

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

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
им. М.В. ЛОМОНОСОВА

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



МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ  
СТУДЕНТОВ, АСПИРАНТОВ  
И МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ  
ПО ФУНДАМЕНТАЛЬНЫМ НАУКАМ

**“ЛОМОНОСОВ-2010”**

СЕКЦИЯ  
**“ФИЗИКА”**

Сборник тезисов  
**Том 2**

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ МГУ  
2010

**Международная конференция студентов, аспирантов  
и молодых ученых  
по фундаментальным наукам «Ломоносов-2010»  
Секция «Физика»**

Сборник тезисов  
Том 2

Подписано в печать 19.06.2010.  
Объем 20,5 п.л. Тираж 30 экз.  
Заказ № \_\_\_\_\_

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова  
119991 Москва, ГСП-1, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

Отпечатано в Отделе оперативной печати физического факультета

Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых  
по фундаментальным наукам «Ломоносов-2010»  
Секция «Физика»  
Сборник тезисов

9 апреля 2008 г. Физический факультет  
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

**Оргкомитет секции:**

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

В апреле 2010 года в Московском университете была проведена очередная, XVII Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов -2010».

Заседания секции «Физика» этой конференции были организованы и проведены на физическом факультете МГУ 13 апреля 2010 года. Открыл конференцию декан физического факультета, профессор Владимир Ильич Трухин. С докладом: «Физические факторы биогенеза и онтогенеза» выступил заведующий кафедрой биофизики, профессор Всеволод Александрович Твердислов.

На секции «Физика» были представлены доклады практически по всем разделам современной фундаментальной физической науки. Всего было представлено 307 докладов, в том числе 85 докладов – участниками из других регионов России и 30 докладов – участниками из других государств. В рамках секции «Физика» была организована работа 17 тематических подсекций, которые возглавили ведущие ученые – профессора физического факультета.

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

17 участников, доклады которых были признаны лучшими на подсекциях, награждены грамотами конференции.

Сборник тезисов докладов секции «Физика» ежегодно издается на физическом факультете, начиная с 1996 года. В настоящем сборнике представлены систематизированные по подсекциям тезисы докладов, представленных на секции «ФИЗИКА» конференции «Ломоносов - 2010».

Председатель оргкомитета секции «Физика»  
конференции «Ломоносов-2010», профессор

Н.Н. Сысов

# **ОПТИКА**

**Председатель подсекции  
проф. Короленко Павел Васильевич**

Секция «Физика»

**Модификация оптических свойств фторированных полимеров методом сверхкритической флюидной импрегнации в-дикетонатов европия**

**Антошков Андрей Анатольевич**

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический*

*факультет, Москва, Россия*

*E-mail: AntoskoF@mail.ru*

Сверхкритический  $CO_2$  раствор улучшает оптические свойства фторполимеров, то есть экстрагирует остатки не прореагировавшего при полимеризации фотоинициатора ирракур 651, тем самым делает полимеры более прозрачными в УФ области ниже 300 нм.

Установлено, что хранение импрегнированных полимеров на воздухе при комнатной температуре ухудшает их люминесцентные характеристики, в первую очередь за счёт уменьшения концентрации металлоорганических соединений внутри плёнок.

Осуществлён цикл исследований по вхождению различных beta-дикетонатов  $Eu^{3+}$  во фторполимеры в зависимости от самой матрицы (химическая структура моно- и бифункционалов, их % содержание, концентрации фотоинициатора).

**Литература**

1. Левшин В.Л. Фотолюминесценция жидких и твердых веществ. М.: Изд-во техн.-теорет. лит. 1951
2. В.И.Герасимова, Ю.С.Заворотный, А.О.Рыбалтовский, А.А.Антошков, В.И.Соколов, Е.В.Троицкая Модификация оптических свойств полимеров методом сверхкритической флюидной импрегнации в-дикетонатов европия // Сверхкритические флюиды: теория и практика (в печати) 2010

**Лазерный виброметр на основе обработки спекл-картины от удаленного объекта**

**Вебер Александр Александрович**

*Аспирант*

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Лаборатория активных сред*

*твердотельных лазеров ОЛК, Москва, Россия*

*E-mail: alexveb@mail.ru*

Сегодня виброметрия является одной из стандартных методик неразрушающего контроля и применяется в машиностроении, для оптимизации и контроля качества продукции, в целях диагностики электродвигателей и оборудования на их базе и др. Наряду с контактными датчиками вибрации всё большее распространение получают лазерные виброметры, обладающие рядом преимуществ. Как правило, данные приборы основаны на интерференционных методах.

В данной работе была исследована возможность создания, и был создан экспериментальный образец лазерного виброметра, основанного на анализе спекл-картины, получаемой при освещении лазером удаленного объекта.

При рассеянии лазерного излучения на шероховатой поверхности дифракционная картина приобретает пятнистый характер – наблюдается спекл-картина[1]. Из спекл-картины можно получить информацию о шероховатости и рельефе поверхности, о смещении и угловой скорости движения рассеивателей (т.е. поверхности)[2], а следовательно успешно применять данное явление для задач виброметрии.

В ходе исследований были опробованы различные оптические схемы. В качестве источника лазерного излучения использовался одномодовый волоконный Yb-лазер ( $\lambda \sim 1.08$  мкм), излучение которого коллимировалось объективом и направлялось на изучаемый объект. Приемная часть, также направляемая на объект, была реализована в виде объектива, пространственного фильтра (диафрагмы), и Ge-фотодиода в качестве приемника излучения. Данная схема проста в реализации, работает на рассеянном от объекта излучении и, по результатам экспериментов, оказалась достаточно эффективна для задач виброметрии.

На основе выбранной схемы был создан экспериментальный образец дистанционного лазерного виброметра. Проведены эксперименты по возможности применения данного прибора для различных задач виброметрии. Чувствительность реализованного прибора составила  $\sim 0.1-10$  мкм по амплитуде колебаний поверхности на расстоянии 5-10м (истинное значение сильно зависит от механических и оптических свойств исследуемого объекта). Текущий уровень чувствительности позволяет регистрировать колебания листа бумаги плотностью 80 г/см<sup>2</sup> при звуковом давлении 50 дБ (человеческий голос) на расстоянии до 10м, проводить измерения колебаний электроустановок, что может использоваться для вибродиагностики а также использовать прибор для других задач.

### Литература

1. Ульянов С.С. Что такое спеклы // Соросовский образовательный журнал. 1999. No. 5. С. 112-116
2. Франсон М. Оптика спеклов. М.,1980.

### Слова благодарности

Благодарю сотрудников лаборатории активных сред твердотельных лазеров ОЛК и отдельно своего научного руководителя Цветкова В.Б. за неоценимую помощь в выполнении данной работы

**Исследование спектров фотолюминесценции и Рамановского излучения  
кристаллов  $Cu_2ZnSnS_4$**

**Гук Максим Сергеевич**

*Студент*

*Молдавский Государственный Университет, Физический факультет, Кишинёв,  
Молдова*

*E-mail: max-aria@yandex.ru*

Одним из основных кандидатов на роль поглощающего слоя для солнечных батарей являются четверные соединения  $Cu_2ZnSnS_4$  (CZTS). Эти прямозонные полупроводники р-типа [1] содержат только достаточно распространенные, дешевые и не токсичные материалы. Публикуемые значения запрещенной зоны для данных соединений (1.3-1.6 эВ [2-3]) оптимальны для наземных солнечных батарей. В 2010 году сотрудники лаборатории IBM создали пленку солнечной батареи, в которой в качестве поглощающего слоя использовалось четверное соединение CZTS, с эффективностью 9.6% [4], что также доказывает перспективность дальнейшего исследования данных материалов. В работе представлены исследования люминесцентных спектров в области температур 9-250 К и спектры Рамановского рассеяния образцов CZTS, полученных методом химических транспортных реакций с использованием йода в качестве транспортера.

Кристаллы CZTS выращивались в горизонтально расположенной кварцевой ампуле, температура испарения составляла 850°C, а температура роста 800°C, концентрация йода около 4 мг/см<sup>3</sup>. Измерения проводились с использованием лазера с длиной волны 532 нм и интенсивностью 35 мВт/см<sup>2</sup> для измерения фотолюминесценции (ФЛ) и 200 мВт/см<sup>2</sup> для измерения Рамановских спектров. Для контроля температуры образца использовался гелиевый криостат с замкнутым циклом и терморегулятор LTC 60. В качестве фотоприемника использовался ФЭУ 62, в случае измерения ФЛ, и специализированная видео камера фирмы Princeton Instruments, Pixes 256, для измерения Рамановских спектров.

Полученные спектры ФЛ представлены на рисунке 1а. Спектр ФЛ состоит из одной широкой полосы с пологим склоном с низкоэнергетической стороны и более крутым склоном с высокоэнергетической стороны. Пиковое значение интенсивности при температуре 9 К наблюдается в области 1.302 эВ и полуширина кривой на полувысоте равна 55 мэВ. С повышением температуры наблюдается уменьшение интенсивности спектров ФЛ, фиолетовое смещение максимума на величину порядка 17 мэВ и уширение линии, которое приводит к уменьшению асимметрии. Полученные значения для спектров ФЛ хорошо согласуются с литературными данными [2].

Согласно [5] был проведен анализ спектров ФЛ и рассчитана температурная зависимость площади под кривыми ФЛ. С использованием данной зависимости была рассчитана энергия активации примесного уровня. Лучшее соотношение экспериментальных данных с теоретической кривой наблюдалось при  $E_{DA}=42.3$  мэВ, для образца S1, и  $E_{DA}=44.4$  мэВ, для S2, что хорошо согласуется с приводимыми в литературе данными. Значение запрещенной зоны на уровне 1.35 эВ, полученное при 9 К из максимума спектра ФЛ с учетом энергии активации примесного уровня, также хорошо согласуется с публикуемыми данными.

