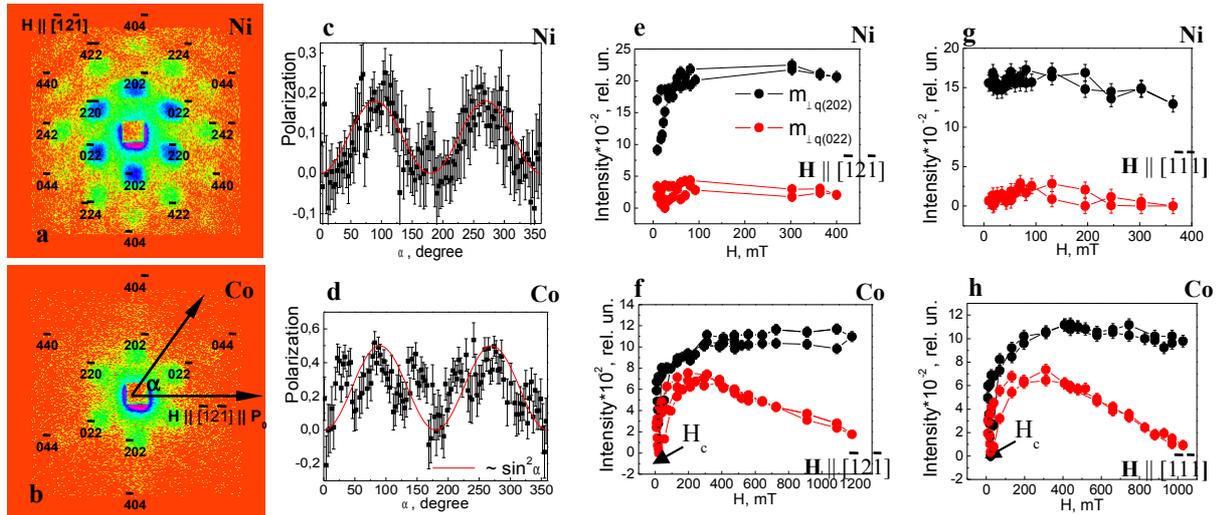
<sup>1</sup> СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Петербургский институт ядерной физики, Гатчина, Россия

<sup>3</sup> Московский государственный университет, Москва, Россия

<sup>4</sup> GKSS, Geesthacht, Germany

Корреляция структурных и магнитных свойств инвертированных опалов (ИО) на основе Ni и Co изучалась методом малоугловой дифракции поляризованных нейтронов. Образцы синтезированы методом электрохимического осаждения ферромагнетика в поры синтетического опала, сформированного из полистирольных микросфер, упорядоченных в ГЦК структуру с периодом решетки  $a_0 = 720 \pm 20$  нм. Внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}$  величиной до 1.2 Т прикладывалось вдоль кристаллографических осей  $[\bar{1}2\bar{1}]$ ,  $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ ,  $[0\bar{1}0]$ ,  $[\bar{1}0\bar{1}]$ . В работе проанализирован магнитный вклад  $I_H(q) \sim |A_m \mathbf{m}_{\perp q} S(q) F(\mathbf{q})|^2$ , где  $\mathbf{m}_{\perp q} = \mathbf{m} - (\mathbf{q} \times \mathbf{m}) \mathbf{q} / q^2$ ,  $\mathbf{m}$  – единичный вектор намагниченности  $\mathbf{M}$ ,  $\mathbf{q}$  – вектор рассеяния, в интенсивность нейтронного рассеяния в брэгговских рефлексах (рис.1a,b), соответствующих системе намагниченных кристаллографических плоскостей семейства  $\{202\}$ .



Зависимость поляризации рассеянного нейтронного пучка на плоскостях  $\{202\}$  ( $P \approx 2P_0 \cdot \sin^2 \alpha$ ) от угла  $\alpha = \angle(\mathbf{q}, \mathbf{H} \parallel \mathbf{P}_0)$  при  $H = 200$  мТ демонстрирует однородность намагничивания ИО на основе Ni (рис. 1c) и неоднородность намагничивания ИО на основе Co (рис. 1d), что связано со структурным анизотропным вкладом последнего. Для образца на основе Ni при  $\mathbf{H} \parallel [\bar{1}2\bar{1}]$ ,  $[0\bar{1}0]$  и  $[\bar{1}0\bar{1}]$  (рис. 1e) наблюдается конкурирующее взаимодействие структурной анизотропии ИО и  $\mathbf{H}$ , имеющее гистерезисное поведение

только в малых полях с полным насыщением при  $H > 200$  мТ. Для случая  $\mathbf{H} \parallel [1\bar{1}\bar{1}]$  (рис. 1g)  $I_H \sim m_{\perp q(202)}$  и  $\sim m_{\perp q(022)}$  скачком достигают своего максимума и не демонстрируют никакого гистерезисного поведения. В исследуемом образце на основе  $\text{Co}$  (рис. 1 f,h) для всех исследованных взаимных ориентаций кристаллографических осей ИО и  $\mathbf{H}$  наблюдается гистерезисное поведение  $m_{\perp q(202)}$  и  $m_{\perp q(022)}$  при  $H \leq 300$  мТ. При этом оказалось, что суммарный вектор намагниченности  $\mathbf{M}$  имеет 4 основных вклада, определяющихся анизотропией ГЦК структуры ИО (вдоль осей типа  $[111]$ ), величина которых взаимно перераспределяется при  $H > 300$  мТ. Таким образом, конкурирующее взаимодействие структурной анизотропии и  $\mathbf{H}$  имеет несколько последовательных стадий: 1)  $M \approx 0$ , при  $H = H_{\text{coercivity}}$ ; 2)  $M = \sum M_{[111]}$ , при  $H_{\text{coercivity}} < H \leq 300$  мТ; 3)  $M = M_{\text{along H}}$ , при  $300 \text{ мТ} < H < H_{\text{saturation}} > 1.2$  мТ.

Таким образом, анализ интенсивности магнитного вклада рассеяния нейтронов в брэгговские рефлекс позволяет определить не только величину суммарной намагниченности образца, но и локальное распределение намагниченности в трехмерных образцах с фрустрированной магнитной структурой.

## Исследование структуры альфа-кристаллина с помощью малоуглового рентгеновского и нейтронного рассеяния (X19)

Т. Н. Муругова<sup>1</sup>, К. О. Муранов<sup>2</sup>, Н. Б. Полянский<sup>2</sup>, А. И. Куклин<sup>1,3</sup>, В. М. Гарамус<sup>4</sup>,  
О.И. Иваньков<sup>1,5</sup>, А. В. Кривандин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ЛНФ, ОИЯИ, Дубна

<sup>2</sup> Институт биохимической физики им Н.М. Эмануэля РАН, Москва

<sup>3</sup> Московский физико-технический институт, Долгопрудный

<sup>4</sup> Исследовательский центр ГКСС, Гестхахт, Германия

<sup>5</sup> Киевский Национальный Университет им. Тараса Шевченко, физический факультет

Альфа-кристаллин – олигомерный белок, который относится к семейству малых белков теплового шока и является одним из основных структурно-функциональных белков хрусталика глаза [1]. Развитие ряда болезней в организме (в том числе и помутнение хрусталика – катаракта) связаны с агрегацией белков. Специальные белки-шапероны восстанавливают третичную структуры повреждённых белков и регулируют образование/диссоциацию их агрегатов. Предполагается, что прозрачность хрусталика на протяжении жизни поддерживается шапероноподобной активностью альфа-кристаллина, а ослабление его активности приводит к развитию катаракты. Механизм функционирования альфа-кристаллина проявляется во взаимодействии с поврежденными белками и образовании с ними макромолекулярных комплексов [2, 3]. Несмотря на активные исследования, строение альфа-кристаллина и его комплексов с дестабилизированными белками пока остаются неизвестными.

Альфа-кристаллин выделяли из хрусталика глаза быка [4]. Эксперименты по малоугловому рассеянию нейтронов и рентгеновских лучей на растворе альфа-кристаллина были проведены на спектрометре *SANS-1* (Исследовательский центр ГКСС, Гестхахт, Германия) и рентгеновском дифрактометре в ИБХФ РАН (Москва, РФ) [3]. По данным малоуглового рассеяния значение радиуса инерции белка составило около 60 Å, максимальный размер 180-200 Å, молекулярная масса 700-800 кДа, объем 900-1000 нм<sup>3</sup>. Значения молекулярной массы и объема были оценены из абсолютных значений интенсивности рассеяния в нулевой угол. При помощи программы *Dammif* [5], использующей метод Монте-Карло с алгоритмом модельной "закалки", построена трехмерная модель формы этого белка. Результаты проведенного исследования могут быть использованы для моделирования строения олигомеров альфа-кристаллина и его комплексов с дестабилизированными белками.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 08-04-01787-а).

1. J. Horwitz, Exp. Eye Res. **76**, 145 (2003)
2. P. A. Kumar, G. B. Reddy, IUBMB Life. **61**, 485 (2009)
3. А.В. Кривандин, К.О. Муранов, М.А. Островский. Молекулярная биология, **38**, 532 (2004)
4. А.В. Кривандин, К.О. Муранов и др. Биохимия. **74**, 779 (2009)
5. D. Franke, D. I. Svergun, J. Appl. Cryst. **42**, 342 (2009)

## **Моделирование малоуглового рассеяния нейтронов на сильно разбавленных магнитных жидкостях с неполярными основами (M19)**

*А.В.Нагорный<sup>1,2</sup>, В.И.Петренко<sup>1,2</sup>, М.В.Авдеев<sup>1,3</sup>, Л.А.Булавин<sup>2</sup>, В.Л.Аксенов<sup>3,1</sup>*

*<sup>1</sup>ОИЯИ, Дубна, Россия*

*<sup>2</sup>Киевский национальный университет им. Тараса Шевченко, Киев, Украина*

*<sup>3</sup>Российский научный центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия*

Магнитные жидкости (феррожидкости) представляют собой жидкостные системы с магнитными наночастицами, покрытыми слоем поверхностно-активных веществ (ПАВ) для предотвращения агрегации частиц. Метод малоуглового рассеяния нейтронов (МУРН) является одним из наиболее важных при исследовании как ядерной (размер частиц, возможная агрегация, толщина и состав слоя ПАВ), так и магнитной структуры (магнитный размер частиц, магнитное взаимодействие) феррожидкостей.

В работе на основе моделирования исследуется чувствительность кривых МУРН к изменениям структурных характеристик частиц сильно разбавленных магнитных жидкостей (порядка 0.1% объемной доли магнетита), включая параметры их магнитных свойств (толщину немагнитного слоя и плотность длины магнитного рассеяния). Моделирование кривых МУРН проведено для ряда неполярных органических магнитных жидкостей при изменении плотности длины рассеяния их жидкой основы (вариация контраста). Проведена оценка точности приближения Гинье, активно используемая в методике малоуглового рассеяния.

Полученные результаты позволяют сделать выбор оптимальных условий для проведения МУРН экспериментов по вариации контраста на магнитных жидкостях.

## О взаимосвязи магнитостатического взаимодействия и анизотропии процессов намагничивания массивов наноточек (M20)

М.Е. Стеблый, А.В. Огнев, А.С. Самардак

Дальневосточный государственный университет, Владивосток, Суханова, д.8. 690950

Магнитные наноструктуры представляют новый класс нанообъектов, свойства которых зависят от их индивидуальных характеристик наноточек и от параметров массивов наноточек. Известно [1], что критические поля (поля зарождения  $H_n$  и аннигиляции  $H_a$  вихревых состояний) существенно зависят от величины магнитостатического взаимодействия между наноточками.

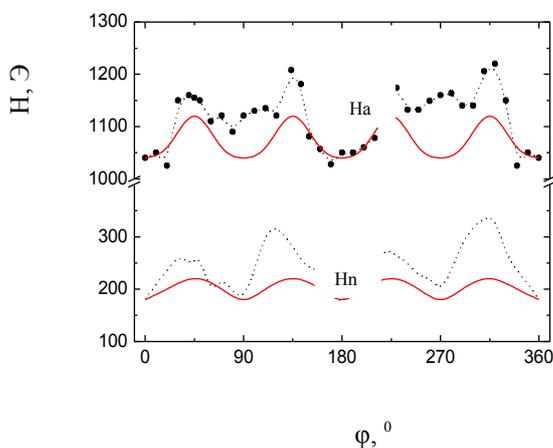
В данной работе мы исследовали поведение процессов перемагничивания и изображения доменной структуры в зависимости от ориентации магнитного поля относительно массива нанодисков  $Co$ .

Массивы магнитных наноточек были сформированы методом электронно-лучевой литографии на естественно оксидированных подложках кремния. Методом резистивного напыления в условиях сверхвысокого вакуума были получены наноструктуры  $Co$  толщиной 10 и 20 нм, диаметром  $D = 400$  и 600 нм упорядоченные в квадратные массивы. Расстояние между центрами нанодисков в массиве  $l = 1,5D$ ;  $2D$  и  $4D$ .

Петли магнитного гистерезиса получали продольным магнитооптическим эффектом Керра, магнитную структуру – магнитным сканирующим микроскопом (MCM). Микромагнитное моделирование осуществляли в программном пакете OOMMF [2].

Исследуя зависимости  $H_n = f(\varphi)$  и  $H_a = f(\varphi)$  ( $\varphi$ - угол между направлением магнитного поля и гранью  $\langle 10 \rangle$  массива показали, что для нанодисков с  $D = 400$  и 600 нм и  $l = 4D$  величина полей  $H_n$  и  $H_a$  не зависит от ориентации внешнего магнитного поля. Для  $l = 1,5D$ ;  $2D$  величина полей  $H_n$  и  $H_a$  зависит от направления поля. Максимальные значения наблюдаются в направлении поля по диагонали массива  $\langle 11 \rangle$ , а минимальные, когда поле направлено вдоль грани массива. В качестве примера на рисунке приведены значения полей  $H_n$  и  $H_a$  для  $l = 2D$ , где точки – экспериментальные значения, полученные из петель гистерезиса, сплошные линии – результат моделирования. В результате проведенных исследований установлено, что анизотропное поведение полей зарождения и аннигиляции вихря связано с наличием диполь-дипольного взаимодействия между нанодисками в массиве.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 - 2013 годы ГК № П410, П1424 АВЦП № 2.1.1/3005, проектов РФФИ № 08-02-12083 и 08-02-00587.



Зависимость полей  $H_a$  и  $H_n$  от ориентации относительно направления массива  $\langle 10 \rangle$  для массива наноточек  $D = 400$  нм и  $l = 2D$ .

1. M. Natali, I.L. Prejbeanu, A. Lebib, K. Ounadjela, Y. Chen // Phys. Rev. Lett., 2002, V. 88, p. 157203.  
2. <http://math.nist.gov/oommf>.

## **Анализ многогранников Вороного в моделях атомной структуры аморфных сплавов на основе рения (X20)**

*В. В. Ожерельев, А. В. Бондарев, Ю. В. Бармин, Д. А. Четкин*

*Воронежский Государственный Технический Университет, Воронеж*

Выполнено молекулярно-динамическое моделирование атомной структуры аморфных сплавов Re-Gd, Re-Tb, Re-V, Re-Hf, Re-Ta в широком диапазоне составов. Для описания межатомного взаимодействия использовался эмпирический парный потенциал, имеющий вид полинома четвертой степени. Установлено, что рассчитанные для моделей функции радиального распределения атомов и основные параметры топологического ближнего порядка (радиусы координационных сфер, координационное число первой сферы и среднеквадратичное отклонение положений атомов в первой сфере) находятся в хорошем согласии с результатами рентгенодифракционного эксперимента.

Для детального исследования ближнего порядка в исследуемых системах выполнен расчет и анализ радикальных многогранников Вороного (МВ). Рассчитаны распределения МВ по числу граней, по числу сторон граней и по топологическим индексам, а также распределения метрических характеристик – объемов и длин ребер многогранников. При помощи сетки Вороного определены характерные размеры и закономерности пространственного расположения межузельных пор в моделях.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 09-02-97503 и гранта Министерства науки и образования РФ РНП 2.1.1/4406.

## Использование псевдоспинового формализма для описания фемтосекундных магнитооптических сигналов (M21)

*Н. Б. Орлова, М. И. Куркин*

*Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Софии-Ковалевской 18*

Появление в литературе термина «фемтомагнетизм» [1] обусловлено необычными свойствами спинупорядоченных магнетиков при воздействии фемтосекундных оптических импульсов. Поскольку для изучения фемтомагнетизма в основном используются магнитооптические эффекты, то вопрос, насколько наблюдаемые особенности связаны с магнетизмом, а не с изменением оптических свойств магнетиков [2]. Ответ на этот вопрос связан с решением нескольких задач. Одна из них состоит в описании распространения фемтосекундных оптических импульсов в магнетике со спиновым упорядочением. Стандартное решение этой задачи состоит в анализе системы уравнений Максвелла для электрического ( $E$ ) и магнитного ( $H$ ) полей световой волны и уравнения Шрёдингера для электронов магнетика, взаимодействующих с полями  $E$  и  $H$ . В отличие от известных решений [3] здесь нужно учитывать, во-первых, малую длительность оптического импульса, которая может оказаться короче времён электронной релаксации, во-вторых, форму переднего и заднего его фронтов.

При решении этой задачи мы использовали два следующих основных приближения. Во-первых, пренебречь магнитодипольными переходами, обусловленными взаимодействием электронов с магнитным полем  $H$ , поскольку оно обычно в сотни раз слабее взаимодействия с электрическим полем  $E$ . Второе приближение относится к электродипольным переходам под действием поле  $E$ . Предполагалось, что при их описании достаточно учитывать только два состояния между которыми происходят оптические переходы. В этих приближениях электродипольное возбуждение электронов можно свести к прецессии псевдомагнитного момента вокруг псевдомагнитного поля. Псевдомомент и псевдополе представляют собой искусственно созданные векторы, у которых разные компоненты имеют разный физический смысл. Поперечные компоненты псевдомомента с точностью до фазового множителя совпадают с компонентами электродипольного момента, наведёнными компонентами поля  $E$ , совпадающими с той же точностью с поперечными компонентами псевдополя. Продольная компонента псевдополя определяется разностью энергий состояний, между которыми происходит оптический переход. Разность заселённостей этих состояний определяет продольную компоненту псевдомомента.

С помощью такой схемы расчёта вычислены показатели преломления для пробного фемтосекундного импульса с пологими передним и задним фронтами.

Работа поддержана РФФИ (проект 08-02-00904), Президиума РАН, Президиума УрО РАН, фонда «Династия».

1. U. Bovensiepen, Nature Physics, **5**, 461-463 (2009).
2. B. Koopmans et al, Phys.Rev.Lett., **85**, 4, 844-847 (2000).
3. И. Р. Шеев «Принципы нелинейной оптики», Наука, М., 1989.

## Корреляция концентрационных зависимостей параметров магнитоэластического эффекта и данных SANS в сплавах Cu-Be (M22)

*Ю.В. Осинская, С.С. Петров, А.В. Покоев*

*Самарский государственный университет*

В ранее выполненных работах [1, 2] обнаружено влияние магнитного поля (МП) на процессы старения в техническом сплаве бериллиевой бронзы БрБ-2. Физическая интерпретация наблюдаемых эффектов осложняется наличием в составе сплава многочисленных примесей, среди которых доминирующей является никель (0,3 вес.%). Это может существенно повлиять на эффективность воздействия МП на процесс фазообразования при старении бериллиевой бронзы БрБ-2. С целью выяснения природы магнитоэластического эффекта (МПЭ) в бериллиевой бронзе БрБ-2 была исследована кинетика фазообразования при старении специально выплавленных бинарных модельных сплавов Cu-Be с различной концентрацией бериллия и суммарным содержанием примесей магнитных элементов не более 0,05 вес.%. Исследования проводились методами микротвердости и малоуглового рассеяния (МУР) нейтронов. Микротвердость измеряли микротвердомером HAUSER. Эксперименты по рассеянию нейтронов в процессе искусственного старения сплавов Cu-0,5 и 1,6 вес. % Be были выполнены на установке малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов «Вектор» (ПИЯФ РАН, ГАТЧИНА им. Б.П. Константинова РАН).

Было обнаружено, что исходная концентрация бериллия в сплаве существенным образом влияет на уровень значений микротвердости. При увеличении содержания бериллия в сплаве от 0,5 до 1,6 вес.% Be значение микротвердости возрастает примерно в 3 раза от  $115 \pm 3$  кГ/мм<sup>2</sup> до  $300 \pm 7$  кГ/мм<sup>2</sup>, соответственно. Вероятно, это связано с увеличением количества структурных дефектов и объема образовавшейся новой фазы. Наложение постоянного МП приводит к незначительному «положительному» МПЭ, что проявляется в уменьшении микротвердости сплавов Cu-Be. Бериллиевая бронза БрБ-2 при аналогичных условиях термомагнитной обработки проявляет «отрицательный» МПЭ [1]. Возможно, наблюдаемые эффекты связаны с присутствием никеля.

В работе измерены временные зависимости МУР и трансмиссии нейтронов при старении образцов сплавов Cu-Be в МП и без него. Анализируя полученные результаты, можно отметить, что с возрастанием концентрации бериллия в образцах наблюдается рост интегральной интенсивности МУР. Причем основные изменения в образцах происходят в первые часы старения (при общем времени процесса до 60 ч). Отмечено, что МУР нейтронов устойчиво коррелирует со значениями микротвердости.

Величина трансмиссии нейтронов существенно зависит не только от концентрации бериллия, но и присутствия внешнего МП. В частности, обнаружено, что включение МП приводит к изменению знака и величины скорости изменения трансмиссии, что свидетельствует о значительном влиянии МП на кинетику старения сплава Cu-Be. Таким образом, изучение совокупности данных по концентрационной зависимости микротвердости, МУР и трансмиссии нейтронов дает дополнительную информацию для построения более реалистичной модели МПЭ в рассматриваемых сплавах.

1. Ю.В. Осинская, А.В. Покоев, ФХОМ **3**, 12 (2003).

2. V.V. Runov, A.V. Pokoev, M.K. Runova, O.P. Smirnov, J. Phys.: Condens. Matter **20**, 104226 (4pp) (2008).

## Нелинейная полевая зависимость вращения плоскости поляризации света в кристалле $\text{TbFe}_3(\text{VO}_3)_4$ (M23)

*М.И. Пащенко<sup>1</sup>, В.А. Бедарев<sup>1</sup>, Л.Н. Безматерных<sup>2</sup>, В.Л. Темеров<sup>2</sup>*

<sup>1</sup> Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина, пр. Ленина 47, Харьков 61103, Украина

<sup>2</sup> Институт общей физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения РАН, 660036 Красноярск, Россия

В работе проводились исследования нелинейных полевых зависимостей вращения плоскости поляризации света в антиферромагнитном тригональном кристалле  $\text{TbFe}_3(\text{VO}_3)_4$ . Эти зависимости исследовались на монокристаллической пластинке толщиной 110 мкм в геометрии опыта  $\mathbf{k} \parallel \mathbf{c} \parallel \mathbf{H}$  при температурах ниже  $T_N = 40\text{K}$ . Анализ экспериментальных данных показал, что кроме линейного по магнитному полю вклада во вращение плоскости поляризации света существуют квадратичный и кубический вклады. В отличие от линейного и кубического вкладов квадратичный вклад разрешен только в кристаллах, принадлежащих к определенным магнитным классам [1, 2]. Точечная магнитная группа  $32'$ , которая является одной из возможных точечных магнитных групп кристалла  $\text{TbFe}_3(\text{VO}_3)_4$ , разрешает индуцирование квадратичного магнитного вращения плоскости поляризации света в этом кристалле.

1. Н.Ф. Харченко, А.В. Бибик, В.В. Еременко, Письма в ЖЭТФ, **42**, 11 (1985)

2. N.F. Kharchenko, A.V. Bibik, et al., ФНТ **20**, 4 (1994)

## **Использование газопоглощающего материала на основе лития для получения вакуума (X21)**

*Д. В. Пермикин*

*Уральский государственный университет, Екатеринбург*

Технологии получения вакуума с помощью газопоглощающих материалов (газосорбентов, геттеров) переживают подъем. За последние десять лет был разработан целый ряд металлических газосорбентов принципиально нового типа. Одним из примеров таких материалов является литиевый газосорбент на основе твердых растворов Li в Ag, Au, или Cu [1], который может в зависимости от температуры работать как распыляемый или нераспыляемый геттер.

В первом случае при повышенной температуре он служит источником паров лития, которые, осаждаясь на стенках вакуумной камеры, образуют тонкую пленку лития способную связывать остаточные газы. Стоит отметить возможность многократного использования одного и того же источника литиевых паров. Это позволяет управлять давлением в вакуумной камере: изменяя температуру геттера, можно контролировать интенсивность испарения, количество оседающего на поверхности камеры лития, и, как следствие, управлять поглощением газа.

В случае нераспыляемого геттера (при комнатных и слегка повышенных температурах) связывание газов происходит не путем их растворения в объеме твердого литиевого раствора, а за счет образования на поверхности геттера слоя продуктов. На такой механизм указывает, например, Оже-анализ поверхности образцов.

Рассматривая модель тонкой пластины и проницаемые стенки вакуумной камеры, удастся решить задачу о диффузии лития в пластине, внутри поверхностного слоя продукта реакции, описать рост слоя и вызванное этими процессами изменение содержания газа в камере с течением времени.

Одним из перспективных направлений использования материала является изготовление миниатюрных вакуумных камер для микроэлектромеханических систем (MEMS). Технология MEMS позволяет дополнять традиционную электронную схему датчиками и исполнительными механизмами, чувствительными элементами, достигая тем самым интегрированного изготовления законченной системы. Колоссальная сорбционная емкость твердых растворов лития способна продлить срок жизни вакуумируемых MEMS-устройств более чем на порядок и довести его до 10 – 20 лет.

Рассматриваемый материал является новым и перспективным в вакуумных приложениях. Необходимы экспериментальные, теоретические исследования, а также инженерные решения, реализованные в конкретных изделиях.

В докладе планируется рассказать о функционировании испаряемого и неиспаряемого геттера, результатах теоретического описания, а также сравнить материал с существующими на данный момент аналогами.

Работа частично выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках Федеральной целевой программы "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009 – 2013 годы" (госконтракт 02.740.11.02.02).

1. K. Chuntunov, J. Setina, J. of Alloys and Compounds, **455**, 1-2, (2008).

# Влияние магнитного поля на волны пространственного заряда в InP:Fe и GaAs:Cr (M24)

*Д. В. Петров, И. В. Плешаков*

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН*

Волны пространственного заряда (ВПЗ) известны в связи с применением голографических методов к изучению высокоомных полупроводников [1], в частности, силленитов [2]. Недавно были также опубликованы работы, посвященные ВПЗ в «классических» полупроводниках, [3]. Такие исследования не только представляют интерес с точки зрения проблемы волновых процессов в полупроводниковых материалах, но и позволяют определять некоторые параметры последних, [4].

В настоящем докладе сообщается о наблюдении взаимодействия ВПЗ с магнитным полем в полупроводниках группы III-V InP и GaAs. Установка, использованная для измерений, описана в [5]. В проводимых опытах величина электрического поля составляла  $0.5 \div 5$  кВ, магнитного поля –  $0 \div 0.8$  Т, освещенность поверхности образца –  $1 \div 5$  мВт/см<sup>2</sup>, контраст колеблющейся интерференционной картины  $m = 0.5$ , частота фазовой модуляции сигнального луча –  $10$  Гц  $\div$   $100$  кГц.

Полученные экспериментальные результаты свидетельствуют о значительном влиянии поля на амплитуду ВПЗ, что отражается на детектируемом сигнале; характер влияния также существенно зависит и от геометрии эксперимента. Так, при «параллельной геометрии» [5], когда вектор магнитного поля направлен вдоль освещаемой поверхности кристалла и перпендикулярен электрическому полю, изменение сигнала ВПЗ линейно по  $B$ . Относительное изменение амплитуды (при  $B = 0.5$  Т) составляет  $\sim 40\%$  и  $\sim 100\%$  для InP:Fe и GaAs:Cr соответственно. Качественно данный эффект объясняется искривлением траектории носителей за счет силы Лоренца, причем сильное изменение сигнала может быть связано с наличием градиента параметров, определяющих ВПЗ. В том случае, когда магнитное поле направлено перпендикулярно поверхности образца, относительное изменение сигнала является квадратичной функцией  $B$ . Здесь, однако, результаты, относящиеся к InP [6], качественно отличаются от тех, которые были получены для GaAs [7]: для первого образца приложение магнитного поля приводит к уменьшению сигнала ВПЗ ( $\sim 5\%$ ), что объясняется наличием обычного магнетосопротивления, а для второго – к увеличению ( $20\% - 25\%$ ). Такое различие в поведении происходит, как мы считаем, из-за значительно более низкого порогового электрического поля участка отрицательной дифференциальной проводимости ВАХ в GaAs, чем в InP, а также из-за удлинения траектории носителей при приложении магнитного поля.

Таким образом, воздействие магнитного поля на ВПЗ относится к достаточно сильным эффектам, величина и особенности которого зависят как от условий эксперимента, так и от характеристик изучаемого материала. На данный момент наблюдавшимся явлениям дано качественное объяснение; более точная теоретическая модель находится в разработке.

Настоящая работа поддержана Программой РАН П-03.

1. M. P. Petrov and V. V. Bryksin, Photorefractive materials and their applications 2, Springer Verlag, New York (2007), Chapter 9
2. B. I. Sturman, Photorefractive materials and their applications 1, Springer Verlag, New York (2006), Chapter 5
3. M. P. Petrov, V. V. Bryksin, et al., Phys. Rev. B **74**, 085202 (2006)
4. M. Imlau, Phys. Stat. Sol. **204**, 642 (2007)
5. D. V. Petrov, M. P. Petrov, et al., App. Phys. B **95**, 483 (2009)
6. M. P. Petrov, V. V. Bryksin, et al., Phys. Rev. B **76**, 033202 (2007)
7. M. P. Petrov, M. Lemmer, et al., In preparation

## Взаимодействие низкоэнергетического электронного возбуждения ионов $Tm^{3+}$ в кристалле $KTm(MoO_4)_2$ с акустическими колебаниями (X22)

Д.Л. Каменский<sup>2</sup>, С.Н. Попережай<sup>1</sup>, Sergei Zvyagin<sup>2</sup>, Joachim Wosnitza<sup>2</sup>, В. И. Кутько<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина, 61103 Харьков, пр. Ленина 47

<sup>2</sup>Dresden High Magnetic Field Laboratory (HLD),

<sup>3</sup>Forschungszentrum Dresden - Rossendorf, 01314 Dresden

Кристалл  $KTm(MoO_4)_2$  принадлежит к серии изоструктурных соединений, в которых наблюдаются низкотемпературные фазовые переходы, обусловленные кооперативным эффектом Яна–Теллера (КЭЯТ). Особенности данных материалов является их слоистая кристаллическая структура [1], которая обуславливает возникновение в колебательном спектре акустических и оптико-акустических колебательных ветвей с низкими предельными частотами. В кристалле  $KTm(MoO_4)_2$  низкая локальная симметрия ионов  $Tm^{3+}$  ( $C_2$ ) приводит к полному расщеплению кристаллическим полем основного мультиплета  $^3H_6$  ионов  $Tm^{3+}$  с образованием квазидублета со щелью  $\Delta E=2,3\text{см}^{-1}$  [2]. Ранее были проведены исследования спектров пропускания в длинноволновом ИК-диапазоне, на основании которых была установлена структура низкочастотного колебательного спектра кристалла  $KTm(MoO_4)_2$  в зоне Бриллюэна. В работе ставилась задача исследовать взаимодействие первого возбуждённого штарковского уровня ионов  $Tm^{3+}$  с акустическими колебательными ветвями в зависимости от его положения в энергетическом спектре кристалла.