Также на образцах S1 и S2 были исследованы спектры Рамановского излучения (рис. 1b). На спектрах у обоих образцов можно определить три основных пика 287, 338 и 368, которые, как указано в опубликованных ранее работах [6], соответствуют четверным соединениям  $Cu_2ZnSnS_4$ .

### Литература

1. H. Katagiri, K. Saitoh, T. Washio, H. Shinohara, T. Kurumadani, S. Miyajima. Development of thin film solar cell based on  $Cu_2ZnSnS_4$  thin films// Solar Energy Materials and Solar Cells, Volume 65,141-148 (2001).
2. K. Tanaka, Y. Miyamoto, H. Uchiki, K. Nakazawa, H. Araki. Donor-acceptor pair recombination luminescence from  $Cu_2ZnSnS_4$  bulk single crystals// Phys. Stat. Sol. (a) 203, No. 11, 2891-2896 (2006).
3. G. S. Babu, Y. B. K. Kumar, P. U. Bhaskar, V S. Raja. Growth and characterization of co-evaporated  $Cu_2ZnSnS_4$  thin films for photovoltaic applications// J. Phys. D: Appl. Phys. 41 (2008) 205305.
4. K. Todorov, K. B. Reuter, D. B. Mitzi. High-Efficiency Solar Cell with Earth-Abundant Liquid-Processed Absorber// Adv. Mater. 22, 1-4 (2010).
5. J. Krustok, H. Collan, K. Hjelt. Does the low-temperature Arrhenius plot of the photoluminescence intensity in CdTe point towards an erroneous activation energy?// J. Appl. Phys. 81, 1442 (1997).
6. Altosaar M, Raudoja J, Timmo K, Danilson M, Grossberg M, Krustok J, Mellikov E.  $Cu_2Zn_{1-x}Cd_xSn(Se_{1-y}S_y)$  solid solutions as absorber materials for solar cells// Phys. Status Solidi (a) 205, 167-70 (2008).

### Иллюстрации

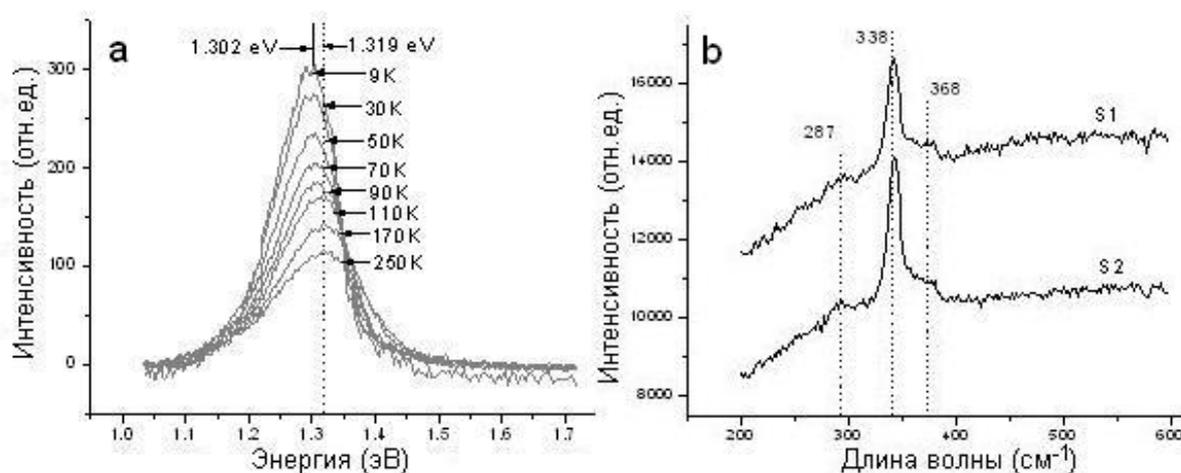


Рис. 1: Спектры: а) температурной зависимости фотолюминесценции кристаллов CZTS в области 9-250 К; б) Рамановского излучения.

**Локальный провал в интенсивности лазерного излучения при прохождении кристаллически-структурированной полимерной пленки**

*Дубровкин Александр Михайлович*

*Аспирант*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия*

*E-mail: dubrovkin@met3.phys.msu.ru*

В последнее время появилась возможность перейти к изучению способов управления пространственным распределением света с помощью одиночных объектов с характерными размерами порядка длины световой волны [1]. В настоящей работе с помощью апертурного сканирующего оптического микроскопа ближнего поля (СОМБП) с режимом трехмерного сканирования [1] были исследованы пространственные световые структуры, формирующиеся при прохождении непрерывного линейно поляризованного излучения He-Ne лазера через узлы прозрачной кристаллически-структурированной пленки из полимера PEG-4000. Структура пленки представлена на рисунке 1. Толщина пленки составляет 2 мкм, глубина модуляции рельефа в области узла - около 1 мкм. Образец освещался по нормали с гладкой стороны подложки.

Зарегистрировано формирование локальных провалов в интенсивности лазерного излучения в области узлов пленки с характерными поперечными размерами несколько мкм (рисунок 2, направление поляризации лазерного излучения отмечено стрелкой). Измерения были проведены вплоть до расстояния 2.4 мкм над верхней точкой рельефа для трех выбранных узлов (области «1», «2» и «3» на рисунке 1а). Для всех узлов наблюдается схожая световая структура. С увеличением расстояния над образцом структура в виде локального провала в интенсивности сохраняется, постепенно расширяясь.

Предлагается использование обнаруженных локальных провалов интенсивности лазерного излучения в качестве «локальных лабораторий» для исследования собственного рассеянного излучения (без интерференции с падающим излучением) одиночного микро или нанообъекта, помещенного в непосредственной близости с узлом, а также исследования интерференции собственного рассеянного излучения от нескольких нанообъектов и направленного формирования сложных световых полей. На рисунке 3 представлены первые попытки экспериментальной реализации данного предположения. При приготовлении пленки в полимер были добавлены диэлектрические шарики диаметром 1 мкм. Была получена структура в виде двух близко расположенных узлов (междоузлия) и микрошарика, расположенного внутри полимера в непосредственной близости к междоузлию. Полученный с помощью СОМБП рельеф и оптика показаны на рисунках 3а и 3б-в соответственно.

### Литература

1. Дубровкин А.М., Ежов А.А., Магницкий С.А., Малахов Д.В., Нагорский Н.М., Панов В.И., Савинов С.В. // Формирование пространственных спиралевидных световых структур полимерным наноцилиндром. Письма в ЖЭТФ, Т. 8. 2008. Вып. 9. С. 654-658.

Иллюстрации

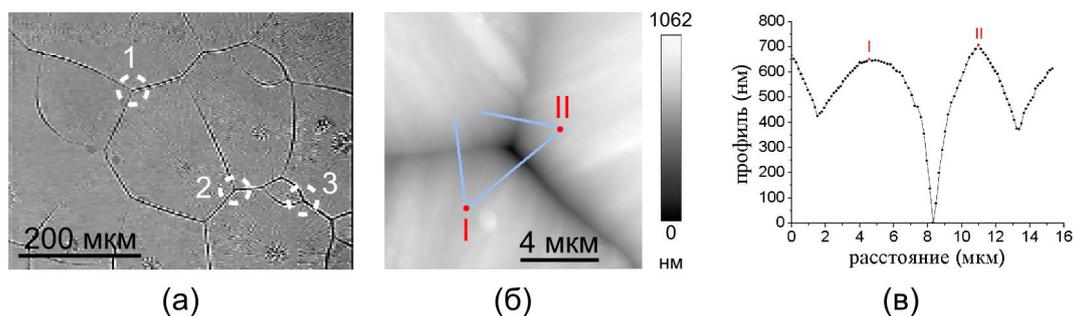


Рис. 1: Микрофотография кристаллически-структурированной пленки из полимера PEG-4000 (а); рельеф (б) и профиль (в) области «2».

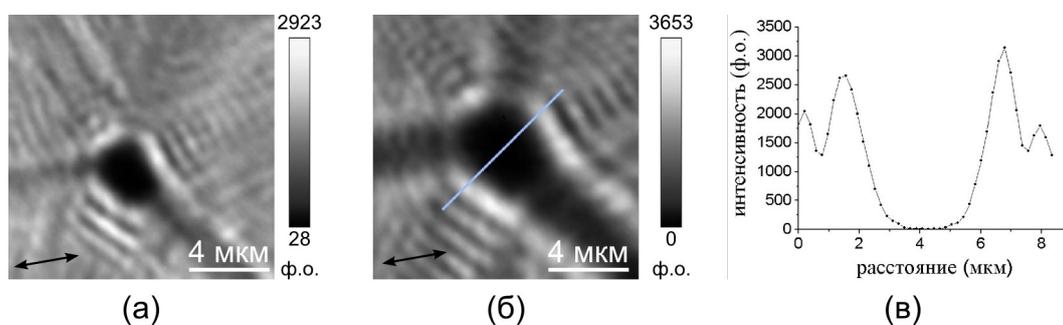


Рис. 2: Результаты оптических измерений в СОМБП над узлом кристалла области «2» в горизонтальных плоскостях на расстояниях 450 нм (а) и 2400 нм (б); профиль интенсивности (в).