Для этой цели были проведены измерения зависимости пропускания кристалла  $KTm(MoO_4)_2$  от внешнего магнитного поля на разных частотах СВЧ накачки (85–333 ГГц) при низких температурах ( $T=2\text{К}$ ). В результате было установлено:

- динамическая связь электронного возбуждения ионов  $Tm^{3+}$  с колебаниями кристаллической решётки приводит к появлению структуры в поглощении СВЧ-радиации в виде боковых полос основного перехода;
- динамическое взаимодействие электронного возбуждения ионов  $Tm^{3+}$  усиливается, когда электронный уровень пересекает акустическую ветвь в области частот с волновым вектором, который соответствует колебаниям кристаллической решетки с длиной волны, равной целому числу периодов.

1. М.В. Мохосоев, Ф.П. Алексеев, В.Л. Бутуханов, Двойные молибдаты и вольфраматы:-(Новосибирск: Изд-во Наука СО ,1981).

2. М.И. Кобец, В.В Курносов, В.А. Пашенко, Е.Н. Хацько. ФНТ, 25 № 5 (1999) 512-514.

## Рентгеноструктурные и диэлектрические исследования кристаллов $\text{PbCo}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$ (X23)

Е.А. Попова<sup>1,2</sup>, В.Г. Залесский<sup>1</sup>, Т.А. Шаплыгина<sup>1</sup>, С.Г. Лушников<sup>1</sup>, С.В. Кривовичев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>СПбГУ, геологический факультет, каф. кристаллографии, Санкт-Петербург, Россия

Кристаллы  $\text{PbCo}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$  (PCN) принадлежат к семейству релаксорных сегнетоэлектриков со структурой перовскита. Такие соединения характеризуются наличием размытого фазового перехода - аномалией в диэлектрическом отклике в форме растянутого на сотни градусов широкого частотно-зависимого максимума, не связанной со структурным переходом в сегнетоэлектрическую фазу. К настоящему времени известно о поведении диэлектрического отклика PCN на одной фиксированной частоте, отсутствуют точные рентгеноструктурные данные [1-3]. Это инициировало проведение настоящей работы по исследованию частотной зависимости диэлектрического отклика и уточнению структуры монокристаллов PCN.

На монокристаллах  $\text{PbCo}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$ , синтезированных методом выращивания из раствора в расплаве, были проведены структурные измерения и впервые расшифрована структура, измерен диэлектрический отклик данных кристаллов при различных частотах в широком интервале температур.

Рентгеноструктурные эксперименты выполнены на монокристалльном дифрактометре STOE IPDS II с плоским детектором типа Image Plate. Параметры элементарной ячейки и матрица ориентации определялись по полученным отражениям и уточнялись по всему массиву рефлексов [4,5]. Расшифровка и уточнение структуры выполнены в программе SHELXL-97 [6].

Проведенные исследования показали, что кристаллы  $\text{PbCo}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$  принадлежат кубической сингонии, пространственная группа  $Pm\bar{3}m$ ,  $a=4.041(2)$  Å,  $R_1 = 0.0422$  для 33 независимых рефлексов с  $I > 2\sigma(I)$ . Кристаллическая структура является классической структурой перовскита  $\text{ABO}_3$ , где в позицию В изоморфно входят катионы  $\text{Co}^{2+}$  и  $\text{Nb}^{5+}$ . Структура каркасная, сложена октаэдрами  $\text{BO}_6$ , соединенными между собой вершинами через мостиковые атомы кислорода. Образованные внутри каркаса кубоктаэдрические полости заполнены катионами  $\text{Pb}^{2+}$ .

В результате исследования диэлектрического отклика кристаллов  $\text{PbCo}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$  впервые получен частотно-зависимый широкий максимум в окрестности 250 К, что подтверждает принадлежность данного соединения к релаксорным сегнетоэлектрикам. Наблюдается также и дополнительный излом в окрестности 150 К, что может быть связано с антиферромагнитным фазовым переходом, существование которого обсуждается в литературе [2, 3].

1. Аграновская А.И., Известия Академии Наук, Физическая серия, 1960, 24, 1275-1281
2. Смоленский Г.А. и др., Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики, Ленинград, Наука, 1971, 476.
3. Веневцев Ю.Н., Политова Е.Д., Иванов С.А., Сегнето- и антисегнето- электрики семейства титаната бария, Москва, Химия, 1985, 256.
4. Stoe (2005). *X-RED* and *X-SHAPE*. Stoe & Cie, Darmstadt, Germany.
5. Stoe (2007). *X-AREA*. Stoe & Cie, Darmstadt, Germany.
6. SHELXL-97, Sheldrick, G.M., University of Goettingen, Germany, 1997, Release 97-2

## К теории границ раздела фаз в бинарных растворах (X24)

Н. М. Потапова

Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого

Обобщённая решёточная модель [1] многокомпонентных конденсированных систем позволяет в явном виде учесть как различия атомных размеров компонентов (т.е. короткодействующих частей межатомных потенциалов), так и дальнедействующие части межатомных потенциалов  $K_{ij}(r)$ . Короткодействующая часть межатомных потенциалов учитывается введением удельных атомных объёмов компонентов  $\omega_i$  и условием упаковки. При этом равновесные распределения компонентов в системе описываются системой нелинейных интегральных уравнений, непосредственное использование которых для расчётов равновесий довольно затруднительно.

Свободная энергия Гельмгольца  $F$  в обобщённой решёточной модели имеет вид:

$$F = \frac{1}{2} \sum_{i,j}^m \iint_{(V)} K_{ij}(r-r') n_i(r) n_j(r') dr dr' + T \sum_{i=1}^m \int_{(V)} n_i(r) \ln \left( \frac{n_i(r)}{n(r)} \right) dr,$$

где первое слагаемое представляет собой конфигурационную часть свободной энергии, второе – энтропийный член,  $T$  — абсолютная температура в энергетических единицах (постоянная Больцмана  $k$  равна единице),  $n_i(r)$  — локальная плотность числа частиц  $i$ -го компонента,  $n(r) = \sum_i n_i(r)$  — суммарная плотность числа частиц,  $m$  — число компонентов в системе.

Равновесное распределение компонентов, определяемое из условия минимума свободной энергии Гельмгольца, удовлетворяет системе нелинейных интегральных уравнений, в качестве ядер в которых выступают дальнедействующие части межатомных потенциалов. Для случая, когда масштаб неоднородности раствора превышает радиус действия межатомных потенциалов, в этой системе уравнений выполнено разложение по моментам межатомных потенциалов, что привело к квазилинейной системе дифференциальных уравнений эллиптического типа. Полученные уравнения являются аналогом уравнений Кана–Хилларда [2]. Все параметры выражаются через характеристики компонентов и их взаимодействий [3].

Выполнен анализ гетерогенных состояний в бинарных растворах с плоской границей раздела. Получено точное решение уравнения равновесного распределения компонентов бинарного раствора для случая плоской границы раздела фаз в обобщённой решёточной модели. Установлена связь между распределением компонентов в окрестности границ раздела фаз, характеристиками компонентов и их взаимодействий и температурой. Исследована температурная зависимость толщины переходного слоя между фазами, как в окрестности критической точки, так и в низкотемпературном пределе.

1. А. Ю. Захаров, А. Л. Удовский, Физика и химия обработки материалов, №1, 5 (2005).
2. J. W. Cahn, J. E. Hilliard, J. Chem. Phys. **28**, 253 (1958).
3. А. Ю. Захаров, Н. М. Потапова, В. П. Пузанов, Вестник НовГУ. Сер.: Техн. науки. 46, 7 (2008).

## Моделирование атомной структуры перовскита $\text{PbTiO}_3$ с применением потенциала Ми (X25)

*Роговой Д.Ф., Бармин Ю.В.*

*Воронежский Государственный Технический Университет, Воронеж*

Были рассчитаны потенциалы взаимодействия Ми, для молекулярно-динамического моделирования изолированных нанокристаллов  $\text{PbTiO}_3$ .

$$U(r) = \left| \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 \cdot q_2}{m r_0^{1-m}} \right| \cdot r^{-m} + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 \cdot q_2}{r}.$$

Было проведено исследование влияния параметра  $m$  потенциала на параметры атомной структуры моделируемого нанокристалла. Была получена зависимость параметра элементарной ячейки  $a$  от параметра  $m$  (рис. 1). Из которой видно что при изменении  $m$  параметр  $a$  изменяется от 4.1 до 4.6, что позволило подобрать  $m$  для моделирования  $\text{PbTiO}_3$

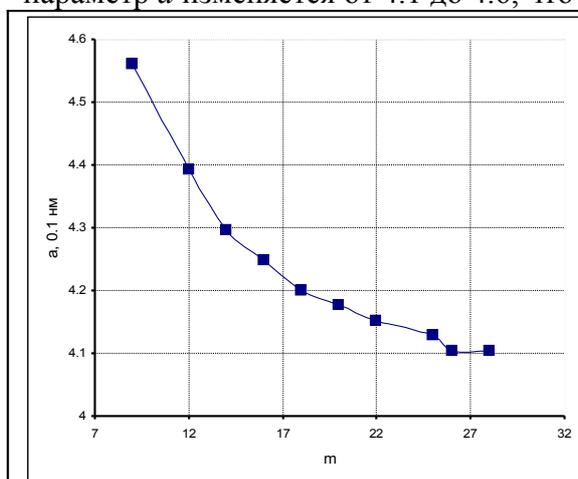


Рис. 1 – Зависимость параметра элементарной ячейки  $a$  от параметра потенциала  $m$

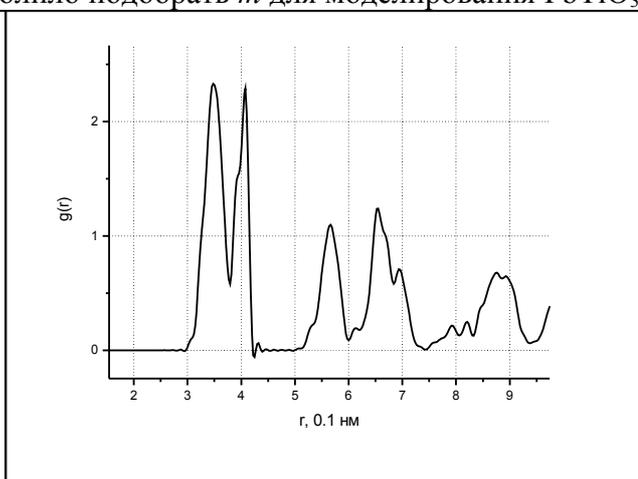


Рис. 2 – Парциальная функция распределения для пар атомов Ti-Ti.

Далее было проведено исследование влияние размера модельного нанокристалла на атомную структуру. Было получено, что кристалл при изменении размеров сохранял структуру, а небольшие искажения по границам обусловлены влиянием силы поверхностного натяжения. И при размере  $N = 4$  (где  $N$  – количество транслируемых структурных мотивов в направлении трёх осей координат), наблюдалось тетрагональное искажение, наличие которого хорошо наблюдается на парциальной функции распределения для пар атомов Ti-Ti (раздвоенный первый пик) (рис. 2). Параметры элементарной ячейки  $a = 3.96$ ,  $c = 4.08$  достаточно точно совпадают с экспериментальными данными [1].

Работа выполнена при финансовой поддержке Федерального агентства по образованию Минобрнауки РФ (проект РНП 2.1.1/4406).

1. Веневцев Ю.Н. Сегнето- и антисегнетоэлектрики семейства титаната бария / Ю.Н. Веневцев, Е.Д. Политова, Е.Д. Иванов. – М.: Химия, 1985. – 256 с.

## Создание нейтронного рефлектометра на тепловых нейтронах (X26)

*А.Б.Рубцов<sup>2)</sup>, Н.Ф.Мирон<sup>1)</sup>, В.И.Боднарчук<sup>1,2)</sup>, В.А.Соменков<sup>1)</sup>, С.П.Ярадайкин<sup>2)</sup>*

<sup>1</sup> РИЦ «Курчатовский институт», Москва

<sup>2</sup> ОИЯИ, Дубна

Нейтронный рефлектометр (НР) создан для исследования слоистых структур и размещен на ГЭК – 4 реактора ИР-8.

Основные рабочие характеристики нейтронного рефлектометра

Длина волны нейтрона	0.09 ÷ 0.25 нм
Расходимость пучка	~ 1,5'
Диапазон передаваемых импульсов	0.044-0.25 нм <sup>-1</sup>
Нейтронный поток на выходе из уплотнителя	~ 5×10 <sup>7</sup> см <sup>-2</sup> с <sup>-1</sup>
Расстояние образец – детектор	1.0 ÷ 2.5 м
Расстояние щель 1– щель 2	~ 3.4 м

Для получения монохроматического пучка нейтронов использован двойной монохроматор (PG 50 × 100 × 3 мм<sup>3</sup>). Коллимация пучка осуществляется двумя щелевыми диафрагмами 0.5 мм - входная и 0.3 мм - выходная. Предусмотрено перпендикулярное пучку контролируемое перемещение выходной диафрагмы, что позволяет задавать ось падающего на образец пучка, соответствующую максимальной интенсивности. Исследуемый образец размещается в пучке на юстировочном устройстве с двумя степенями свободы: перемещение перпендикулярно пучку и вращение вокруг вертикальной оси образца. Отражающая поверхность образца ориентирована вертикально, так что рассеяние идет в горизонтальной плоскости. Для регистрации рассеянных нейтронов предусмотрено два варианта детекторов: газовый однокоординатный позиционно-чувствительный детектор (ПЧД) с разрешением 1.8 мм и двухкоординатный сцинтилляционный ПЧД размером 200 × 250 мм<sup>2</sup> с разрешением 0.2 мм. Сбор и накопление данных выполняется программно. Проведены тестовые измерения одно-, двух- и трехслойных пленок различных материалов. Полученные результаты подтверждают работоспособность рефлектометра, а его характеристики находятся на уровне современных установок такого назначения.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 09-02-00464.

## Магнитные свойства ферримагнетика $\text{Cu}_2\text{OSeO}_3$ (M25)

*А.И. Рыкова<sup>1</sup>, П.С. Калинин<sup>1</sup>, Черный А.С.<sup>1</sup>, Е.Н.Хацько<sup>1</sup>, J. Swik<sup>2</sup>, P. Lemmens<sup>3</sup>, D. Wulferding<sup>3</sup>, H. Berger<sup>4</sup>*

<sup>1</sup>Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина

<sup>2</sup>Nenkov K. International Laboratory of High Magnetic Fields And Low Temperatures ul. Gajowicka 95 53-421 Wroclaw Poland

<sup>3</sup>Institute for Condensed Matter Physics, TU Braunschweig, D-38106 Braunschweig, Germany

<sup>4</sup>Institute de Physique de la Matiere Complexe, EPFL, CH-1015 Lausanne, Switzerland

Экспериментально измерены магнитные свойства монокристалла  $\text{Cu}_2\text{OSeO}_3$  в интервале температур 4,2 – 300 К и во внешних магнитных полях до 140 кЭ.

Исследуемое соединение относится к кубической сингонии с пространственной группой симметрии  $P2_13$  и параметром решетки  $a=8.923 \text{ \AA}$ ,  $z=8$  [1]. Согласно теории [2], в кубических кристаллах с отрицательной постоянной анизотропии ось легкого намагничивания направлена вдоль диагонали куба. Соответственно, магнитные моменты  $\text{Cu}^{2+}$  выстроены вдоль пространственной диагонали [111].

Температурные зависимости магнитной намагниченности  $\text{Cu}_2\text{OSeO}_3$  были изучены в интервале температур 4,2 – 300 К и во внешних магнитных полях до 5 кЭ. Вблизи  $T=60 \text{ К}$  наблюдается аномалия, которая типична для перехода в магнетупорядоченное ферримагнитное состояние. Зависимости магнитной восприимчивости от температуры выше 60 К демонстрирует парамагнитное поведение и подчиняются закону Кюри-Вейса:  $\chi = C/(T-\theta)$ , постоянная Кюри-Вейса  $\theta$  имеет положительный знак и равна  $\approx 25,9 \text{ К}$ . Следует отметить, тот факт, что в малых внешних полях наблюдается дополнительный пик, который мы связываем с неколлинеарностью магнитной структуры. При увеличении магнитного поля пик исчезает в поле порядка 500 Э.

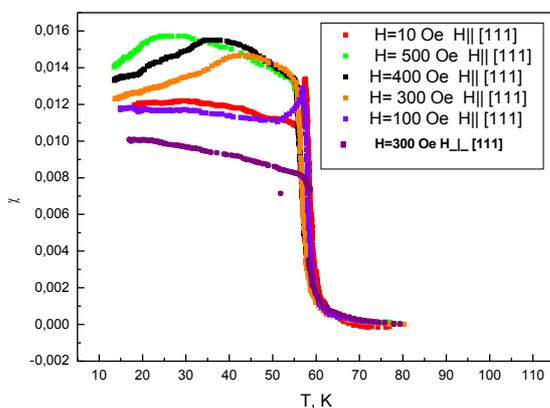


Рис.1. Температурная зависимость магнитной восприимчивости соединения  $\text{Cu}_2\text{OSeO}_3$  в интервале температур 4,2 – 80 К и в магнитных полях 10, 100, 300, 400, 500 Э.

Нами также были исследованы полевые зависимости намагниченности  $M$  ферримагнетика  $\text{Cu}_2\text{OSeO}_3$  в магнитных полях до 140 кЭ в интервале температур от 100 К до 4,2 К. Согласно нашим данным, при гелиевых температурах кривые  $M(T)$  демонстрируют наличие метамагнитного

фазового перехода в поле 350 Э с дальнейшим выходом намагниченности на насыщение в поле порядка 8 кЭ. При повышении температуры нелинейные эффекты сглаживаются, и выше 100 К намагниченность линейно зависит от внешнего магнитного поля и насыщения не наблюдается вплоть до поля 140 кЭ.

1. Jan-Willem G. Bos, Claire V. Colin, et al., Phys. Rev. B **78**, 094416 (2008).

2. N. S. Akulov, Ferromagnetism, (in Russian), ONTI, Moscow-Leningrad (1939).

## Электрохимический подход к синтезу опалоподобных структур (X27)

*Н. А. Саполетова<sup>1</sup>, К. С. Напольский<sup>1</sup>, Д. Ф. Горожанкин<sup>1</sup>, Г. А. Цирлина<sup>1</sup>, А. А. Елисейев<sup>1</sup>, А. В. Петухов<sup>2</sup>, А. В. Васильева<sup>3</sup>, Н. А. Григорьева<sup>4</sup>, А. А. Мистонов<sup>4</sup>, Д. В. Белов<sup>2</sup>, В. Г. Бауман<sup>5</sup>, Д. Ю. Чернышев<sup>6,4</sup>, С. В. Григорьев<sup>3</sup>*

<sup>1</sup> *Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова*

<sup>2</sup> *University of Utrecht*

<sup>3</sup> *Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН, Гатчина*

<sup>4</sup> *СПбГУ, СПб*

<sup>5</sup> *Delft University of Technology*

<sup>6</sup> *Swiss-Norwegian Beam Lines at the European Synchrotron Radiation Facility*

Известно, что среди фотонных кристаллов (ФК), получаемых методами самоорганизации, наилучшими оптическими свойствами обладают инвертированные опалы с идеальной градецентрированной кубической (ГЦК) структурой.

Ранее нами был разработан уникальный метод получения коллоидных кристаллов на проводящих подложках (ITO, Au/слюда, Au/стекло, Au/Si), представляющий собой осаждение микросфер в мениске суспензии при наложении внешнего электрического поля. Отметим, что пленки формировались как на катоде, так и на аноде, несмотря на отрицательный заряд микросфер.

Для количественного изучения структуры, а также выявления закономерностей в чередовании плотноупакованных слоев в зависимости от прикладываемого напряжения были выполнены эксперименты по малоугловой дифракции рентгеновского излучения. В настоящей работе впервые была проведена трехмерная реконструкция обратного пространства для набора малоугловых дифракционных картин. При расчетах был введен параметр  $\alpha$ , характеризующий вероятность нахождения  $n$ -го и  $(n+2)$ -го слоев плотноупакованных микросфер в различных позициях. Было установлено, что при уменьшении напряжения  $\alpha$  увеличивается, достигая максимума в 0,9 при  $U = -1,5$  В, что свидетельствует о приближении структуры ФК к ГЦК упаковке. Совершенство структуры образцов, полученных на катоде, отражается и на их оптических свойствах: эффективность отражения оказывается более чем на 65% выше.

Следующая часть работы посвящена электрокристаллизации металлов (Ni, Co, Pd) в пустотах коллоидных кристаллов. Независимо от природы внедряемого металла удается достичь высоких степеней заполнения матрицы. При этом металлический каркас точно копирует пустоты исходного коллоидного кристалла. Регистрируемые зависимости плотности тока при потенциостатическом осаждении металлов характеризуются осциллирующим поведением с постепенно уменьшающейся амплитудой. Осцилляции связаны с периодической модуляцией площади пор матрицы. Их наблюдение возможно лишь при одновременном выполнении двух условий: (1) высокое качество коллоидного кристалла, (2) ровный фронт роста вдоль всей поверхности образца. Количество минимумов на хроноамперограмме в точности соответствует количеству слоев инвертированной структуры, которая однородна по толщине на большой площади.

Установлено, что оптические свойства металлических ФК чрезвычайно чувствительны к однородности пленок по толщине и морфологии поверхности. При этом лишь оптимальное сочетание материала подложки, метода получения коллоидного кристалла и условий электрокристаллизации позволяет синтезировать образцы постоянной толщины с воспроизводимыми оптическими характеристиками.

## О модели переноса электронов в упорядоченных массивах коллоидных квантовых точек (X28)

*Р. Т. Сибатов*

*Ульяновский государственный университет*

Обсуждаются эксперименты по затуханию тока в упорядоченных массивах квантовых точек, полученных путем самоорганизации в полимерной матрице [1-3]. Предложена статистическая модель переноса в массивах нанокристаллов, учитывающая кулоновскую блокаду и влияние энергетического беспорядка полимерной матрицы. Она описывает степенное затухание тока после приложения к образцу постоянного напряжения, наблюдаемое в экспериментах, и объясняет наличие эффекта памяти в рассматриваемой системе. В модели сочетаются идеи, которые другими авторами считались противоречащими друг другу: с учетом эффекта кулоновской блокады привлекается идея Шера-Монтролла о степенном распределении времен ожидания, подтверждается гипотеза Д. Новикова об асимптотически степенном распределении временных интервалов между импульсами тока в каналах проводимости, имеет место предсказанное Д. Жинжером и Н. Гринхемом блокирование инжекции носителей из контакта.

В модели существенны корреляции, возникающие вследствие эффекта кулоновской блокады, запрещающего захват квантовой точкой более, чем одного электрона. Модель, по сути, является модифицированной моделью Шера и Монтролла, которая применяется для описания дисперсионного переноса в неупорядоченных полупроводниках и диэлектриках (подробнее см. [4]). Отличие заключается в отсутствии независимости траекторий электронов в новой модели. Степенная асимптотика в распределении времен пребывания захваченных электронов в КТ является следствием разброса по высоте энергетических барьеров между соседними квантовыми точками, что связано с энергетическим беспорядком полимерной матрицы. Разброс темпа перехода между КТ увеличивается, если расположение нанокристаллов в матрице не является упорядоченным.

Феноменологическим путем получен дробно-дифференциальный аналог закона Ома для рассматриваемых массивов

$$i(t) = K_{\alpha} D_t^{\alpha} u(t), \quad 0 \leq \alpha \leq 1,$$

где  $D_t^{\alpha}$  – оператор дробной производной Римана-Лиувилля порядка  $\alpha$ . Поскольку дробная производная является нелокальной характеристикой, полученное соотношение описывает процесс со степенной памятью. Из этого соотношения следует, что в массивах квантовых точек должен наблюдаться эффект восстанавливающейся памяти при значениях параметра  $\alpha$  близких к 1. Ввиду своих малых размеров, массивы квантовых точек перспективны в качестве элементов для PID-контроллеров дробного порядка, возможно их применение в качестве элементов памяти.

1. D. S. Novikov et al. Phys. Rev. B 72 (2005) 075309.
2. N. Y. Morgan et al, Phys. Rev. B 66 (2002) 075339.
3. M. Drndic et al., J. Appl. Phys. 92 (2002) 7498.
4. Р. Т. Сибатов, В. В. Учайкин. УФН 179 (2009) 1079.

## Эффекты допирования сложных оксидов кобальта со структурой перовскита (M26)

*В.Сиколенко<sup>1</sup>, А.Сазонов<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>*Laboratory for Neutron Scattering, ETH Zurich and Paul Scherrer Institute, Villigen, Switzerland*

<sup>2</sup>*Leon Brillouin Laboratory, CE Saclay, Gif-sur-Yvette, France*

Сложные оксиды кобальта со структурой перовскита активно исследуются в последние годы из-за их необычных магнитных свойств. Базовое соединение  $\text{LaCoO}_3$  – немагнитный изолятор со структурой ромбоэдра. Замещая La на элементы с различными ионными радиусами – Nd и Pr, мы можем варьировать длины связей Co-O и углы Co-O-Co, и, как следствие, спиновое состояние  $\text{Co}^{3+}$ , который может стабилизироваться в низкоспиновом (LS,  $t_{2g}^6$ ,  $S=0$ ), промежуточно-спиновом (IS,  $t_{2g}^5e_g^1$ ,  $S=1$ ) или же в высокоспиновом (HS,  $t_{2g}^4e_g^2$ ,  $S=2$ ) состояниях. Замещая трёхвалентный лантан на двухвалентные кальций, барий или стронций, мы вводим в структуру четырёхвалентный  $\text{Co}^{4+}$ , что приводит к появлению дальнего магнитного порядка. Замещая кобальт на ниобий с одновременным замещением лантана на стронций, мы можем в широких пределах варьировать структурные и магнитные свойства без изменения валентного состояния кобальта, что позволяет нам построить адекватную модель магнитных взаимодействий  $\text{Co}^{3+}$  и  $\text{Co}^{4+}$  в различных спиновых состояниях. В докладе обсуждаются результаты исследований допированных сложных оксидов кобальта методами нейтронной дифракции, релаксации спина мюонов  $\mu\text{SR}$ , а также методами, использующими синхротронное излучение: XES, EXAFS, XANES.

1. V.Sikolenko, I.Troyanchuk, A.Sazonov, G.Chobot, J.Phys.:Cond.Mat. **17**, 4181 (2005).
2. V.Sikolenko, A.Sazonov, V.Efimov, E.Efimova, U.Zimmermann, Crys.Rep. **51**, S67 (2006)
3. A.Sazonov, I.Troyanchuk, V.Sikolenko, Crys.Rep. **51**, 11 (2006)
4. A.Sazonov, I.Troyanchuk, H.Gamari-Seale, K.Stefanopoulos, G.Nokolaidis and V.Sikolenko, J.Phys.:Cond.Mat. **21**, 156004 (2009).
- 5 V.Sikolenko, V.Efimov, E.Efimova, A.Sazonov, C.Ritter, I.Troyanchuk, J.Phys.:Cond.Mat. **21**, 436002 (2009).

## Нейтронные и P-V-T исследования раствора димеристоилфосфатидилхолин в воде (X29)

*Д.В.Соловьев<sup>1,2</sup>, А.И.Куклин<sup>1,3</sup>, П.К. Утробин<sup>4</sup>, О.И.Иваньков<sup>1,2</sup>, Л.А.Булавин<sup>2</sup>,  
В.И.Горделий<sup>1,3,4,5</sup>*

<sup>1</sup>ОИЯИ, Дубна, Россия

<sup>2</sup>Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев, Украина

<sup>3</sup>Бионаноцентр МФТИ, Долгопрудный, Россия

<sup>4</sup>IBI-2, Forschungszentrum Juelich, Germany

<sup>5</sup>Institute of Structural Biology, Grenoble, France

Известно, что в функционировании живых систем мембраны играют ключевую роль. Липидные мембраны, являющиеся структурной основой биологических мембран, представляют собой хорошую модель для многих биофизических исследований. Изучение эффектов давления на биохимические системы не только приводит к открытию новых структур и фаз, но и помогает понять механизм, лежащий в основе структурных и фазовых переходов, происходящих в этих системах [1,2].

В нашей работе представлены результаты волюметрических (P-V-T) измерений системы вода-димеристоилфосфатидилхолин в диапазоне температур (24 ÷ 35) °С и давлений (1 ÷ 800) бар. Результаты сравниваются с данными нейтронных измерений, что позволяет определять как кинетику фазового перехода в липидном бислое, так и структурные параметры самого бислоя. Измерения проведены на установках малоуглового рассеяния нейтронов ЮМО (реактор ИБР-2, Дубна) [3,4], малоуглового рассеяния рентгеновских лучей (ИСПМ РАН, Москва) и установке высокого гидростатического давления (4-й канал реактора ИБР-2, Дубна) [5].

Из данных рассеяния определена толщина липидных мембран. Рассчитаны точки фазовых переходов для 10% раствора димеристоилфосфатидилхолина для указанного выше диапазона температур и давлений. Построена фазовая диаграмма димеристоилфосфатидилхолина с использованием вышеуказанных методов.

1. Winter R. BBA - Protein Structure and Molecular Enzymology. 2002. Vol. 1595, P.160-184.
2. Харакоз Д.П. Успехи биологической химии. – 2001, Т. 41, стр. 333-364.
3. A.I.Kuklin, A.Kh.Islamov, and V.I.Gordeliy. Neutron News, 2005, vol. 16, 3, pp.16-18.
4. Куклин А.И. и др. Поверхность, 2006, №6, с.74-83.
5. Куклин А.И. и др. Сообщение ОИЯИ Р-13-2008-199, 2008.

## Высокотемпературный фазовый переход в моноферрите калия (M27)

*М.Г. Суркова<sup>1,2</sup>, В.И. Воронин<sup>1</sup>*

<sup>1</sup> *Институт физики металлов УрО РАН*

<sup>2</sup> *Уральский государственный университет им. А.М. Горького*

Моноферрит калия  $KFeO_2$  в настоящее время является перспективным материалом для создания катодов различных электрохимических устройств. Ряд исследований показал, что при высокой температуре в этом соединении возникает суперионное состояние, которое характеризуется высокой проводимостью по катионам калия. Однако механизм возникновения этого состояния до сих пор систематически не изучался и не известен.