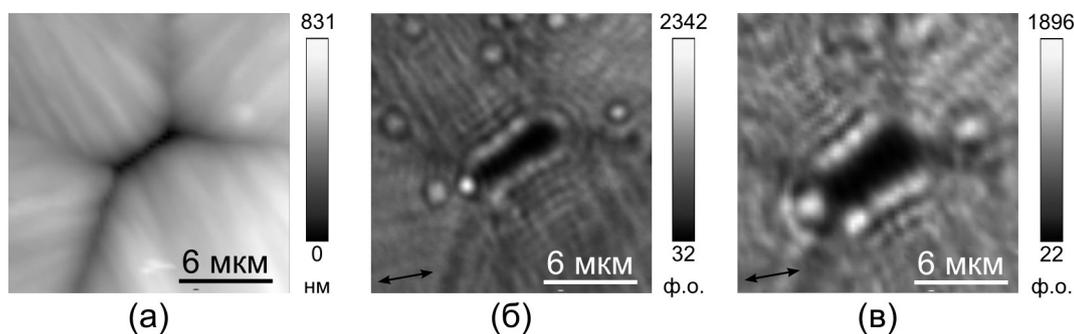


Рис. 3: СОМБП-изображения междузлия кристаллически-структурированной пленки из полимера PEG-4000 с микрошариком: рельеф (а), оптика в горизонтальных плоскостях на расстояниях 450 нм (б) и 2400 нм (в) над верхней точкой рельефа.

**Исследование фотофизических процессов с участием суперпарамагнитных наночастиц**

**Зарезин Алексей Борисович**

*Аспирант*

*Калининградский государственный технический университет, Факультет физико-математических и естественных наук, Калининград, Россия*

*E-mail: alexeyzarbor@rambler.ru*

В нашей работе планируется изучить влияние магнитного поля наночастиц на спин-орбитальное взаимодействие вследствие изменения спектров люминесценции красителя. Хорошо известно, что для увеличения квантового выхода фосфоресценции и получения её заметного спектра необходимо заселить триплетный уровень молекул. Вследствие запрета синглет-триплетных переходов вероятность перехода из основного состояния в триплетное оказывается столь малой, что для молекул прямого поглощения на триплетный уровень наблюдать не удастся. Поэтому триплетные уровни заселяются исключительно благодаря переходам с возбужденных синглетных уровней. Такие безызлучательные переходы называются интерконверсией. Интерконверсия является, конечно, также запрещенным интеркомбинационным переходом. Однако интеркомбинационный запрет не является абсолютно строгим и нарушается, если в системе имеется спин-орбитальное взаимодействие. Величина спин-орбитального взаимодействия, приводящего к нарушению интеркомбинационного запрета, является характерной для каждого атома и может быть записана в виде [1, 2]:

$$\hat{H} = \text{const} \cdot \xi \cdot \hat{L} \cdot \hat{S}.$$

Здесь  $\hat{L}$  и  $\hat{S}$  – операторы орбитального и спинового моментов,  $\xi$ - константа спин-орбитальной связи. Величина константы пропорциональна массе атома, поэтому введение тяжелых атомов в молекулу приводит к значительному увеличению вероятности синглет-триплетных переходов.

Особенно сильно нарушается интеркомбинационный запрет при влиянии магнитного поля за счет введения парамагнитного иона.

В данной работе планируется исследовать фотофизические процессы с участием магнитных наночастиц. В качестве образцов для серии экспериментов выбраны частицы, обладающие суперпарамагнетизмом, диаметром 200 нм с ядром из магнетита, покрытого оболочкой из поливинилового спирта. Характер ее намагничивания будет подобен намагничиванию парамагнитного иона с необычайно большим значением спина.

Образцы для исследования будут представлять собою плёнки, где полимерной матрицей выступит поливиниловый спирт (ПВС). Серии экспериментов будут проводиться в широком диапазоне температур: от 77 К (жидкий азот) до 293 К (комнатная температура). Кроме получения спектров люминесценции будет также исследованы их кинетики, определена скорость процесса дезактивации триплетного состояния. Планируется изучить кинетики люминесценций до и после внедрения магнитных наночастиц.

### **Литература**

1. Наберухин Ю.И. Лекции по молекулярной спектроскопии / Ю. И. Наберухин. –Новосибирск, –НГУ, 1973. С.220 – 221.
2. Паркер С. Фотолюминесценция растворов / Под ред. доктора физ.-мат. Наук Р. Ф. Васильева. Москва 1972.

### **Слова благодарности**

Хочу выразить свою благодарность проректору по научной работе КГТУ д.ф.-м.н., профессору Брюханову Валерию Вениаминовичу за неоценимый вклад в развитие данного исследования.

**Подавление фазовых шумов в многослойных интерференционных покрытиях.**

**Кондратьев Никита Михайлович**

Студент

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия  
E-mail: noxobar@mail.ru

Основной проблемой прецизионных измерений является выделение полезного сигнала на фоне различного рода шумов. Одним из самых чувствительных измерителей координаты на сегодняшний день являются лазерные гравитационные антенны [1], в которых используется интерферометр типа Майкельсона, регистрирующий малые изменения длин плеч. Тепловой шум в подложке и отражающем покрытии зеркал интерферометра приводит к дрожанию их поверхности и, следовательно, случайному сдвигу фаз в каждом из лучей, что приводит к снижению точности измерения. Данное явление является одним из основных факторов, ограничивающих чувствительность действующих лазерных гравитационных антенн и проектируемых антенн нового поколения.

Целью работы является анализ броуновских шумов многослойных отражающих покрытий зеркал и исследование возможности их оптимизации для уменьшения этих шумов.

Рассчитаем фазу отражённого от зеркала луча методом импедансов. Для этого рассматривается отражение на границе каждого слоя, начиная с подложки, с последующим распространением волны далее к поверхности до следующей границы. Исходя из непрерывности импеданса на границах слоев и его связи с коэффициентом отражения, можно рассчитать коэффициент отражения от следующей границы. Таким образом строятся рекуррентные соотношения для импеданса и коэффициента отражения на границе каждого слоя и находятся характеристики невозмущённого зеркала.

Варьируя оптическую толщину каждого слоя  $\Delta_j$ , разложим получившееся выражение в ряд до первого порядка малости по этому приращению. Получим для первого от подложки слоя выражение вида  $Z'_1 = Z_1(1 - iz_1\Delta_1)$ , где  $Z'_1$ ,  $Z_1$  и  $z_1$  – возмущённый импеданс, невозмущённый импеданс и некоторый коэффициент, зависящий от показателей преломления первого слоя и подложки. Выражение для первого коэффициента отражения  $\Gamma_j$  будут иметь аналогичную структуру. Переходя от слоя к слою, как и при выводе невозмущённого коэффициента отражения, получим выражения для  $z_j$  и  $g_j$  (коэффициент в выражении для коэффициента отражения).

Таким образом мы получаем коэффициент отражения внешнего слоя в виде  $\Gamma_N^i = \Gamma_N(1 + i \sum_{j=1}^{i-1} \prod_{k=j+1}^i g_k \Delta_j)$ , и считая  $\Delta_j$  малыми, возмущения фазы в виде  $\Re[\sum_{j=1}^{i-1} \prod_{k=j+1}^i g_k \Delta_j]$ . Для получения полного возмущения фазы следует добавить сдвиг фаз, вызванный механическим смещением поверхности (рис.1).  $\Delta_j$  представляет из себя  $2k_0 n_j \delta d_j$ , где  $k_0$  - волновой вектор излучения в свободном пространстве,  $n_j$  - показатель преломления  $j$  - слоя,  $\delta d_j$  - спектральные плотности увеличения толщины  $j$  - слоя. Для Броуновского шума их можно взять из работы [3].

Эти формулы упрощаются для случая четвертьволнового покрытия, в котором оптическая длина каждого слоя равна  $\lambda/4$  и в приближении хорошего покрытия (импеданс

на поверхности стремится к 0 или бесконечности) относительно компактные выражения для спектральной плотности фазового шума.

Используя эти выражения можно исследовать распределения шума по слоям покрытия и решать задачу о послонном подавлении шума или минимизации его общей спектральной плотности.

Результаты вычислений показывают, что существенное подавления шума покрытий невозможно, это связано с независимостью флуктуаций каждого слоя. Максимальное уменьшения шума за счет добавления корректирующего верхнего слоя составляет 1.33%. В работе [4] было предложено использование для компенсации промежуточных слоев  $\lambda/2$ . В результате оптимизации параметров в такой системе с помощью написанной компьютерной программы показана возможность подавления шума на 15%, что однако сопровождается ухудшением коэффициента отражения всего покрытия.

### Литература

1. Abbott B., et al., "LIGO: the Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory //REPORTS ON PROGRESS IN PHYSICS, 72, 076901:25 (2009).
2. Gorodetsky M.L. , "Thermal noises and noise compensation in high-reflection multilayer coating //Physics Letters A, 372, 6813-6822 (2008).
3. Harry G.M. "Thermal noise from optical coatings in gravitational wave detectors" //APPLIED OPTICS 1 march 2006 / Vol. 45, No. 7
4. Kimble H.J., Benjamin L. Lev, Jun Ye: "Optical interferometers with reduced sensitivity to thermal noise" //Phys. Rev. Lett. 101, 260602 (2008)

### Иллюстрации

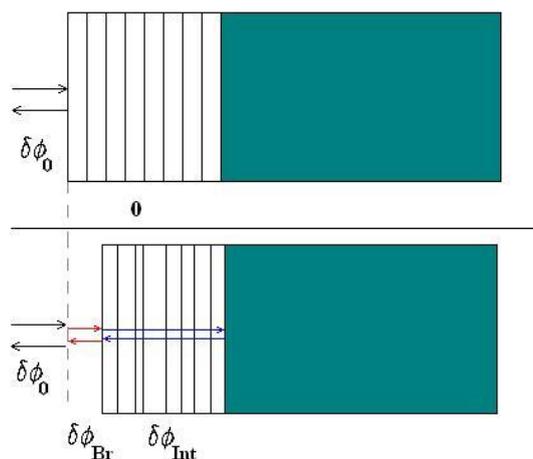


Рис. 1: Набег фазы при отражении от невозмущённого (сверху) и возмущённого (снизу) зеркала.  $\delta\phi_0$ ,  $\delta\phi_{Br}$  и  $\delta\phi_{Int}$  - набег фазы в плече интерферометра, из-за смещения поверхности зеркала и из-за сбой интерференции четвертьволнового покрытия.