Согласно наиболее ранним рентгенографическим исследованиям кристаллическая структура  $KFeO_2$  при комнатной температуре является кубической [1] либо ромбической [2, 3]. Нейтронографическое исследование [4] показало, что при комнатной температуре и ниже  $KFeO_2$  обладает ромбической симметрией, а атомы железа в его структуре упорядочены антиферромагнитно. Авторами было обнаружено, что при 1000 К симметрия решётки изменилась, но определить её не удалось. На фазовый структурный переход вблизи 1000 К указывает и резкое возрастание (скачок) проводимости при этой температуре [5].

В связи с вышесказанным, целью данной работы являлось исследование структурных особенностей моноферрита калия методом дифракции нейтронов в широком температурном интервале (300 К – 1200 К).

Было подтверждено, что при комнатной температуре феррит калия является антиферромагнетиком с орторомбической решёткой. Пространственная группа соединения  $Pbca$ , параметры элементарной ячейки  $a = 5.60143 \text{ \AA}$ ,  $b = 11.26003 \text{ \AA}$ ,  $c = 15.94435 \text{ \AA}$ . Показано, что, действительно, при высокой температуре (около 960 К, совпадающей с температурами скачка проводимости и Нееля) происходит фазовый структурный переход в разупорядоченную кубическую структуру. Получены подробные температурные зависимости структурных параметров и обсуждается механизм перехода в суперионное состояние.

1. Hilbert S. And Lidner A., *Z. Phys. Chem.*, **B22**, 395 (1933).
2. Vielhaber E. and Hoppe R., *Z. Anorg. Alg. Chem.*, **369**, 14 (1969).
3. Pistorius C.W.F.T. and de Vries G.F., *Z. Anorg. Alg. Chem.*, **395**, 119 (1973).
4. Tomkowicz Z. and Szytula A., *J. Phys. Chem. Solids*, **38**, 1117 (1977).
5. Бурмакин Е.И., Шехтман Г.Ш., *Неорганические материалы*, т. 25, № 7, с. 1169 (1989).

## Фазовые переходы в смешанных кристаллах $K_{1-x}(NH_4)_xH_2PO_4$ в условиях ограниченной геометрии (X30)

О.А. Караева<sup>1</sup>, В.В. Тарнавич<sup>1</sup>, Л.Н. Коротков<sup>1</sup>, Ewa Rysiakiewicz-Pasek<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Воронежский Государственный Технический Университет, 394026 Воронеж, Россия

<sup>2</sup>Institute of Physics, Wroclaw University of Technology, 50370 Wroclaw, Poland

Известно, что физические свойства ультрадисперсных твердых тел могут существенно отличаться от их свойств в объемном состоянии. Можно ожидать значительного влияния размеров и размерности частиц на протекающие в них кооперативные процессы, в частности, структурные фазовые переходы.

Удобным объектом для изучения проявлений размерного эффекта являются композиционные материалы, полученные путем внедрения исследуемого вещества в матрицы пористых стекол, характеризующихся нанометровым размером пор.

Цель данной работы – изучение влияния «ограниченной геометрии» на переходы в сегнетоэлектрическую (СЭ), антисегнетоэлектрическую (АСЭ) фазы и переходы в состояние дипольного стекла в частицах смешанных кристаллов СЭ - АСЭ дигидрофосфата калия – дигидрофосфата аммония  $K_{1-x}(NH_4)_xH_2PO_4$ , внедренных в пористую матрицу.

Данные кристаллы образуют непрерывный ряд твердых растворов, представляющих собой систему с конкурирующим СЭ – АСЭ взаимодействием. Фазовая диаграмма «объемных» кристаллов  $K_{1-x}(NH_4)_xH_2PO_4$  хорошо изучена [1]. Известно, что с понижением температуры составы с концентрацией аммония  $0,0 \leq x \leq 0,20$  претерпевают переход в сегнетоэлектрическую фазу, а составы с концентрацией  $0,70 \leq x \leq 1,0$  испытывают переход в антисегнетоэлектрическую фазу. В случае составов, принадлежащих к промежуточному интервалу концентраций  $0,20 \leq x \leq 0,70$ , конкурирующее взаимодействие подавляет структурный фазовый переход и в системе при низких температурах реализуется состояние протонного (дипольного) стекла.

Образцы для эксперимента были подготовлены путём внедрения в матрицы пористых стёкол со средним диаметром сквозных пор около 320 нм насыщенного водного раствора солей  $K_{1-x}(NH_4)_xH_2PO_4$  при температуре около 373 К с последующей выдержкой продолжительностью около 4 часов. Удаление растворителя из образцов осуществляли посредством термического отжига в течение 6 часов при температуре 373 К.

Для определения температуры фазового перехода и для его идентификации использовали результаты измерений действительной и мнимой компонент комплексной диэлектрической проницаемости. Измерения осуществляли в режиме медленного нагрева (охлаждения) образца на частотах 1 кГц – 1 МГц. Температура в измерительной ячейке, помещенной в криостат, изменялась в ходе эксперимента в интервале от 10 до 200 К, при этом погрешность ее определения составляла не более  $\pm 0,1$  К.

Экспериментальные результаты выявили для внедренных в поры материалов некоторое повышение температур СЭ и АСЭ фазовых переходов и их заметное размытие по сравнению с переходами в объемных образцах того же состава. Наибольшее повышение температур фазовых переходов отмечено для СЭ составов, тогда как наибольшему размытию подвергаются переходы в антисегнетоэлектрическую фазу.

Полученные в работе результаты обсуждаются в рамках модели, учитывающей сильное упругое взаимодействие между частицами внедренного материала и внутренней поверхностью пор.

1. Л.Н. Коротков, Л.А. Шувалов// Кристаллография. 2004. Т. 49. №5. с. 920-930

## Механизмы контроля функциональных свойств новых ферромагнитных монокристаллов Ni-Fe-Ga-(Co) (M28)

*Е.Е. Тимофеева<sup>1</sup>, Е. Ю. Панченко<sup>1</sup>, Ю.И. Чумляков<sup>1</sup>, Н. Maier<sup>2</sup>*

<sup>1</sup> *ОСП «Сибирский физико-технический институт Томского государственного университета»*

<sup>2</sup> *University of Paderborn, Lehrstuhl f. Werkstoffkunde (Materials Science)*

Последнее десятилетие большое внимание науки уделяется исследованию термоупругих мартенситных превращений (МП) в новых классах материалов, таких как ферромагнитные сплавы Гейслера. МП в этих сплавах проходит в ферромагнитном состоянии, что позволяет управлять им с помощью магнитного поля. Для практического применения этих материалов необходимо детальное изучение их функциональных свойств. Исследования проводились на монокристаллах сплавов Ni<sub>54</sub>Fe<sub>19</sub>Ga<sub>27</sub> (ат.%) (I) и Ni<sub>49</sub>Fe<sub>18</sub>Ga<sub>27</sub>Co<sub>6</sub> (ат.%) (II), что позволяет изучить ориентационную зависимость и асимметрию эффекта памяти формы (ЭПФ) и сверхэластичности (СЭ) при деформации растяжением/сжатием. Было обнаружено, что монокристаллы I и II при изменении температуры испытывают в ферромагнитном состоянии L<sub>21</sub>-14M МП (M<sub>s</sub>=273 К, A<sub>f</sub>=285 К). При развитии МП под нагрузкой наблюдается различная последовательность L<sub>21</sub>-14M-L<sub>10</sub> МП в зависимости от температуры испытания, ориентации и способа деформации. Экспериментально показано, что при МП под нагрузкой монокристаллы I и II обладают сильной ориентационной зависимостью и асимметрией функциональных свойств при деформации растяжением/сжатием. Величина ЭПФ определяется ориентацией кристалла, способом деформации и согласуется в [001] и [012] ориентациях с теоретически рассчитанной деформацией решетки  $\epsilon_0$  при L<sub>21</sub>-L<sub>10</sub> МП. Максимальная величина ЭПФ наблюдается в [001]-кристаллах при растяжении –  $\epsilon_{\text{ЭПФ}}=(12,5\pm 0,5)\%$ . В [011]-кристаллах I при растяжении обнаружено, что  $\epsilon_{\text{ЭПФ}}=6,8\%$  превышает максимальный ресурс деформации решетки  $\epsilon_0=4,1\%$  за счет упругого двойникования кристаллов мартенсита. При T < M<sub>s</sub> в монокристаллах I и II наблюдаются низкие критические напряжения для движения двойниковых границ в мартенсите и как показывают теоретические оценки в монокристаллах II с высоким коэффициентом магнитной анизотропии K=1,2·10<sup>5</sup> Дж/м<sup>3</sup> возможно реализовать магнитный ЭПФ. При T > A<sub>f</sub> в условиях существования СЭ при растяжении [001]- и [012]-кристаллов I и II смена последовательности МП сопровождается появлением второй стадии на графиках температурной зависимости критических напряжений  $\sigma_{0,1}(T)$  с низким коэффициентом наклона  $\alpha_2=d\sigma_{0,1}/dT=0,5$  МПа/К. При сжатии присутствует одна стадия с высоким  $\alpha_1=1,7-2,5$  МПа/К. Учитывая разницу модулей упругости аустенита и мартенсита, можно описать асимметрию коэффициента  $\alpha$  при изменении способа деформации. Низкие критические напряжения и малые  $\alpha$  позволяют называть мартенсит напряжений, наблюдающийся в данных кристаллах при растяжении, «мягким». При сжатии мартенсит напряжений является «жестким». Исключение составляет [011] ориентация, для которой независимо от способа деформации характерны высокие критические напряжения, большие  $\alpha=4$  МПа/К и «жесткий» мартенсит напряжений. Для достижения высокотемпературной СЭ основным условием является «мягкий» мартенсит напряжений, который реализуется в [001]- и [012]-кристаллах ( $\Delta T_{\text{СЭ}}=400$  К). В кристаллах с «жестким» мартенситом СЭ развивается в узком интервале  $\Delta T_{\text{СЭ}}=200$  К. В «мягких» кристаллах впервые обнаружено уменьшение механического гистерезиса до 2÷10 МПа. Это делает возможным наблюдение обратимых магнитоиндуцированных деформаций при включении и выключении магнитного поля.

Таким образом, ферромагнитные монокристаллы на основе сплава Ni-Fe-Ga-(Co) являются перспективными материалами с высокотемпературной СЭ, магнитным ЭПФ, в которых существует возможность контроля свойств и поведения материала за счет воздействий поля температур, напряжений и магнитных полей, а так же за счет вариаций ориентации, способа деформации, химического состава.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ № 09-03-00103, программы «У.М.Н.И.К.» Фонда содействия МП НТС.

## Изменение кристаллической структуры титана, циркония и палладия при электролитическом насыщении водородом (X31)

Н.А.Тимченко<sup>1)</sup>, Т. Баумбах, С. Дойль, Т. Слободский, Т. Филатова, Р.М.Галимов<sup>1)</sup>,  
А.М.Лидер<sup>1)</sup>, И.П. Чернов<sup>1)</sup>, А.Н.Шмаков<sup>2)</sup>

*Institut für Synchrotron Strahlung (ISS), Forschungszentrum Karlsruhe, Germany*

<sup>1)</sup>*Томский политехнический университет (ТПУ), Томск,*

<sup>2)</sup>*Сибирский центр синхротронного и терагерцового излучения, Новосибирск,*

В предлагаемой работе приводятся результаты исследования изменения кристаллической структуры палладия, титана и циркония при электролитическом насыщении водородом выполненные на станциях порошковой дифрактометрии накопителя ВЭПП-3 Института ядерной физики СО РАН и PDIFF Beamline специализированного источника синхротронного излучения ANKA Forschungszentrum Karlsruhe [1]. Сведения о параметрах используемого оборудования доступны в Internet [2,3]. Образцы для исследований представляли собой полоски 10x25 мм стандартного прокатанного листа титана и циркония толщиной 0,8мм. Палладий был представлен в виде фольги толщиной 300мкм.

Насыщение образцов водородом проводилось в специальной электролитической ячейке. Катодом служил исследуемый образец, анодом спираль из платиновой проволоки диаметром 0,4 мм. Катод и анод фиксировались в фторопластовом держателе, который помещался в стеклянный стакан с 1-молярным раствором H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>. Процесс электролиза раствора проводили при плотности тока 0,01 А/м<sup>2</sup> в течении четырех часов непосредственно перед измерениями на АНКЕ и за 24 часа до начала измерений на ВЭПП-3.

Из полученных данных следует:

Насыщение водородом образцов титана в 1 молярном растворе H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> при плотности тока 0,01 А/м<sup>2</sup> в течении четырех часов приводит к проявлению на дифрактограммах рефлексов свидетельствующих об образовании в титане водородной подрешетки и возникновении гидридных фаз.

При насыщении водородом даже при значительно больших длительностях в аналогичных условиях образцов циркония новых кристаллографических фаз не образуется.

Существенные изменения элементарной ячейки кристалла при насыщении водородом происходят в палладии. Исследования динамики выхода водорода из палладия показали его экспоненциальный характер в зависимости от времени при малых дозах радиационного воздействия рентгеновского излучения с энергией 10,5 кэВ. При удалении водорода из образцов путем отжига дифракционные рефлексы возвращаются в положения, занимаемые до насыщения. При неравновесном, радиационно - стимулированном, выходе водорода из палладиевых образцов при экспозиционных дозах рентгеновского излучения в несколько сотен Дж/см<sup>2</sup> также наблюдается возвращение дифракционных рефлексов в положения, занимаемые до насыщения.

1.ANKA - Instrumentation Book, ISS Institute for Synchrotron Radiation, Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, member of the Helmholtz Association, 2008.- P.52-54.

2.Сибирский Центр Синхротронного Излучения [Электронный ресурс] / Институт Ядерной Физики им. Будкера, СО РАН. – Режим доступа: <http://ssrc.inp.nsk.su>, свободный. – Загл. с экрана.

3.ANKA [Электронный ресурс] /Karlsruhe Institute of Techology. – Режим доступа: <http://ankaweb.fzk.de>, свободный. – Загл. с экрана.

## Диэлектрические свойства новой бессвинцовой пьезокерамики $\text{BiLi}_{0.6}\text{W}_{0.4}\text{O}_3$ (X32)

С.А. Гриднев, Н.А. Толстых, Д. В. Полухин, А. В. Ачкасова.

Воронежский Государственный Технический Университет, Воронеж

В последнее время бессвинцовые пьезоэлектрические соединения вызывают все больший интерес среди исследователей. Это связано с тем, что такие материалы являются более экологически чистыми по сравнению с обширным рядом свинецсодержащих соединений с общей формулой  $\text{Pb}_2\text{B}''\text{O}_6$ . В данной работе приводятся результаты исследования нового бессвинцового соединения со структурой сложного перовскита  $\text{BiLi}_{0.6}\text{W}_{0.4}\text{O}_3$ .

Используемые в экспериментах образцы были получены по традиционной двухстадийной керамической технологии. Температура твердофазного синтеза была определена методом дифференциального термического анализа и составила  $650^\circ\text{C}$ . Итоговое спекание было проведено при  $690^\circ\text{C}$  в течение 4 часов. Результаты измерения тангенса диэлектрических потерь  $\text{tg}\delta$  на частотах 25-2000 Гц в интервале температур от комнатной до  $800^\circ\text{C}$  приведены на рис. 1

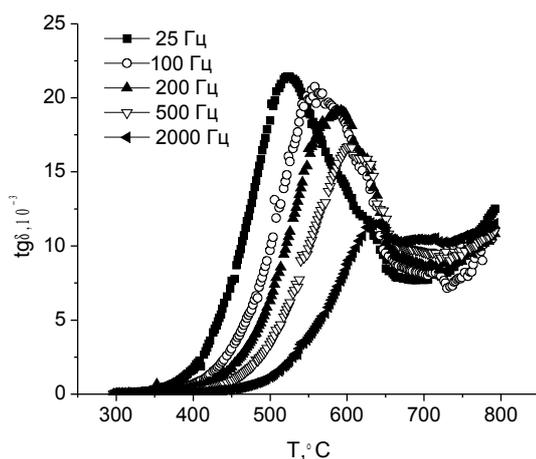


Рис. 1. Температурные зависимости  $\text{tg}\delta$  на различных частотах.

Из рисунка видно, что  $\text{tg}\delta$  в зависимости от температуры проходит через пик, высота которого уменьшается, а его температурное положение смещается в область высоких температур с увеличением частоты измерительного поля, т.е. пик является релаксационным. Оценка релаксационных параметров в дебаевском приближении даёт энергию активации 0,5 эВ и время релаксации  $1,856 \cdot 10^{-6} \text{c}^{-1}$ . Природа обнаруженного пика обсуждается.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ (грант № 09-02-97500-р\_центр\_а).

## Синтез и исследование физико-химических свойств объемных и пленочных образцов в системе Mg-Ga-Fe-O (M29)

Труханов А.В.

Государственное научно-практическое объединение «Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению»

Для создания гомогенного гибрида ферромагнетик-полупроводник, основываясь на изоморфизма исходных структурообразующих оксидов ( $\text{Ga}_2\text{O}_3$  и  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ), по методологии разбавленных магнитных полупроводников (РМП или DMS -diluted magnetic semiconductors) [1] пирогидролитическим синтезом были получены непрерывные твердые растворы со структурой шпинели, принадлежащие системе  $\text{Mg}(\text{Ga}_x\text{Fe}_{1-x})_2\text{O}_4$  с разной степенью замещения[2].

Рентгеноструктурный и рентгенофазовый анализ, выполненные на рентгеновском дифрактометре ДРОН-3М в  $\text{CuK}_\alpha$ -излучении показали однофазность и изоструктурность полученных составов. Оптическими методами по краю полосы поглощения светового спектра в видимой области были рассчитаны значения ширины запрещенной зоны. Электрофизические свойства полученных образцов были оценены из данных вольтамперных характеристик в интервалах напряжений  $\pm 200\text{В}$ . Изменение значения удельного электросопротивления образцов рассчитывались исходя из температурных и полевых зависимостей. Полевые и температурные зависимости значения удельного магнитного момента исследовались методом вибрационной магнитометрии.

Исходя из экспериментальных данных [3], был выделен образец  $\text{Mg}(\text{Ga}_{0.2}\text{Fe}_{0.8})_2\text{O}_4$ , обладающий наименьшим значением ширины запрещенной зоны (1.9 эВ) и максимальным значением удельного магнитного момента ( $28 \text{ А}\cdot\text{м}^2\cdot\text{кг}^{-1}$ ), что является более оптимальным по сравнению с чистым ферритом магния (2.1 эВ и  $23 \text{ А}\cdot\text{м}^2\cdot\text{кг}^{-1}$  соответственно). Точка Кюри снизилась по сравнению с чистым ферритом магния ( $350^\circ\text{C}$ ) до  $192^\circ\text{C}$ . Данный образец был выбран как наиболее перспективный в качестве мишени для получения тонких пленок.

Методом ионно-лучевого распыления в атмосфере кислорода при температуре  $300^\circ\text{C}$  были получены пленки с мишени исходного состава  $\text{Mg}(\text{Ga}_{0.2}\text{Fe}_{0.8})_2\text{O}_4$  толщинами от 0.2 до 0.6 мкм на подложках Si (100) марки КБЭ. В дальнейшем полученные пленочные образцы были отожжены при температурах 700, 800, 900 и  $1000^\circ\text{C}$ . Проведены рентгенофазовый и рентгеноструктурный анализы. Оценены полевые зависимости удельного магнитного момента наиболее перспективных образцов при температурах 300К и 5К. На данном этапе оптимизируются условия получения пленочных материалов и температуры отжига.

1. Dietl T., Ohno H., Matsukura F., Cibert J., Ferrand D. Zener model description of ferromagnetism in zinc-blende magnetic semiconductors. Science, 2000, v.287, pp.1019-1022.
2. Кецко В.А., Береснев Э.Н., Копьева М.А., Рябкова Л.В., Баранчиков А.Е., Стогний А.И., Труханов А.В., Кузнецов Н.Т. Особенности синтеза твердых растворов в системе  $(\text{MgGa}_2\text{O}_4)_x(\text{MgFe}_2\text{O}_4)_{1-x}$  пирогидролитическим и твердофазным методами// ЖНХ. 2010. Т. 55. № 1 /в печати/.
3. Нипан Г.Д., Кецко В.А., Стогний А.И., Труханов А.В., Кольцова Копьева М.А., Рябкова Л.В., Кузнецов Н.Т. Твердые растворы  $\text{Mg}(\text{Fe}_{1-x}\text{Ga}_x)_2\text{O}_{4+\delta}$ : физико-химические свойства в стабильном и метастабильном состояниях// Неорган. материалы. 2010. Т.46. №4 /в печати/.

# Исследование магнитного профиля гетероструктуры Au/SiO<sub>2</sub>+Co(65 ат. %)/GaAs методом рефлектометрии поляризованных нейтронов (МЗ0)

*В.А. Уклеев<sup>1</sup>, Н.А. Григорьева<sup>1</sup>, А.А. Воробьев<sup>2</sup>, С.В. Григорьев<sup>3</sup>, Л.В. Луцев<sup>4</sup>,  
Е.А. Дядькина<sup>3</sup>, D. Lott<sup>5</sup>, А.И. Стогний<sup>6</sup>, Н.Н. Новицкий<sup>6</sup>*

<sup>1</sup> СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> ESRF, Grenoble, France

<sup>3</sup> Петербургский Институт Ядерной Физики, Санкт-Петербург, Россия

<sup>4</sup> Физико-технический институт имени А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

<sup>5</sup> GKSS Forschungszentrum, Geesthacht, Germany

<sup>6</sup> Институт Физики Твёрдого Тела и Полупроводников, Минск, Белоруссия

Магнитные гранулированные плёнки (GF) на подложках из арсенида галлия (гетероструктуры Au/SiO<sub>2</sub>+Co(65ат. %)/GaAs) обладают эффектом гигантского инжекционного магнитосопротивления (ГИМС) при комнатной температуре. Предполагают, что на интерфейсе SiO<sub>2</sub>+Co/GaAs образуется потенциальный барьер из спин-поляризованных электронов, препятствующий инжекции электронов из GF в полупроводник GaAs с противоположной поляризацией и прозрачный для параллельно поляризованных электронов [1]. Цель данной работы состоит в определении магнитного профиля гетероструктуры и его характеристик методом рефлектометрии поляризованных нейтронов.

Эксперименты проводились в GKSS Forschungszentrum (Германия) на рефлектометре поляризованных нейтронов PNR исследовательского реактора FRG с длиной волны нейтронов  $\lambda = 6.37 \text{ \AA}$  ( $\Delta\lambda/\lambda = 0.05$ ) и начальной поляризацией  $P_0 = 0.95$  [2]. Интенсивность отражённого пучка регистрировалась позиционно-чувствительным детектором для двух различных поляризаций нейтронов: параллельной  $I^+ = I(+P_0)$  и антипараллельной  $I^- = I(-P_0)$  магнитному полю ( $0 < H < 250 \text{ мТ}$ ), приложенному в плоскости плёнки.

Из данных нейтронной рефлектометрии определялись характеристики каждого слоя гетероструктуры: толщина, шероховатость, ядерная ( $SLD_n$ ) и магнитная ( $SLD_m$ ) плотности длины рассеяния:  $SLD_n$  зависит от химического состава, а  $SLD_m$  прямо пропорциональна намагниченности слоя. Экспериментальные рефлектометрические кривые аппроксимировались моделью, содержащей 3 (для случая  $H = 0$ ) или 4 ( $H \neq 0$ ) отражающих слоя (Рис. 1): слой золота Au; слой GF1 – предположительно GF с окисленными наночастицами Co; слой GF2 – GF с концентрацией наночастиц Co  $\approx 65\text{ ат. \%}$  и слой GF3 – GF с концентрацией наночастиц Co заметно меньше 65 ат.%, который проявляется при  $H \neq 0$ . Зависимость  $M(H)$  представлена на Рис. 2.

Таким образом, в данной работе определен магнитный профиль гетероструктуры Au/SiO<sub>2</sub>+Co(65ат. %)/GaAs. Показано, что дополнительный слой GF3, появляющийся на границе раздела сред SiO<sub>2</sub>+Co/GaAs, обладает меньшей концентрацией наночастиц Co, а значит и поляризованных электронов, по сравнению со слоем GF2, что, по-видимому, должно привести к пересмотру некоторых положений теории [1].

1. L.V. Lutsev. J.Phys.: Condens.Matter, **18**, 1 (2006).

[2] <http://www.gkss.de/>

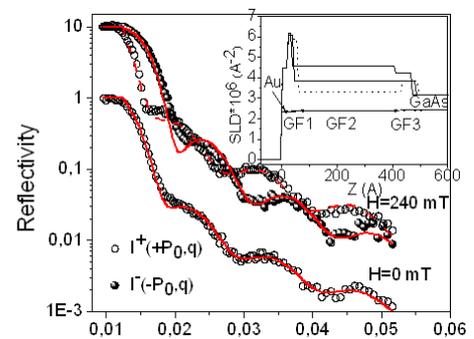


Рис. 1. Кривая рефлективности и SLD-профиль гетероструктуры Au/SiO<sub>2</sub>+Co(65ат. %)/GaAs.

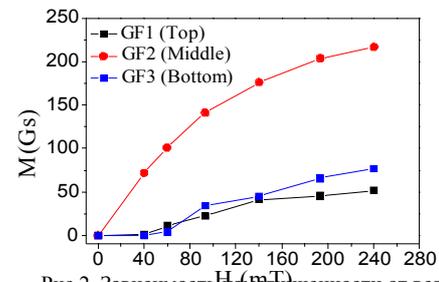


Рис. 2. Зависимость намагниченности от величины магнитного поля для каждого слоя

Работа была выполнена при поддержке РФФИ (грант № 09-02-01231-а).

## Магнитная восприимчивость и параметры электронной структуры диалюминидов редкоземельных металлов (МЗМ)

*Н.С. Упорова<sup>1</sup>, С.А. Упоров<sup>1</sup>, В.Е. Сидоров<sup>1</sup>, К.Ю. Шуняев<sup>2</sup>*

<sup>1</sup> Уральский государственный педагогический университет, г. Екатеринбург

<sup>2</sup> Институт металлургии УрО РАН, г. Екатеринбург

Согласно современным представлениям основным кластерообразующим элементом расплавов алюминий – редкоземельный металл (РЗМ) являются т.н. «квазимолекулы»  $Al_2RZM$  [1-3], которые в свою очередь имеют склонность к полимеризации т.е. образуют масштабные образования из этих структурных единиц, что является одним из первых признаков склонности расплавов к аморфизации. Проведенные ранее экспериментальные и теоретические исследования разбавленных сплавов Al – РЗМ [1] и интерметаллических соединений  $Al_{11}RZM_3$  и  $Al_3RZM$  [2] в жидком состоянии показали, что образования из диалюминида РЗМ существуют в расплаве даже при существенных перегревах над ликвидусом. Из результатов проведенного термодинамического моделирования следует, что эти ассоциаты могут существовать при температурах свыше 2000 К [4]. Тем самым изучение физико-химических свойств диалюминидов редкоземельных металлов в широком интервале температур, особенно в жидком состоянии, является актуальной задачей.

В данной работе экспериментально исследована магнитная восприимчивость интерметаллических соединений  $Al_2R$  ( $R=La, Ce, Sm, Gd, Dy, Ho, Yb$ ) в интервале температур 20-1650° С. Все опыты проводились в тиглях из оксида бериллия в инертной атмосфере высокочистого гелия марки А (99,995 об.%) при давлении  $1.1 \cdot 10^5$  Па. Образцы для исследований были получены из алюминия (99,999 %) и редкоземельных металлов чистотой не хуже 99,85 %, путем тройного электродугового переплава в атмосфере аргона. Согласно проведенным фазовому и химическому анализам все изученные образцы были однофазными и имели стехиометрический состав  $Al_2RZM$ .

Установлено, что для всех интерметаллических соединений (за исключением  $Al_2Sm$  и  $Al_2Yb$ ) зависимость магнитной восприимчивости в твёрдом состоянии следует закону Кюри-Вейсса. При плавлении, а также в жидком состоянии, обнаружено аномальное поведение свойства, заключающееся в резком увеличении значений  $\chi$  с ростом температуры.

По результатам экспериментальных исследований, проведены расчеты параметров электронной структуры для интерметаллидов  $Al_2La, Al_2Ce, Al_2Gd, Al_2Dy$  и  $Al_2Ho$ . Политермы магнитной восприимчивости аппроксимировались с помощью обобщённого закона Кюри-Вейсса. Из полученных данных следует, что эффективный магнитный момент, приходящийся на атом РЗМ меньше чем для свободного иона. Данный факт мы связываем с тем, что в образовании химической связи между алюминием и РЗМ, по-видимому, участвует часть электронов с 4f-оболочки.

Работа выполнена при финансовой поддержке ФЦП НК-255П/1.

1. Sidorov V., Gornov O., Bykov V. et al. Physical properties of Al–R melts. - Mat. Sci. Eng. A, 2007, V. 449-451, p. 586-589.
2. Ryltcev R.E., Son L.D., Phase transitions in liquids with directed intermolecular bonding// Physica A. – 368. – 2006. – P. 101-110.
3. Горнов О.А., Быков В.А., Сидоров В.Е., Шевченко В.Г., Кононенко В.И., Шуняев К.Ю. Магнитная восприимчивость интерметаллида  $Al_{11}Ce_3$  при высоких температурах // Расплавы. – 2005-№3. – С.53–58.
4. Т.В. Куликова, А.В. Майорова, Н.И. Ильиных, К.Ю. Шуняев. Равновесный состав и термодинамические свойства ассоциированных растворов систем Al-Nd и Al-Gd // Расплавы, 2008, № 4, с.8-13.

## Многочастичная модель магнитной наногранулы (М32)

*В.А. Устюгов*

*Сыктывкарский государственный университет*

Задача описания магнитных наногранул как сплошной среды является весьма сложной. Для успешного её решения необходимо исследовать поведение отдельно взятой гранулы в различных условиях, что удобно проделать методом компьютерного моделирования. В основе компьютерной модели лежит численное решение уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта с учетом тепловых флуктуаций [1].

Рассмотрим поведение одномерной однодоменной магнитной наногранулы (в форме иглы) в постоянном и переменном магнитном поле. При моделировании учтём поля обмена, кристаллической анизотропии и тепловые флуктуации. Граничные условия выберем свободными. В ходе компьютерного эксперимента можно заметить, что первыми начинают двигаться спины, находящиеся на границе гранулы. Это связано с тем, что у граничных частиц меньше число "соседей", следовательно, меньше обменное взаимодействие. Также граничные спины значительно быстрее переходят в стабильный режим колебаний, чем центральные. Если число частиц, составляющих гранулу, не очень велико (до 150), процесс раскочки магнитных моментов происходит равномерно от границы к центру гранулы в течение времени.