**Экспериментальное и теоретическое поведение корреляций фазовых искажений при распространении лазерного излучения через жидкостную ячейку**

**Куликов Виктор Алексеевич**

*Аспирант*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия*

*E-mail: vkulik@mail.ru*

Для коррекции искажений, полученных фазой световой волны при прохождении светом турбулентной атмосферы, в адаптивной оптике [2] используются опорные источники, в том числе и искусственные [5]. В случае если угол между направлением на объект и опорный источник больше изопланарного, фазовые искажения световых волн нельзя считать одинаковыми. Корреляция между внесенными искажениями тем меньше, чем дальше расположены друг от друга пути распространения света в атмосфере. Оптимизация применения опорных источников требует анализа поведения корреляционных функций фазы в зависимости от расстояния между пучками.

Измерения корреляций фазы световых пучков в реальной атмосфере затруднены. В натуральных экспериментах вдоль трассы невозможно поддерживать одинаковые условия. Используя водную среду, где коэффициент преломления значительно превосходит коэффициент преломления воздуха, и искусственно поддерживая турбулентность с определенными устойчивыми характеристиками, возможно моделировать атмосферу в лабораторных условиях [3,4]. В описываемом эксперименте использовалась жидкостная ячейка [1], заполненная водой. Длина ячейки составляла 34 см, ширина 21 см. Турбулентность создавалась в слое воды между двумя плоскими теплообменниками, по которым циркулирует горячая и холодная вода с постоянной температурой.

На кювету падает коллимированный пучок лазерного излучения. Волновой фронт лазерного излучения, прошедшего через жидкостную ячейку, измеряется датчиком, изготовленным по схеме Шака-Гартмана. Входная апертура датчика имеет диаметр 30 мм.

В восстановленном распределении фазы выделяются две виртуальные круговые апертуры, с диаметрами 15 мм, которые можно смещать друг относительно друга на некоторое расстояние  $S$ .

Фазу световой волны в каждой апертуре представим в виде разложения по модам Цернике

$$\varphi_i(\vec{r}, t) = \sum_{j=1}^N a_{ij}(t) Z_j(\vec{r}/R) \quad (1)$$

где  $i=1,2$  – номер апертуры, в которой проводилось измерение фазы,  $a_j(t)$  – коэффициенты разложения,  $Z_j(\vec{r}/R)$  – полиномы Цернике,  $R$  – радиус апертуры.

Величину анизопланатизма, характеризующую различие вносимых в фазы волн искажений, можно численно оценить как средний квадрат разности фаз в соответственных точках рассматриваемых апертур:

$$\sigma^2 = \langle (\varphi_1 - \varphi_2)^2 \rangle = \sum_m^\infty \langle (a_{1j} - a_{2j})^2 \rangle = \sum_m^\infty 2 \langle a_{1j}^2 \rangle [1 - K_j] \quad (2)$$

где  $m$  – номер первой существенной для задачи моды,

$K_j = \frac{\langle a_{1j} a_{2j} \rangle}{\langle a_{1j}^2 \rangle}$  – интересующий нас коэффициент корреляции между коэффициентами Цернике волн,  $\varphi a_{1j}$  и  $\varphi a_{2j}$  –  $j$ -ые коэффициенты Цернике для 1-ой и 2-ой волн соответственно.

В работе [6] теоретически получено выражение для ковариационной матрицы коэффициентов разложения фазы для двух разнесенных апертур с учетом внешнего масштаба турбулентности:

$$\langle a_{1j} a_{2j}(\vec{S}) \rangle = AR^{5/3} [(n_1 + 1)(n_2 + 1)]^{1/2} f_{1j2j}(S, \theta_0, k_0) \quad (3)$$

где  $\varphi n_1$  и  $\varphi n_2$  – радиальный порядок полиномов Цернике для первой и второй апертур соответственно, а поведение функций  $f_{1j2j}(s, k_0)$  определяется азимутальными порядками полиномов Цернике  $\varphi m_1$  и  $\varphi m_2$ ,  $R$  – радиус апертур,  $\mathbf{S}$  – вектор, соединяющий центр первой апертуры с центром второй,  $A$  – некоторая константа.

Результаты

На рисунках 1-4 представлены экспериментальные и теоретические зависимости величины коэффициента корреляции от разнесения апертур  $S$  для первых 9 коэффициентов Цернике, то есть для первых 3 радиальных порядков. Также на рисунках изображены границы разброса экспериментальных данных. Экспериментальные кривые получены при разности температур между плоскими теплообменниками  $dt=10$  С. Высота турбулентного слоя около 10 см.

На рисунках 1-2 видно, что теоретические кривые, отвечающие Колмогоровскому спектру лежат выше экспериментальных. При учете конечности внешнего масштаба, теоретические кривые, рассчитанные по формуле (3) ложатся ближе к экспериментальным данным и укладываются в пределы ошибки. Для коэффициентов корреляции, рассчитанных по обоим наклонам, наилучшей теоретической аппроксимацией оказалась кривая с  $L_0 = 15$  см.

На рисунке 3 приведена кривая, построенная по среднему от экспериментально полученных корреляций коэффициентов Цернике 2-го порядка. Теоретическая кривая, отвечающая случаю бесконечного внешнего масштаба, лежит выше экспериментальной. Учет внешнего масштаба позволяет более адекватно описать начальный участок спада корреляций, однако теоретические кривые выходят на участок насыщения, соответствующий отсутствию корреляций быстрее.

Для кривой, построенной по среднему от коэффициентов Цернике 3-го порядка, последнее также верно. В среднем теоретические кривые, соответствующие конечному внешнему масштабу, лежат ближе к экспериментальным данным, чем кривая, соответствующая Колмогоровскому спектру.

### Литература

1. Ирошников Н.Г., Ларичев А.В., Корябин А.В., Шмальгаузен В.И. Экспресс анализ параметров турбулентности // Вестник МГУ. Серия 3. Физика и астрономия. 2009. №5. С. 74-77.

2. Лукин В.П. Атмосферная адаптивная оптика. Новосибирск: Наука, 1986.
3. Deardorff J. W., Willis G. E. Investigation of turbulent thermal convection between horizontal plates // Journal of Fluid Mechanics. 1967. V. 28, No. 4, P. 675-704
4. Maccioni A., Dainty. J.C. Measurement of thermally induced optical turbulence in a water cell // Journal of Modern Optics. 1997. V. 44, No. 6. P. 1111-1126
5. Parenti R.R., Sasiela R.J. Laser-guide-star systems for astronomical applications // J. Opt. Soc. Amer. A. 1994. V. 11, No. 1, P. 288-309.
6. Takato N., Yamaguchi I. Spatial correlation of Zernike phase-expansion coefficients for atmospheric turbulence with finite outer scale // J. Opt. Soc. Amer. A. 1995. V. 12. No. 5. P. 958-963.

### Иллюстрации

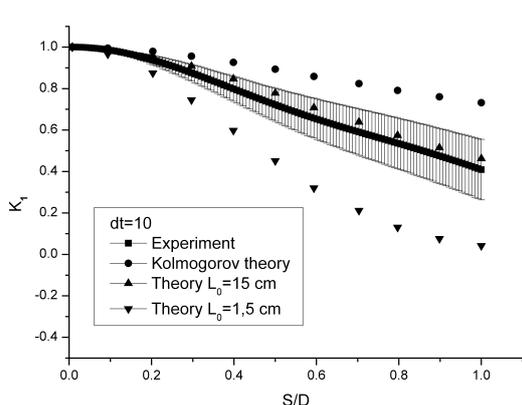


Рис. 1

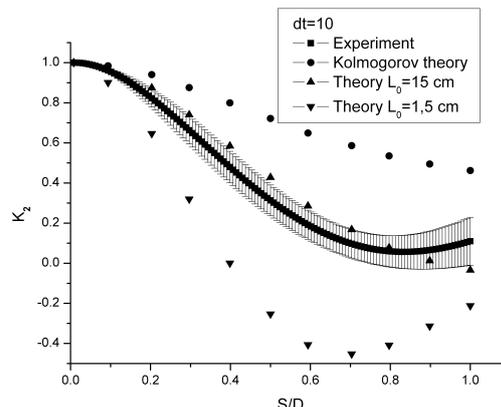


Рис. 2

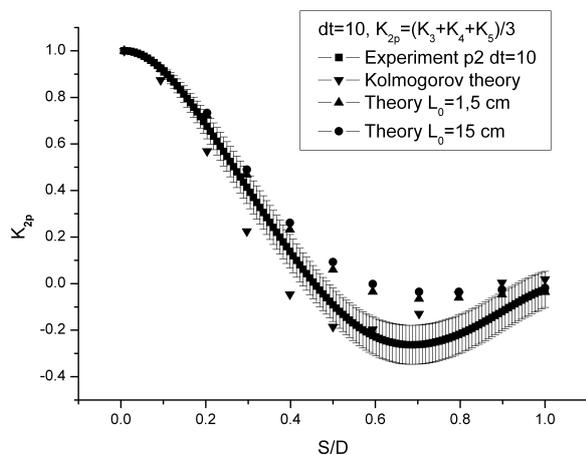


Рис. 3

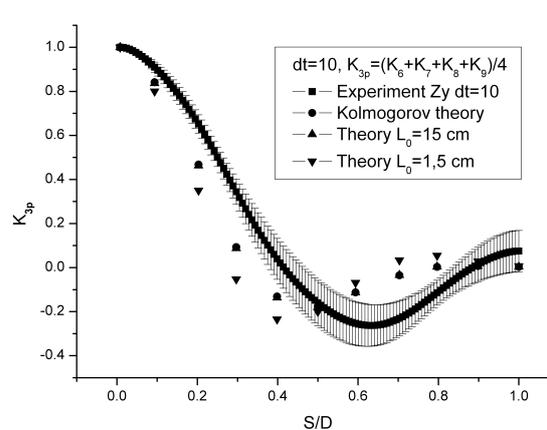


Рис. 4

**Генерация ТЕ- и ТМ-мод с помощью анизотропных эллиптических  
навитых волокон**

**Ларин Б.П., Яворский М.А.**

*Аспирант*

*Таврический национальный университет имени В.И.Вернадского, Физический  
факультет, Симферополь, Украина  
E-mail: lapinboris@gmail.com*