Температурный режим существенно влияет на поведение намагниченности гранулы. Это проявляется в развитии неоднородной магнитной структуры гранулы из малых неоднородностей начальной структуры. В этом случае можно наблюдать систему максимумов и минимумов намагниченности, связанную, вероятно, с возбуждением спиновых волн в магнетике. Также при увеличении температуры наблюдается уменьшение удельного вклада полей обменного взаимодействия и анизотропии в эффективное поле, действующее на спины; это проявляется в том, что при повышении температуры векторы намагниченности быстрее переходят в стабильный режим колебаний, причем менее сложной формы, чем при относительно низкой температуре. Сложная форма колебаний при низкой температуре обусловлена значительной неоднородностью внутренних полей.

Полученные результаты могут использоваться для создания модели ансамблей наногранул как сплошной среды, а также при создании запоминающих устройств нового поколения [2].

1. Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 292 с.
2. Котов Л.Н., Носов Л.С. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 20. С. 38-42.

## Polarization rotation and Casimir effect in suspended graphene films (X33)

*I. V. Fialkovsky<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup> *Instituto de Fisica, Universidade de Sao Paulo, Brazil*

<sup>2</sup> *Department of Theoretical Physics, St. Petersburg State University, Russia*

The low-energy quasi-excitations in the graphene – one atom thick carbon allotrope, are known to be described as Dirac fermions in 2+1 dimensions [1]. Adopting this model we investigate the interaction of quasi-particles with external electromagnetic field focusing on the parity-odd effects and the Casimir interaction.

We show [2] that the presence of parity-odd terms in the polarization tensor of Dirac quasi-particles (i.e. in the conductivity tensor) leads to rotation of polarization of the electromagnetic waves passing through suspended graphene films. Parity-odd Chern-Simons type contributions appear in external magnetic field, giving rise to a quantum Faraday effect, though other sources of parity-odd effects may also be discussed. The estimated order of the effect is well above the sensitivity limits of modern optical instruments.

The calculation of the Casimir interaction energy between a suspended graphene sample and a parallel plane perfect conductor is done in two ways [3]. First, we use the Quantum Field Theory (QFT) approach and evaluate the leading order diagram in a theory with 2+1 dimensional fermions interacting with 3+1 dimensional photons. Next, we consider an effective theory for the electromagnetic field with matching conditions induced by quantum quasi-particles in graphene. The first approach turns out to be the leading order in the coupling constant of the second one. The Casimir interaction for this system appears to be rather weak though potentially measurable. It exhibits strong dependence on the mass of the quasi-particles in graphene.

1. K. S. Novoselov, et al., Nature, 438 (2005)

2. I.V. Fialkovsky, D.V. Vassilevitch, accepted to J. Phys. A: Math. Theor. FTC, arXiv: 0902.2570

3. M. Bordag, I. V. Fialkovsky, D. M. Gitman, D. V. Vassilevich, arXiv:0907.3242

# Исследование кобальтовых нанонитей, внедрённых в поры анодированного оксида алюминия методом поляризованного МУРН (МЗЗ)

*А.П. Чумаков<sup>1</sup>, С.В. Григорьев<sup>1</sup>, Н.А. Григорьева<sup>2</sup>,  
Н. Eckerlebe<sup>3</sup>, К.С. Напольский<sup>4</sup>, А.А. Елисеев<sup>4</sup>*

<sup>1</sup>ПИАФ РАН, 188300 г. Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>Физический факультет, СПбГУ, 198504 St-Petersburg, Россия

<sup>3</sup>GKSS Forschungszentrum, 21502 Geesthacht, Германия

<sup>4</sup>Факультет наук о материалах, МГУ им. М.В. Ломоносова, 119899 Москва, Россия

Одним из наиболее важных вызовов в современной физике и материаловедении является вопрос создания упорядоченных самоорганизующихся структур с контролируемыми свойствами и размерами. Технология получения плёнок анодированного оксида алюминия (АОА), формируемых методом двустадийного окисления, позволяет варьировать в широких пределах несколько параметров, таких как диаметр поры, её длина, величина межпорного расстояния, и делает их применение перспективным в качестве матриц и реакторов для синтеза наноструктур. Уникальная структура шаблона АОА позволяет выращивать упорядоченные массивы нанонитей большой длины и малого диаметра. Данный композит может быть использован как совершенная модель для изучения и глубокого понимания процессов переворота намагниченности, происходящих в пространственно упорядоченных системах на наноуровне.

В рамках данной работы был исследован процесс перемагничивания массива кобальтовых нанонитей, внедрённых в матрицу АОА, в магнитном поле, приложенном перпендикулярно оси нити методами малоугловой дифракции поляризованных нейтронов (поляризованный МУРН) и СКВИД-магнетометрии. Кривая намагниченности, полученная из SQUID магнетометрии, имеет характерный для ферромагнетиков вид с полем насыщения около 800 мТ, небольшим гистерезисом и величиной коэрцитивного поля  $H = 15$  мТ. Анализ же данных поляризованного МУРН показал, что интенсивность пика магнитного рассеяния не меняется с ростом магнитного поля при  $H < 200$  мТ, а затем растёт до насыщения при  $H = 200 - 800$  мТ. В диапазоне полей от 200 до 800 мТ наблюдается гистерезис в интенсивности рассеяния. Интенсивность интерференционного рассеяния растёт с увеличением поля и насыщается при 800 мТ. При  $H = 200$  мТ обнаружена особенность в виде минимума интенсивности интерференционного рассеяния.

По результатам проведенных измерений была построена модель намагничивания массива нанонитей в данной геометрии магнитного поля. В отсутствие поля моменты нанонитей выстраиваются параллельно нити со случайным распределением между +1 и -1 состоянием и, возможно, в мультидоменном состоянии. Прикладываемое магнитное поле стремится отклонить магнитный момент нити от продольного направления оси, однако конкуренция магнитным поля с дипольным взаимодействием, размагничивающим фактором формы нити и/или кристаллической анизотропии не приводит к когерентному намагничиванию массива нанонитей при  $H < 200$  мТ. Увеличение магнитного поля при  $H > 200$  мТ выстраивает моменты перпендикулярно продольной оси (по направлению поля), что демонстрируется быстрым возрастанием интенсивности рассеяния в магнитном пике. Таким образом, особенности в экспериментальных зависимостях при  $H = 200$  мТ могут быть объяснены сменой механизма намагничивания, происходящим в упорядоченном массиве кобальтовых нанонитей, от некогерентного к когерентному повороту.

## Диагностика нанонеоднородных сегнетоэлектриков с использованием когерентного синхротронного излучения (X34)

С. Б. Вахрушев<sup>1</sup>, А. П. Шаганов<sup>2,1</sup>, В. Dkhil<sup>3</sup>, D. Lebolloch<sup>4</sup>

<sup>1</sup> [Физико-технический Институт им. А.Ф. Иоффе](#)

<sup>2</sup> СПбГПУ

<sup>3</sup> Ecole Centrale Paris

<sup>4</sup> [Orsay Institute Of Molecular Chemistry And Materials](#)

Нанонеоднородные материалы являются перспективными практически во всех областях применения. В частности сегодня практически все пьезо- и сегнетокерамики изготавливаются из смешанных перовскитоподобных материалов в которых наблюдаются два типа мезоскопического ближнего порядка: композиционный, связанный с самоорганизованным химическим упорядочением, и структурный, возникающий при фазовых переходах.

В настоящем докладе приведены результаты исследования процесса формирования полярных нанодоменов и нанодоменной структуры в кубическом релаксоре  $(\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3)_{0.9}\text{-(PbTiO}_3)_{0.1}$  (PMNPT10) и в одноосном релаксоре  $\text{Sr}_{1-x}\text{Ba}_x\text{Nb}_2\text{O}_6$  (SBN), а также релаксационной динамики в PMNPT10. Эксперименты были проведены на источниках синхротронного излучения ESRF (Франция) и SPRING-8 (Япония). Для обработки результатов был создан комплекс программ, позволяющий анализировать диффузное рассеяние когерентного излучения в незеркальной геометрии и данные XPCS в условиях сильной (в первую очередь дипольной) анизотропии. В работе Школы систематически принимают участие ученые из других научных центров страны, таких как Курчатовский институт, ОИЯИ, ИФМ УрО РАН, ИТФ им. Ландау, МГУ, ИК РАН и др. Зимняя Школа ПИЯФ РАН, ГАТЧИНА имеет международный статус, в ней участвуют ученые СНГ и зарубежья.

В случае PMNPT10 было получено однозначное подтверждение существования полярных нанодоменов выше температуры фазового перехода и упорядоченной нанодоменной структуры ниже этой температуры. Показано, что формирование нанодоменной структуры является медленным процессом с характерными временами при температуре на 20 К ниже температуры перехода порядка нескольких часов. При исследовании того же кристалла методом рентгеновской фотонной корреляционной спектроскопии продемонстрировано существование медленной релаксационной динамики при температурах как выше, так и ниже фазового перехода.

## Описание гетерогенных состояний многокомпонентных растворов на основе квазирешеточной модели (X35)

*А. Ю. Захаров, А. А. Шнайдер*

*Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого, Великий Новгород, Россия*

Важнейшей задачей практического материаловедения является разработка новых веществ с заранее заданными термодинамическими свойствами. Для уменьшения временных и материальных затрат при данной работе необходимо проведение теоретического прогнозирования тепловых и кинетических свойств таких систем. Так как вычисление многомерных конфигурационных интегралов с потенциалами общего вида является серьезной математической трудностью, то построение количественной термодинамики реальных систем из «первых принципов» сегодня крайне проблематично. Поэтому важную роль играют феноменологические модели реальных веществ, основанные на очевидных физических допущениях о строении системы, межчастичных потенциалах взаимодействия и учитывающих основные особенности частиц, входящих в систему.

В данном докладе представлено обобщение решеточной модели с целью расширения сферы применимости феноменологического подхода. Мы представляем квазирешеточную модель многокомпонентных систем (КРМ), основанную на предложенной и разработанной в [1,2] обобщенной решеточной модели. Важно, что каждый из вводимых параметров теории имеет ясный физический смысл, а все основные положения формулируются на основе единого математического аппарата. Используемые при этом приближения имеют строго обоснованную область применимости.

В рамках предложенной модели получены следующие результаты:

1. выведено уравнение состояния для однородной многокомпонентной фазы, а также получено выражение для химического потенциала;
2. рассмотрены термодинамические функции в частных случаях разреженной и конденсированной фазы;
3. получено уравнение фазового равновесия между конденсированной и разреженной фазами и проведен анализ его разрешимости;
4. выведена низкотемпературная зависимость давления насыщенного пара от температуры, из эксперимента получены уравнения связи на параметры теории;
5. получено выражение для критической плотности.

Дальнейшее рассмотрение КРМ направлено на разрешение уравнений связи между параметрами теории и получение их истинных значений.

1. А.Ю. Захаров, С.В. Терехов. Обобщенная решеточная модель фазовых равновесий в многокомпонентных системах.// Математические задачи химической термодинамики. Новосибирск: Наука, 1985.
2. А.Ю. Захаров, А.Л. Удовский. Обобщенная решеточная модель и ее применение к прогнозированию термодинамических свойств многокомпонентных растворов.// Физика и химия обработки материалов. 2005. № 1. С. 5-17.

## СПИСОК УЧАСТНИКОВ

### СЕКЦИИ ФИЗИКИ КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ФКС - 2009

Angelov Borislav	University of Aarhus, Дания	angelov@chem.au.dk
Bevbutyan Harutyun	Институт Прикладных Проблем Физики, Ережан, Армения	letshh@yahoo.com
Gorkov Dmitry	Ruhr Universität Bochum, Германия	gorkov_dmitry@ukr.net
Gukasov Arsen	Leon Brillouin Laboratory, Франция	arsen.goukassov@cea.fr
Haese-Seiller Martin	GKSS-Forschungszentrum Geesthacht GmbH, Германия	Martin.Haese-Seiller@gkss.de
IVANOV Alexandre	Institut Laue-Langevin, Grenoble, Франция	aivanov@ill.fr
Kampmann Reinhard Josef	GKSS, Германия	reinhard.kampmann@gkss.de
Kulda Jiri	Institut laue-Langevin, Франция	kulda@ill.eu
Margaryan Vardan	X-Ray pungs laboratory, Армения	marg-varдан@yandex.ru
Potapova Nadezhda	Novgorod State University	nadpotapova@gmail.com
Rogalev Andrei	ESRF, Франция	rogalev@esrf.fr
Rolfs Katharina	Helmholtz Zentrum Berlin, Германия	katharina.rolfs@helmholtz-berlin.de
Runov Vladimir	ПИЯФ РАН, Гатчина	runov@pnpi.spb.ru
Runova Maina	ПИЯФ РАН, Гатчина	runova@pnpi.spb.ru
Strobl Markus	Helmholtz Zentrum Berlin, Германия	strobl@helmholtz-berlin.de
Аветисян Акоб	Институт Прикладных Проблем Физики, Ережан, Армения	jakob.avetis@gmail.com
Агзамова Полина Александровна	Уральский государственный университет им. А.М. Горького	polina.agzamova@usu.ru
Айрапетян Армен	Институт Прикладных Проблем Физики НАН, Армения	armen@iapp.sci.am, armen.hayr@gmail.com
Алешников Александр Александрович	ВГТУ, Воронеж	Ralop@bk.ru
Андрющенко Иван Александрович	ИХВВ РАН (г.Нижний Новгород)	Andryuschenko@ihps.nnov.ru
Анкудинов Александр Витальевич	ФТИ им. А.Ф. Иоффе, СПб	alexander.ankudinov@mail.ioffe.ru
Аристов Дмитрий Николаевич	ПИЯФ РАН, Гатчина	aristov@thd.pnpi.spb.ru
Арифуллин	Оренбургский государственный	lanmars@rambler.ru

Марсель Равшанович	университет	
Бабанов Юрий Александрович	Институт физики металлов УрО РАН	babanov@imp.uran.ru
Баев Вадим Геннадьевич	ИЦ ФЧВЭ БГУ, Беларусь	bayev@hep.by
Бажажин Алексей Геннадьевич	Восточно-Казахстанский государственный университет им. С. Аманжолова, Казахстан	bajajin@vkgu.kz, bajajin@nr.jinr.ru
Барсукова Екатерина	ГНПО "Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению", Беларусь	barsukova@ifftp.bas-net.by
Белобров Петр Иванович	Сибирский федеральный университет	peter.belobrov@gmail.com
Бельтюков Ярослав Михайлович	СПбГПУ, СПб	ybeltukov@gmail.com
Бондарев Алексей Владимирович	ВГУ, Воронеж	bondarev@vmail.ru
Борисенко Александр Владимирович	Уральский государственный педагогический университет	712988@mail.ru
Борисов Сергей Аркадьевич	ФТИ им. А.Ф.Иоффе, СПб	sborisov@pnpi.spb.ru
Босак Алексей Алексеевич	ESRF, Франция	bossak@esrf.fr
Булавин Максим Викторович	ОИЯИ, Дубна	bulavin85@inbox.ru
Бурковский Роман Георгиевич	СПбГПУ, СПб	roman.burkovsky@gmail.com
Быков Виктор Анатольевич	Институт металлургии УрО РАН	wildrobert@gmail.com
Варданян Геворг Грачевич	Институт радиофизики и электроники НАН, Армения	gevard@mail.ru
Васильев Николай Сергеевич	КубГУ	nikolasvs@mail.ru
Васильева Александра Владимировна	ПИЯФ РАН, Гатчина	vasilieva@lns.pnpi.spb.ru
Вахрушев Сергей Борисович	ФТИ им. А.Ф. Иоффе	s.vakhrushev@mail.ioffe.ru
Величко Евгений Владимирович	ГОУ ВПО Уральский Государственный Университет	vasia171@yandex.ru
Верхогляд Александр Евгеньевич	ОИЯИ, Дубна	verhoglyadov_al@mail.ru
Водорез Ольга	Национальный технический университет "Харьковский политехнический институт", Украина	vodorez@kpi.kharkov.ua

Волчков Станислав Олегович	ГОУ ВПО Уральский государственный университет им. А. М. Горького	stanislav.volchkov@usu.ru
Воробьев Алексей Александрович	ESRF, Франция	vorobiev@esrf.fr
Гаврилов Сергей Викторович	ПИЯФ РАН, Гатчина	gavrilov@pnpi.spb.ru
Гаин Станислав Дмитриевич	СПбГПУ, СПб	mcroll@newmail.ru
Галимов Руслан Маликович	ТПУ НИИ ЯФ	Rusya87@sibmail.com
Герашенко Олег Васильевич	ПИЯФ РАН, Гатчина	gerashch@pnpi.spb.ru
Гинзбург Саул Лейбович	ПИЯФ РАН, Гатчина	ginzbsl@mail.ru
Голосовский Игорь Викторович	ПИЯФ РАН, Гатчина	golosov@mail.pnpi.spb.ru
Голубев Валерий Григорьевич	ФТИ им. А.Ф.Иоффе	golubev@gvg.ioffe.ru
Горнушкина Алиса Игоревна	Международный Университет Природы, Общества и Человека "Дубна", Дубна	alisa_gornushkin@mail.ru
Горожанкин Дмитрий Фёдорович	Факультет Наук о Материалах МГУ, Москва	gorozhankin@inorg.chem.msu.ru
Григорьев Сергей Валентинович	ПИЯФ РАН, Гатчина	grigor@pnpi.spb.ru
Григорьев Филипп Сергеевич	СПбГУ, СПб	philipp0grigoriev@gmail.com
Григорькин Алексей Александрович	ПИЯФ РАН, Гатчина	ale-grig@yandex.ru
Грушевский Кирилл Игоревич	Уральский государственный педагогический университет	gki_81@mail.ru
Дмитриенко Владимир Евгеньевич	Институт кристаллографии РАН, Москва	dmitrien@crys.ras.ru
Драбкин Гильяри Моисеевич	ПИЯФ РАН, Гатчина	Yurii.Chetverikov@pnpi.spb.ru
Дунаевский Сергей Михайлович	ПИЯФ РАН, Гатчина	dunaevsk@mail.pnpi.spb.ru
Дядькин Вадим Александрович	ПИЯФ РАН, Гатчина	dyadkin@Lns.pnpi.spb.ru
Дядькина Екатерина Анатольевна	ПИЯФ РАН, Гатчина	katy@lns.pnpi.spb.ru
Елфимова Екатерина Александровна	Уральский государственный университет им.А.М.Горького (УрГУ)	Ekaterina.Elfimova@usu.ru
Ермакова Ольга Николаевна	Институт Химии Твердого Тела	ermakova_ihim@mail.ru
Жерненков Кирилл	ОИЯИ, Дубна	zmnzkn@mail.ru

Залуцкий Александр Альбертович	Ярославский Государственный Технический Университет	zalutskii@mail.ru
Зобкало Игорь Александрович	ПИЯФ РАН, Гатчина	zobkalo@pnpi.spb.ru
Иванская Наталья Николаевна	ГОУ ВПО Ульяновский государственный технический университет	naivanskaya@yandex.ru
Казимров Вячеслав Юрьевич	ОИЯИ, Дубна	vkazimir@yahoo.com
Калгин Александр Владимирович	ВГТУ, Воронеж	kalgin_alexandr@mail.ru
Калинко Александр	Институт Физики Твёрдого Тела, Латвия	akalin@latnet.lv
Капитонов Юрий Владимирович	СПбГУ, СПб	kapiton22@gmail.com
Кассан-Оглы Феликс Александрович	ИФМ УрО РАН	felix.kassan-ogly@imp.uran.ru
Касюк Юлия Владимировна	НЦ ФЧВЭ БГУ, Беларусь	julia-nechaj@yandex.ru
Кибалин Юрий Андреевич	ПИЯФ РАН, Гатчина	kibalin@mail.ru
Ким Виктор Тимофеевич	ПИЯФ РАН, Гатчина	kim@pnpi.spb.ru
Киселёв Игорь Анатольевич	ПИЯФ РАН, Гатчина	kisselev@omrb.pnpi.spb.ru
Клементьев Евгений Станиславович	Институт Ядерных Исследований РАН, Москва	e_clementyev@mail.ru
Кобылянская Екатерина Геннадьевна	ПИЯФ РАН, Гатчина	cathie@lns.pnpi.spb.ru
Козловский Виталий Васильевич	СПбГПУ, СПб	kozlovski@tuexph.stu.neva.ru
Козырев Евгений Андреевич	Институт химии высококочистых веществ РАН	kozyrev@ihps.nnov.ru
Колударов Иван	ФТИ им. Иоффе, СПб	deadmanwrote@yandex.ru
Комов Михаил Николаевич	ОИЯИ, Дубна	maestro_komov@mail.ru
Конжур Евгения Андреевна	МУПОЧ "Дубна", Дубна	Konea@yandex.ru
Копица Геннадий Петрович	ПИЯФ РАН, Гатчина	kopitsa@pnpi.spb.ru
Кораблев-Дайсон Максим Александрович	ФТИ им. Иоффе, СПб	maxdyson@gmail.com
Костюченко Зинаида Алексеевна	СПбГПУ, СПб	k_zinaida@mail.ru
Крутикова	Уральский государственный	Ekaterina.Krutikova@usu.ru

Екатерина Владимировна	университет им.А.М.Горького (УрГУ)	
Крючкова Дина Михайловна	МУПОЧ "Дубна", Дубна	din-din-86@mail.ru
Кудряшев Валерий Алексеевич	ПИЯФ РАН, Гатчина	vkudryashov@pnpi.spb.ru
Кузина Ольга Юрьевна	СПбГПУ, СПб	kuzkina@yandex.ru
Куникин Станислав Александрович	ГОУ ВПО Ставропольский государственный университет	speckle-stav@rambler.ru
Курбаков Александр Иванович	ПИЯФ РАН, Гатчина	kurbakov@pnpi.spb.ru
Кутова Полина Ивановна	Киевский национальный университет им. Шевченко, Украина	kutpolina@gmail.com
Кутько Кристина Владимировна	Физико-Технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН, Украина	kkutko@ilt.kharkov.ua
Кушнир Сергей Евгеньевич	Факультет наук о материалах, МГУ, Москва	kushnirsergey@gmail.com
Лазута Александр	ПИЯФ РАН, Гатчина	alexandr@VL9467.spb.edu
Лаптев Денис Владимирович	ФТИНТ им. Б.И. Веркина НАН, Украина	laptev.denis@mail.ru
Луцев Леонид Владимирович	ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Спб	l_lutsev@mail.ru
Макаров Павел	СыктГУ	istok86@mail.ru
Малеев Сергей Владимирович	ПИЯФ РАН, Гатчина	maleyev@thd.pnpi.spb.ru
Матвеев Василий Александрович	ОАО "ГНЦ НИИАР"	matveev-va2009@rambler.ru
Мащенко Матвей Сергеевич	Самарский государственный университет	reborn_90@mail.ru
Метелёв Сергей Вадимович	ПИЯФ РАН, Гатчина	metelev@pnpi.spb.ru
Мистонов Александр Андреевич	СПбГУ, СПб	mistonov@lns.pnpi.spb.ru
Морозов Алексей Владимирович	ЯрГУ им. Демидова	morozych@gmail.com
Москвин Евгений Владимирович	ПИЯФ РАН, Гатчина	mosqueen@pnpi.spb.ru
Муругова Татьяна Николаевна	ОИЯИ, Дубна	tatiana.murugova@mail.ru
Набережнов Александр Алексеевич	Физико-Технический Институт РАН, СПб	alex.nabereznov@mail.ioffe.ru
Нагорный Анатолий Васильевич	ОИЯИ, Дубна	ANagorny@yandex.ru

Напольский Кирилл Сергеевич	Факультет наук о материалах, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва	knapolsky@gmail.com
Небогатикова Надежда Александровна	ИНХ СО РАН	nadonebo@mail.ru
Нефедов Артем Викторович	ВГТУ, Воронеж	nefyodov@rambler.ru
Огнев Алексей Вячеславович	ДВГУ	ognevav@gmail.com
Ожерельев Виктор Вадимович	ВГТУ, Воронеж	ozher@mail.ru
Окороков Алексей Иванович	ПИЯФ РАН, Гатчина	okorokov@pnpi.spb.ru
Орлова Наталья Борисовна	Институт физики металлов УрО РАН	bakulina@imp.uran.ru
Осинская Юлия Владимировна	Самарский государственный университет	ojv@ssu.samara.ru
Панасенко Сергей Александрович	ПИЯФ РАН, Гатчина	panas.sergey@gmail.com
Панков Сергей Евгеньевич	ИП Панков С. Е. (НПО ТулаНаучПрибор)	physexperiment@narod.ru
Пашенко Мария Игоревна	Физико-Технический Институт им.Б.И. Веркина	p.maria1984@gmail.com
Пермикин Дмитрий	Уральский государственный университет, г. Екатеринбург	Permikindv@mail.ru
Петров Дмитрий Викторович	ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, СПб	dmitry0000@mail.ru
Петров Сергей Степанович	Самарский государственный университет	serpet1@yandex.ru
Петров Павел Вячеславович	ФТИ им. Иоффе, СПб	pavel.petrov@gmail.com
Писарев Роман Васильевич	ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, СПб	pisarev@mail.ioffe.ru
Пиядов Василий Викторович	ПИЯФ РАН, Гатчина	piyadov@lns.pnpi.spb.ru
Покоев Александр Владимирович	Самарский государственный университет	pokoev@ssu.samara.ru
Попережай Сергей Николаевич	Физико-Технический Институт Низких Температур им. Б.И. Веркина	sergey.poperedjay1986@gmail.com
Попова Елена Алексеевна	СПбГУ, ФТИ им Иоффе РАН	elena.popova566@gmail.com
Пьянзина Елена	Уральский государственный университет им. А.М. Горького	elena.pyanzina@gmail.com
Пятаков Александр Павлович	МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва	pyatakov@physics.msu.ru
Раджабов Али Кароматович	ПИЯФ РАН, Гатчина	akr@pnpi.spb.ru

Ремпель Евгений Вальтерович	Дортмундский Технический Университет, Германия	rempelae@web.de
Роговой Дмитрий Фёдорович	ВГТУ, Воронеж	rogovoi_df@mail.ru
Рубцов Арсений Борисович	ОИЯИ, Дубна	arseny@nf.jinr.ru
Рунёв Евгений Валентинович	СПбГУ, СПб	evgrunev@rambler.ru
Рыбин Сергей Владимирович	ИЯФ г.Алматы, Казахстан	serg2881@mail.ru
Рыжов Вячеслав Анатольевич	ПИЯФ РАН, Гатчина	ryzhov@omrb.pnpi.spb.ru
Рыкова Анна Ивановна	Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН, Украина	rykova@ilt.kharkov.ua
Савицкая Наталья	ПИЯФ РАН, Гатчина	savitska@inbox.ru
Саполетова Нина Александровна	Факультет Наук о Материалах МГУ, Москва	nsapoletova@gmail.com
Свито Иван Антонович	БГУ, Беларусь	master184@rambler.ru
Сибатов Ренат Тимергалиевич	Ульяновский государственный университет	ren_sib@bk.ru
Сибилев Августин Иванович	ПИЯФ РАН, Гатчина	gerashch@pnpi.spb.ru
Сизанов Алексей Владимирович	ПИЯФ РАН, Гатчина	alexey.sizanov@gmail.com
Сиколенко Вадим Витальевич	Paul Scherrer Institute, Германия	vadim.sikolenko@psi.ch
Смирнов Александр Иванович	Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН	smirnov@kapitza.ras.ru
Смирнов Олег Павлович	ПИЯФ РАН, Гатчина	osmirnov@pnpi.spb.ru
Смоленцев Николай Юрьевич	Южный Федеральный Университет	smolentsev@mail.ru
Соловьев Дмитрий Владимирович	ОИЯИ, ДУБНА	Dimka_up@nf.jinr.ru
Сорокин Александр Олегович	ПИЯФ РАН, Гатчина	aosorokin@gmail.com
Стишов Сергей Михайлович	Институт физики высоких давлений, Троицк	sergei@hppi.troitsk.ru
Суркова Мария Геннадьевна	ИФМ УрО РАН	mariag.surkova@gmail.com
Сыромятников Владислав Генрихович	ПИЯФ РАН, Гатчина	svg@pnpi.spb.ru
Сыромятников Арсений Владиславович	ПИЯФ РАН, Гатчина	asyromyatnikov@yandex.ru
Тарнавич Владислав	ВГТУ, Воронеж	tarnavich@mail.ru

Валерьевич		
Таровик Эрнест Григорьевич	ПИЯФ РАН, Гатчина	Yurii.Chetverikov@pnpi.spb.ru
Тертеров Иван Николаевич	СПбГУ, СПб	van_@bk.ru
Тимофеева Екатерина Евгеньевна	Обособленное структурное подразделение \\\\"Сибирский физико-технический институт Томского государственного университета\\\"	katie@sibmail.com
Тимченко Николай Алексеевич	Томский политехнический университет, НИИ ядерной физики	timchenko@npi.tpu.ru
Толстых Никита Александрович	ВГТУ, Воронеж	mad_nik@bk.ru
Топерверг Борис Павлович	ПИЯФ РАН, Гатчина	boristop@thd.pnpi.spb.ru
Труханов Алексей Валентинович	ГО"НПЦ НАН Беларуси по материаловедению", Беларусь	truhanov86@mail.ru
Уклеев Виктор Алексеевич	СПбГУ, СПб	ukleev@math.com
Ульянов Владимир Александрович	ПИЯФ РАН, Гатчина	ulyanov@pnpi.spb.ru
Упоров Сергей Александрович	Уральский государственный педагогический университет	segga@bk.ru
Упорова Наталья Сергеевна	Уральский государственный педагогический университет	fominans@rambler.ru
Усков Артём Васильевич	ВГТУ, Воронеж	a_uskov@mail.ru
Устюгов Владимир	Сыктывкарский ГУ	ustjugov_va@mail.ru
Федоров Валерий Васильевич	ПИЯФ РАН, Гатчина	vfedorov@pnpi.spb.ru
Федосеева Юлия Владимировна	Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН	jjulia28@gmail.com
Фиалковский Игнат Витальевич	СПбГУ	ifialk@gmail.com
Чайковский Дмитрий Александрович	Международный университет природы, общества и человека "Дубна", Дубна	mitichya@yandex.ru
Черненко Юрий Петрович	ПИЯФ РАН, Гатчина	yucher@pnpi.spb.ru
Черных Владимир Александрович	ВГТУ, Воронеж	ch.v.88@mail.ru
Чернышева Екатерина Ильинична	СПбГПУ ("Политех")	chernysheva.5u@list.ru
Чернышов Дмитрий Юрьевич	SNBL at ESRF, Франция	dmitry.chernyshov@esrf.fr
Четвериков Юрий	ПИЯФ РАН, Гатчина	yrka@lns.pnpi.spb.ru

Олегович		
Чумаков Андрей Петрович	ПИЯФ РАН, Гатчина	chumakov@lns.pnpi.spb.ru
Шаганов Антон Павлович	СПБГПУ	shaganovanton@gmail.com
Шнайдер Анна	Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого	schneider@mail.natm.ru
Ягодин Денис Анатольевич	Уральский государственный педагогический университет	DYagodin@yandex.ru

Многофункц. Корпус- лекционный зал, столовая, банкетный зал  
Администрат. Корпус – регистрация, поселение  
Корпус 1,2,3,4 - размещение