Генерация ТЕ- и ТМ-мод с помощью  
анизотропных эллиптических навитых волокон

**Актуальность.** Известно, что пучки, обладающие радиальной и азимутальной поляризационной симметрией, могут быть использованы для захвата и переноса частиц, в микроскопии высокого разрешения, физике плазмы. Целью работы было исследование возможности генерации подобных пучков с помощью специально приготовленных оптических волокон.

**Модель и основное уравнение.** Модель анизотропного эллиптического навитого волокна (АЭНВ) представлена на Рис. ???. Геометрия навивки описывается шагом навивки  $H$  и радиусом навивки  $R$ . Радиационные потери и эффекты, связанные с механическими напряжениями в волокне не учитываются. Распространение монохроматического излучения описывается векторным волновым уравнением [2]:

$$(\vec{\nabla}^2 + k^2 n^2(x, y)) \vec{E}(x, y, z) = -\vec{\nabla}(\vec{E}(x, y, z) \vec{\nabla} \ln n^2(x, y)) \quad (1)$$

где  $n$ - показатель преломления,  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  - длина волны излучения. Уравнение (??) решается в геликоидальных координатах с помощью теории возмущений с вырождением [1].

**Результаты.** Определена модовая структура АЭНВ в области сближения постоянных распространения Рис. ???. В первой области сближения постоянных распространения (пересечение кривых  $|CV_{+1}^{+1}\rangle$  и  $TE_{0,1}$ ) модовая структура имеет вид:

$$\begin{aligned} |\psi_1\rangle &= e^{i\varphi} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} + i\sqrt{2} \begin{pmatrix} \sin\varphi \\ -\cos\varphi \end{pmatrix}, |\psi_2\rangle = e^{-i\varphi} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}, \\ |\psi_3\rangle &= -e^{i\varphi} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} + 2\sqrt{2} \begin{pmatrix} \sin\varphi \\ -\cos\varphi \end{pmatrix}, |\psi_4\rangle = \begin{pmatrix} \cos\varphi \\ \sin\varphi \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$|\psi\rangle = \begin{pmatrix} E_r \\ E_\varphi \end{pmatrix}.$$

Моды  $|\psi_1\rangle$  и  $|\psi_3\rangle$  представляют собой суперпозицию оптического вихря  $|CV_{+|\sigma}^{+|l}\rangle$  и ТЕ-моды,  $|\psi_2\rangle$  и  $|\psi_3\rangle$   $-|CV_{-|\sigma}^{-|l}\rangle$  и ТМ-мода,  $\sigma, l = \pm 1$  - знак циркулярной поляризации и топологический заряд вихря соответственно. В другой области сближения постоянных распространения (пересечение кривых  $|CV_{-1}^{-1}\rangle$  и  $TM_{0,1}$ ) первая пара мод представлена суперпозицией ТМ-моды и вихря  $|CV_{-|\sigma}^{-|l}\rangle$ , а вторая пара мод представлена ТЕ-модой и вихрем  $|CV_{+|\sigma}^{+|l}\rangle$ .

Рис. 1: Поляризационные поправки  $\Delta\beta_i = \beta_i - \tilde{\beta}$  для  $l = 1$  мод в зависимости от шага навивки  $H$  (параметры волокна:  $V = 4.1$  (волноводный параметр) и  $R = 0.1\text{м}$ )  
setlength

Продемонстрирована возможность генерации ТЕ- и ТМ-мод из чистых оптических вихрей с топологическим зарядом  $l = \pm 1$ . Конверсия вихря  $|CV_{+|\sigma}^{+|l}\rangle$  в ТЕ-моду изображена на

Рис. ?? и вихря  $|CV_{-|\sigma}^{-|l}\rangle$  в ТМ-моду изображена на Рис. ??.

**Вывод.** Анизотропные эллиптические навитые волокна могут быть использованы в качестве устройств для генерации ТЕ- и ТМ-мод.

### Литература

1. Alexeyev S. N., Lapin, B. A., Yavorsky M. A. Optical vortices and topological phase in strongly anisotropic coiled few-mode optical fibers // J. Opt. Soc. Am. B. 2007. V.24, №10. P. 2666-2675.
2. Snyder A.W., Love J.D. Optical Waveguide Theory. London; New York, 1985.

### Слова благодарности

Выражаю благодарность научному руководителю, Алексею Константину Николаевичу, за огромное терпение и оказанную помощь.

Иллюстрации

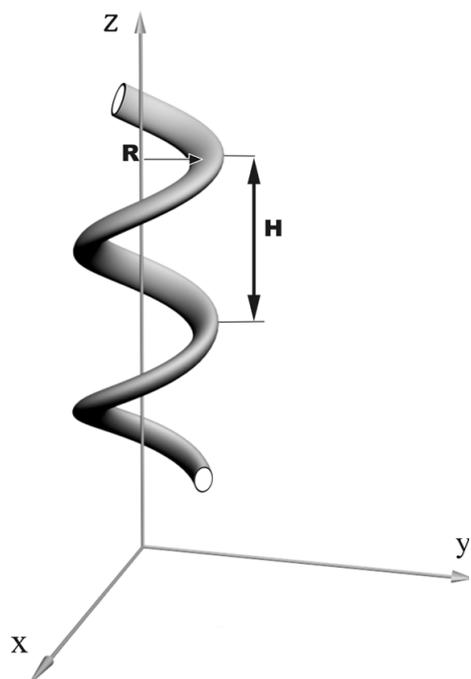


Рис. 2

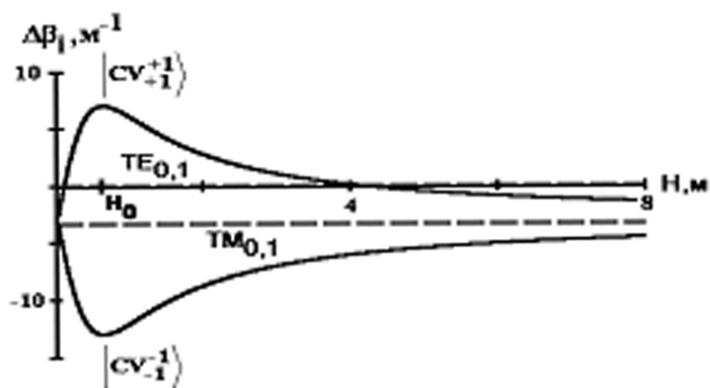


Рис. 3

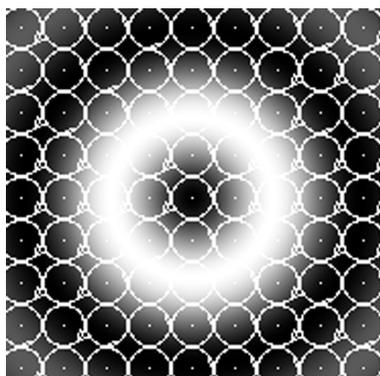


Рис. 4

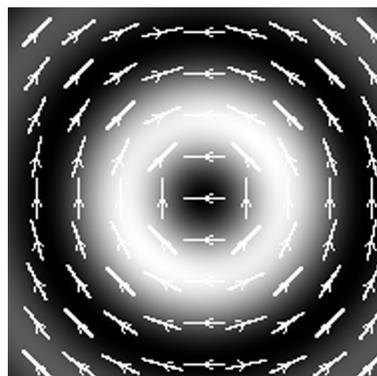


Рис. 5

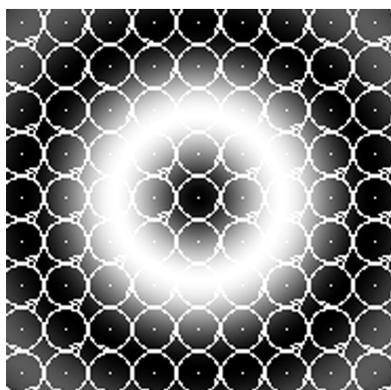


Рис. 6

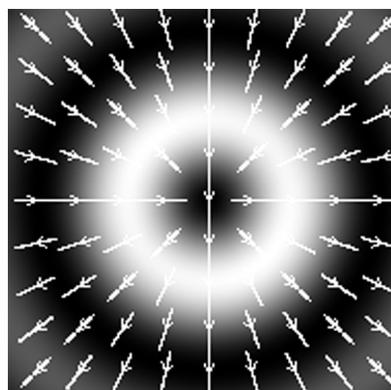


Рис. 7: cvtm

**Использование метода отражательной эллипсометрии для исследования  
слоевых систем.**

*Лесник Иван Иванович*

*Студент*

*МГУ имени А. А. Кулешова, Физико-математический факультет, Могилёв,  
Белоруссия*

*E-mail: LesN1k2010@yandex.by*

Отражательная эллипсометрия является одним из важнейших неразрушающих методов исследования оптических свойств и структуры тонких плёнок, находящихся на поверхности жидких и твёрдых тел [3]. В основе данного метода лежит анализ состояния поляризации света, отражённого от исследуемого образца. Измеряемые в процессе эксперимента эллипсометрические параметры  $\Psi$  ( $\text{tg}\Psi$  определяет отношение амплитуд двух взаимно перпендикулярных компонент электрического вектора) и  $\Delta$  (разность фаз колебаний этих компонент) связаны с комплексными коэффициентами отражения поверхности  $R_p$  и  $R_s$  (индексы  $p$  и  $s$  соответствуют поляризации света в плоскости падения и по нормали к ней) основным уравнением эллипсометрии [4]:

Рис. 1

Находя величины и для конкретной отражающей системы, решая данное уравнение устанавливаем связи между: поляризационными углами  $\Psi$  и  $\Delta$ , оптическими постоянными, толщинами плоскопараллельных слоев этой системы с углом падения света на систему ( $\phi_0$ ) и с длиной волны света ( $\lambda$ ). Связи между этими параметрами прямым образом зависят от выбора той или иной модели системы [1]. Для установления таких связей решаются прямая и обратная задача эллипсометрии. Переход от некоторых параметров сложной системы к рассчитанным поляризационным углам  $\Psi$  и  $\Delta$  представляет собой результат решения прямой задачи эллипсометрии. Проведя эксперимент и получив набор значений  $\Psi_{iэ}$  и  $\Delta_{iэ}$  можно решать обратную задачу эллипсометрии, в которой измеренные с помощью эллипсометра указанные углы используются для нахождения некоторых неизвестных оптических характеристик (включая толщину плёнки) изучаемой слоевой структуры.

Основным этапом метода является выбор модели отражающей системы. Использование определённой модели необходимо потому, что два значения  $\Psi$  и  $\Delta$  неоднозначно зависят от оптических параметров и толщин поверхностных слоёв, то есть одна и та же пара значений  $\Psi$  и  $\Delta$  может наблюдаться при отражении от совершенно различных поверхностей.

Выберем, например, модель многослойной системы, с некоторыми параметрами ( $N_j$ ,  $d_j$ ), где  $N_j$  – комплексный показатель преломления некоторого  $j$ -го слоя,  $d_j$  – его толщина. Для эллипсометрии данная модель интересна в основном при решении двух задач [1]:

- 1) изучение неоднородных слоёв, которые можно моделировать системой однородных и плоскопараллельных;
- 2) изучение однородных плёнок на поверхностях, имеющих собственные переходные слои.

В общем случае для большого числа плоскопараллельных слоёв часто используют рекуррентные формулы Бернинга [5] для  $Ru(\lambda, \phi)$  для последовательной свёртки слоёв снизу от подложки до внешней среды (с номером  $L+1$ ) для  $u=p, s$ :

Рис. 2

Однако резонно использовать вместо (1) описание обобщённых коэффициентов  $R$  многослойных систем с помощью цепных дробей (здесь малые литеры « $r$ » обозначают классические коэффициенты Френеля соответствующими индексами ( $u=p, s$ ) [5]:

Рис. 3

С помощью этих обобщённых комплексных коэффициентов Френеля (Формула 1, Формула 2) для ортогональных компонент ( $u$ ) в рекуррентной форме можно весьма эффективно проводить численное моделирование любых неоднородных по глубине  $n(dj)$ ,  $k(dj)$  систем модельных или реалистичных многослойных приповерхностных структур объектов измерений.

Градиентное сканирование по поверхности может использоваться при описании неоднородного распределения оптических констант для сколь угодно сложных реалистичных или эмпирически модельных объектов измерений.

Примером использования рекуррентных формул для модели плоскопараллельных слоёв может послужить работа [2], в которой с помощью многоугловой эллипсометрии была исследована система триацетатцеллюлоза – желатин. Оптические и геометрические параметры данной системы для длины волны 0,6328 мкм представлены, в таблице.

Рис. 4

Полученные оптические и геометрические параметры для системы триацетатцеллюлоза – желатин хорошо коррелируют с данными полученными методами НПВО и ИК-спектроскопии. Это говорит о том, что использование метода отражательной эллипсометрии для исследования слоевых систем может быть эффективно.

## Литература

1. Горшков М. М. Эллипсометрия. – М.: Сов. радио, 1974.– 200 с.
2. Малащенко И. С., Старовойтов Л. Е., Гусев С. С. Определение оптических и геометрических параметров системы ТАЦ-основа-желатиновый подслои методом эллипсометрии. – Доклад на Всесоюзной конференции по физико-химической механике кинофотоматериалов, Казань 1990, №5, с. 72 – 75.
3. Назаренко И. Н., Дорофеев Д. Л. Решение обратной задачи эллипсометрии для слоя с изменяющимся по толщине комплексным показателем преломления. – Воронеж: Вестник ВГУ. Серия химия биология. 2001. - № 1. с. 164 – 169.
4. Рыхлицкий С. В., Швец В. А., Спесивцев Е. В., Михайлов Н. Н. Эллипсометрия физико-химических процессов на межфазных границах: – Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск: Конденсированные среды и межфазные границы. 2006. – Том 8. №4 с. 327 – 333.
5. Скалецкая И. Е. Введение в прикладную эллипсометрию. – Санкт-Петербург: 2007.– 172 с.

### Слова благодарности

Хотим выразить благодарность своему научному руководителю за помощь в освоении теории и практики в эллипсометрии. Хотим организаторам пожелать удачного проведения конференции.

### Иллюстрации

$$\frac{R_p}{R_s} = \operatorname{tg} \psi e^{i\Delta},$$

Рис. 1: Формула 0

$$R_v = \frac{\rho_{j+1,j}^v + \rho_{j,j-1}^v e^{-2i\delta_j}}{1 + \rho_{j+1,j}^v \rho_{j,j-1}^v e^{-2i\delta_j}}$$

где

$$\rho_{j,j+1}^v = \frac{Z_{j+1}}{M_{j+1}}$$

при

$$\begin{cases} Z_{j+1} = (g_{j+1}^v - g_j^v)M_j e^{i\delta_j} + (g_{j+1}^v + g_j^v)Z_j e^{-i\delta_j} \\ M_{j+1} = (g_{j+1}^v + g_j^v)M_j e^{i\delta_j} + (g_{j+1}^v - g_j^v)Z_j e^{-i\delta_j} \end{cases} \text{ где } g_j^v = \begin{cases} g_j^s = N_j \cos \varphi_j \\ g_j^p = N_j^{-1} \cos \varphi_j \end{cases}$$

Рис. 2: Формула 1

$$R^v(\lambda, \varphi) = r_{1,2}^v + \frac{1 - (r_{1,2}^v)^2}{e^{\delta_2}} \left( r_{1,2}^v + \frac{1 - (r_{2,3}^v)^2}{e^{\delta_3}} \left( r_{2,3}^v + \frac{1 - (r_{j,j+1}^v)^2}{e^{\delta_{j+1}}} \left( r_{j,j+1}^v + \frac{1 - (r_{L,L+1}^v)^2}{e^{\delta_{L+1}}} \right) \right) \right)$$

Рис. 3: Формула 2

Таблица

Составляющие системы	n	k	d, нм
триацетатцеллюлоза - основа	1,505	0	-
Контактная зона	1,550	0,002	325
Слой желатина	1,575	0	550
Поверхностный нарушенный слой	1,14	0,001	460

Рис. 4: Таблица

**Спектроскопические свойства  $\text{CaF}_2$ -керамики, активированной ионами  $\text{Er}$**   
**Ляпин Андрей Александрович<sup>1</sup>**

магистрант

Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарева,  
Институт физики и химии, Саранск, Россия

E-mail: andrei\_lyapin@mail.ru

В последнее время предметом интенсивного исследования являются прозрачные керамические материалы, полученные на основе нанопорошков, имеющие повышенное светопропускание в широком спектральном диапазоне.

Оптические характеристики прозрачных керамик позволяют использовать их для различных практических приложений в видимом и ИК-диапазоне длин волн. Керамика может превосходить соответствующие монокристаллы по своим физическим свойствам, функциональным и эксплуатационным характеристикам. В то же время, в ряде случаев технология изготовления керамик более экономична по сравнению с процессом выращивания монокристаллов традиционным ростовым методом.

В настоящее время имеется достаточное количество публикаций, посвященных исследованию спектрально-люминесцентных и лазерных свойств оксидных керамических материалов ( $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Y}_2\text{O}_3$ ), активированных редкоземельными (РЗ) ионами.

Наряду с оксидными материалами, в лазерной физике значительный интерес представляют фторидные материалы. Имеется значительное количество оригинальных публикаций, обзоров и монографий, в которых представлены спектрально-люминесцентные и генерационные свойства различных фторидных монокристаллов, активированных РЗ ионами.

Наряду с этим в научной литературе имеются работы [1-3], в которых представлены результаты исследований механических свойств, теплопроводности, спектрально-люминесцентных и лазерных свойств фторидной керамики с РЗ ионами.

В настоящей работе представлены результаты исследования спектроскопических свойств образцов  $\text{CaF}_2$ -керамики, активированной ионами  $\text{Er}^{3+}$ . Из спектров поглощения, зарегистрированных при  $T=300\text{K}$ , определены значения сил осцилляторов с основного состояния  $^4\text{I}_{15/2}$  на возбужденные мультиплеты  $^4\text{F}_{5/2}$ ,  $^4\text{F}_{3/2}$ ,  $^4\text{F}_{7/2}$ ,  $^2\text{H}_{11/2}$ ,  $^4\text{S}_{3/2}$ ,  $^4\text{F}_{9/2}$ ,  $^4\text{I}_{9/2}$ ,  $^4\text{I}_{11/2}$ ,  $^4\text{I}_{13/2}$ . В рамках приближения Джадда-Офельта, найдены параметры интенсивности  $\Omega_t$  ( $t=2,4,6$ ), с использованием которых выполнена оценка вероятностей ряда излучательных переходов ионов  $\text{Er}^{3+}$ , а также межмультиплетных коэффициентов ветвления люминесценции.

Выполнен сравнительный анализ спектроскопических характеристик  $\text{CaF}_2\text{-ErF}_3$  керамики с аналогичными характеристиками монокристаллов  $\text{CaF}_2$ , активированных ионами  $\text{Er}$ .

### Литература

1. М.Ш. Акчурин, Р.В. Гайнутдинов, П.Л. Смолянский, П.П. Федоров. Доклады Академии Наук. 2006, т.406, №2, с.180-182.
2. П.П. Федоров, В.В. Осико, Т.Т. Басиев, Ю.В. Орловский, К.В. Дукельский, И.А. Миронов, В.А. Демиденко. Российские нанотехнологии. 2007. №5-6.
3. О.В. Палашов, Е.А. Хазанов, И.Б. Мухин, А.Н. Смирнов, И.А. Миронов, К. В. Дукельский, Е.А. Гарибин, П.П. Федоров, С.Б. Кузнецов, В.В. Осико, Т.Т. Басиев, Р.В. Гайнутдинов. Квантовая электроника. 39. №10. 2009.

<sup>1</sup> Автор выражает признательность доктору химических наук, профессору Федорову П.П. и к.т.н. Конюшкину В. А. за предоставленные образцы монокристаллов и керамики.

**Изучение термооптических искажений в твердотельных лазерных системах  
высокой средней мощности.**

**Ляшедько Андрей Дмитриевич**

*Аспирант*

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Лаборатория активных сред  
твердотельных лазеров, ОЛК, Москва, Россия*

*E-mail: lyashedko@mail.ru*

Средняя мощность генерации твердотельного лазера ограничена, главным образом, тепловыми эффектами [1]. При неоднородном нагреве активной среды оптические искажения лазерного пучка происходят из-за того, что оптический путь для разных лучей в пучке является разным (термолинза) или вследствие изменения состояния поляризации излучения из-за термонаведенного двулучепреломления. Одной из основных задач при создании твердотельных лазерных систем высокой средней мощности является задача охлаждения активной среды. При использовании активных элементов (АЭ) традиционной формы существуют значительные трудности, связанные с генерацией излучения с расходимостью, близкой к дифракционному пределу. Использование планарных АЭ позволяет решать эти проблемы за счет меньших проблем, связанных с термооптическими искажениями пучка

В настоящее время нами проводится исследование генератора/усилителя на основе пластинчатого активного элемента с зигзагообразным ходом пучка. Исследуется композитный активный элемент сваренный из трех частей: центральная часть Nd:YAG с концентрацией ионов неодима около 0,6 ат.нелегированный YAG на концах. Геометрические размеры активного элемента 62мм x 6мм x 2мм.

Физические причины фазовых искажений, вносимых в лазерный пучок, распространяющийся в пластинчатом активном элементе могут быть различными и трудноотделимыми друг от друга при реальной работе лазера. Для разделения влияния различных эффектов на величину оптических искажений был проведен ряд модельных экспериментов по исследованию изменения оптической разности хода при неоднородной тепловой нагрузке.

В эксперименте были изучены фазовые искажения тестового пучка распространяющегося через неоднородно нагретый активный элемент. Получены интерференционные картины и измерены оптические искажения пучка в длинах волн при различных температурных градиентах в кристалле. Произведена оценка величины фокусного расстояния тепловой линзы при торцевой диодной накачке активного элемента. Показано, что неоднородная накачка вызывает возникновение термолинзы с большой оптической силой, причем наблюдается влияние термолинзы обусловленной не только градиентом температуры в направлении охлаждаемых поверхностей АЭ, но и в перпендикулярной плоскости. Влияние термолинзы при больших мощностях накачки не позволяет получить высокую выходную мощность с качеством излучения близким к дифракционному пределу.

**Литература**

1. А.В.Мезенов, Л.Н.Сомс, А.И.Степанов, Термооптика твердотельных лазеров, Л., Машиностроение, 1986

**Взаимосвязь структуры наноструктурированных материалов на основе оксигидроксида алюминия с их свойствами в терагерцовом диапазоне частот**

**Мухин В.И., Есаулкин М.Н.**

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия  
E-mail: ppvadin@rambler.ru*

Целью настоящей работы являлось создание функционального материала, открывающего возможности для управления терагерцовым излучением. В качестве исходного материала – «матрицы» был выбран наноструктурированный оксигидроксид алюминия (НОА), так как он обладает большой удельной поверхностью, и это характерное свойство оксидных наносистем можно эффективно использовать для создания на их основе новых функциональных материалов и сред, обладающих определенными оптическими свойствами, такими как избирательное поглощение, внутренний или внешний фотоэффект, переменный коэффициент преломления и ряд других. Величина необходимых эффектов достигается путем физической и химической модификации их поверхности, например, высаживая оптически активные вещества органического и неорганического происхождения, либо изменяя фазовый и химический состав НОА, путем введения нано- и микро- размерных частиц в свободный объем материала. Первым этапом работы стало получение НОА посредством контролируемого окисления металлического алюминия в атмосфере влажного воздуха (влажность около 80%) при температуре 25 - 30°C [1], который обладает малой плотностью, от 0,02 до 0,05 г/см<sup>3</sup>, имеет очень большую пористость более 98%, и удельную поверхность в пределах 200 - 800 м<sup>2</sup>/г. Для исследования морфологии образцов использовался метод просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). В результате было выявлено, что структуру материала образует трехмерная сетка аморфных нанопризм диаметром порядка 5 нм, состоящих из гидратированных оксидов от  $Al_2O_3 \cdot 4H_2O$  до  $Al_2O_3 \cdot H_2O$ . В процессе отжига образцов происходит изменение их структуры, которое сопровождается линейным уменьшением размеров.

Структура полученного материала была исследована методом рентгеноструктурного и фазового анализа (РСФА) [2]. Было определено, что созданный материал обладает слабоупорядоченной супрамолекулярной структурой, которая характеризуется наличием широких слаборазличимых максимумов на дифрактограммах. Данная структура разрушается уже при температуре в 100°C, в результате чего образуется аморфный оксид, который сохраняется до температур 650 – 900°C. При этом максимумы на дифрактограммах становятся различимыми и появляется возможность выделения отдельных координационных сфер. При дальнейшем увеличении температуры отжига происходит сильное сужение пиков на дифрактограммах, что свидетельствует о начале процесса кристаллизации аморфного оксида в гамма оксид алюминия, формирование которого полностью завершается при температурах 900 – 1000°C. При этом значения положений максимумов, пересчитанные по формуле Вульфа-Брегга в межплоскостные расстояния,

совпадают со значениями  $d_{hkl}$  для гамма оксида алюминия, взятыми из базы данных рентгеноструктурного анализа: JCPDS – International Centre for Diffraction Data.

Также было исследовано влияние модификации поверхности образцов оксидом кремния на изменение структуры в процессе отжига. При этом все температуры фазовых переходов увеличились на 200 – 300°С, что говорит о связи этих процессов с поверхностной диффузией молекул оксида алюминия, которая затрудняется наличием монослоя оксида кремния на поверхности фибрилл. Подобные эффекты, связанные с модификацией поверхности, представляют особый интерес для дальнейших исследований.

Для описания свойств НОА как пористой многокомпонентной среды в терагерцовом диапазоне частот применялась модель эффективной среды Максвелла-Гарнетта. Модель связывает диэлектрические свойства отдельных компонент пористой системы с интегральными свойствами образца, и позволяет определить диэлектрическую проницаемость главной составляющей вещества - фибриллы НОА. Показана эволюция диэлектрической проницаемости фибрилл в результате отжига в диапазоне 100 – 1650°С, связанная с изменением структурно-фазового состояния вещества. При отжиге образцов при температурах меньше 100°С, действительная часть диэлектрической проницаемости понижается, что связано с постепенным уменьшением содержания воды в материале. Далее в диапазоне температур 100 – 900°С значение действительной части диэлектрической проницаемости остается постоянным. При температурах выше 900°С наблюдается возрастание диэлектрической проницаемости, вызванное интенсивной кристаллизацией вещества и увеличением вклада рассеяния.

Наблюдалось также изменение спектра диэлектрической проницаемости НОА при уменьшении количества поверхностной воды при вакуумировании образца, хорошо описываемое моделью многокомпонентной эффективной среды. Это позволяет говорить о чувствительности терагерцовой спектроскопии к тонким слоям физадсорбированной воды на поверхности пористого вещества.

После всестороннего исследования данного материала, были произведены теоретические расчеты, по результатам которых удалось создать прототип терагерцового волновода, обладающего высокой прозрачностью в данной области частот. Совершенствование методики создания подобных волноводов, а также создание устройств для управления терагерцовым излучением является перспективным направлением дальнейшей работы.

## Литература

1. Мартынов П.Н., Асхадуллин Р.Ш., Ходан А.Н., Юдинцев П.А. Новые промышленные технологии, №4, с.48 – 52, 2008.
2. Скрышевский А.Ф. Структурный анализ жидкостей и аморфных тел. М., Высшая школа, 1980.

## Слова благодарности

За помощь, оказанную в процессе работы, хочется выразить благодарность Ходану А.Н., Назарову М.М. и Коновко А.А., а также научному руководителю Шкуринову А.П.

**Образование j-агрегатов цианинового красителя, адсорбированного на поверхности анодированного серебра**

**Мыслицкая Н.А., Приданников Д.С.**

*Аспирант*

*Калининградский государственный технический университет, Лаборатория микро- и нанотехнологий, Калининград, Россия*

*E-mail: myslitskaya@gmail.com*

В настоящее время большой интерес представляет адсорбция красителей, образующих j-агрегаты на проводящие поверхности и низкоразмерные структуры (квантовые точки, нанотрубки и т.д). Анодированные шероховатые поверхности, например, пластинки анодированного серебра, имеют рельеф, состоящий из «нанопиков» и «впадин». Пики на такой поверхности можно считать низкоразмерными структурами.

Данная работа посвящена исследованию адсорбции цианинового красителя на поверхность анодированного серебра.

В работе использовался синтезированный в Научном центре НИИХИМФОТО-ПРОЕКТ цианиновый краситель 3912 (пиридиновая соль 3,3'-ди- $\gamma$ -сульфопропил-9-этил - 4,5,4',5'-добензотиакарбоцианинбетаина). В первой серии экспериментов были изучены спектры поглощения раствора этого красителя. Из них видно, что молекулы его образуют ассоциаты: димеры с максимумом при 540 нм и j-агрегаты с максимумом при 668 нм. На спектре имеется слабый максимум в области поглощения мономеров. На рисунке представлены спектры поглощения раствора красителя с концентрацией  $2,8 \cdot 10^{-5}$  моль/л, при которой по паспортным данным образуется максимальное количество j-агрегатов. Спектры поглощения при различных температурах проходят через изобестическую точку. В нагретом до 60degC растворе нет j-агрегатов, но есть димеры красителя. При остывании до комнатной температуры димеры объединяются в j-агрегаты.

Во второй серии экспериментов были исследованы спектры отражения пленок анодированного серебра с адсорбированным красителем. В работе в качестве адсорбентов использовались пластины анодированного серебра, выполненные по технологии, разработанной на кафедре химии Калининградского государственного технического университета. Раствор красителя наносился на подложку из расчета  $1,7 \cdot 10^{-8}$  моль/см<sup>2</sup> и высушивался на открытом воздухе при комнатной температуре. На спектрофотометре СФ-2000 с помощью приставки диффузного отражения были изучены спектры диффузного отражения и рассчитана функция Кубелки-Мунка по формуле  $F = (1 - R)^2 / 2R = \beta / s$ , где F - функция Кубелки-Мунка, R – коэффициент диффузного отражения,  $\beta$  - коэффициент поглощения, s- коэффициент рассеяния света. Функция Кубелки-Мунка пропорциональна коэффициенту поглощения. На рисунке представлен спектр поглощения пластины анодированного серебра с анодированным красителем. На спектре виден максимум, характерный для поглощения j-агрегатов данного красителя. Таким образом, при адсорбции на анодированную серебряную поверхность молекулы красителя ассоциируются в j-агрегаты.

В следующей серии экспериментов будут проведены исследования фотофизических процессов с участием j-агрегатов на пористой поверхности анодированного серебра.

### Литература

1. Шапиро Б.И. Блочное строительство агрегатов полиметиновых красителей // Рос-сийские нанотехнологии. 2008. Т. 3. № 3-4. С. 6-17.
2. Шапиро Б.И. Теоретические начала фотографического процесса. М., Эдиториал УРСС. 2000.

### Слова благодарности

Авторы выражают благодарность Б.И. Шапиро за предоставленные красители и своему научному руководителю профессору Брюханову В.В. за ценные советы при выполнении работы.

### Иллюстрации

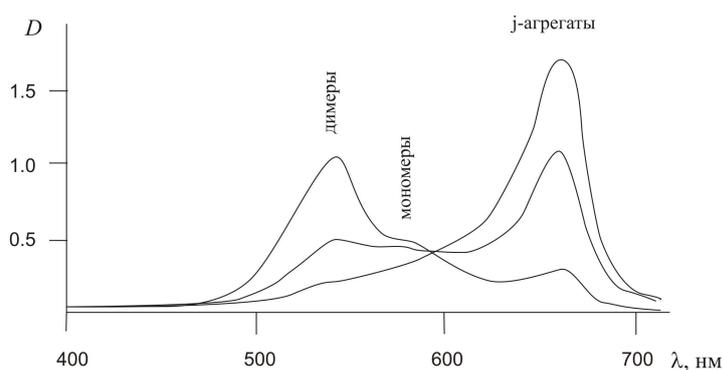


Рис. 1: Спектр поглощения раствора красителя

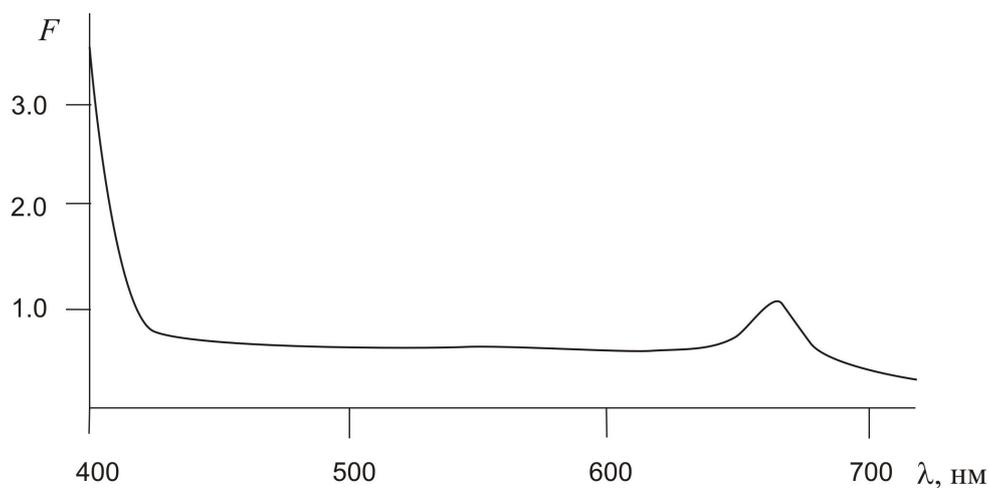


Рис. 2: Спектр поглощения j-агрегатов красителя, адсорбированного на поверхность анодированного серебра

**КОМПЛЕКС ЛАЗЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ В ИЗГОТОВЛЕНИИ  
МНОГООСТРИЙНЫХ АВТОЭМИССИОННЫХ КАТОДОВ ИЗ  
МОНОЛИТНОГО СТЕКЛОУГЛЕРОДА.**

***Попов Иван Андреевич***

*Аспирант*

*Саратовский государственный технический университет, физико-технический,  
Саратов, Россия*

*E-mail: antaresrock@yandex.ru*

Область применения автоэмиссионных катодов – АЭК- охватывает все электровакуумные приборы с большой плотностью электронных потоков и микросекундным временем готовности: от микроэлектронных устройств, приборов СВЧ диапазона – ЛБВ, клистронов и т.д. до быстродействующих коммутационных приборов. Одним из наиболее перспективных направлений в сфере создания АЭК является их изготовление из монолитных углеродных подложек.

Известна технология изготовления многоострийных АЭК из стеклоуглерода со средней плотностью токоотбора с поверхности более 1 А/см<sup>2</sup>. Эта технология [n1] содержит протяженный технологический маршрут, включающий фотолитографию, термохимическое травление в среде водорода в присутствии металлического катализатора, ионно-плазменное заострение, электроискровую обработку и операции тщательной очистки поверхности стеклоуглерода как перед выполнением, так и после каждого из указанных технологических процессов, что затрудняет промышленное освоение АЭК. Одним из наиболее перспективных альтернативных методов является широкое использование лазерных технологий на всех этапах изготовления многоострийных АЭК из монолитного стеклоуглерода: скрайбирование заготовки, фрезеровка для создания эмитирующих участков, очистка поверхности, структурирование поверхности этих участков. Лазерное структурирование поверхности катода проводилось методом лазерной микрогравировки. Качество получаемой структуры зависит от многих факторов, и в том числе от квалификации специалистов по лазерной технике. Полученная структура представляет собой поле микроострий куполообразной формы с размерами основания одного острия от 10 до 10 мкм и высотой от 15 мкм. Микрогравировка выполнялась на малогабаритном макете лазерной установки на базе волоконного лазера мощностью 5 Вт, с внутриволоконной модуляцией добротности, частота следования импульсов 4-30 кГц, длина волны 1.07 мкм (рис. 1). Полученные результаты позволяют считать, что выбор направления исследований открывает положительные перспективы в использовании лазерной техники в микро- и нанотехнологиях с целью внедрения в производство АЭК.

Особое место в процессе изготовления АЭК занимает использование лазерного микроспектрального анализа (LIBS) с целью получения более полной информации по элементному составу заготовки стеклоуглерода, промежуточных образцов и катода в целом.

Лазерный микроспектральный анализ проводился с помощью спектроаналитического комплекса [n3], включающего в себя лазер на Nd:YAG, длина волны 1.06 мкм, работающий в режиме гигантского импульса. Лазерный анализ осуществляется в воздушной атмосфере.

Система регистрации – дифракционный спектрограф ДФС-458С и ПЗС-приставка МИРС [n2]. МИРС включает в себя блок из восьми ПЗС-приёмников производства фирмы Toshiba (Япония), плату сопряжения с компьютером и соответствующее программное обеспечение «СПЕКТРАН 8», позволяющее производить качественный и количественный спектральный анализ, математическую обработку данных. ПЗС-приёмники рассчитаны преимущественно на работу с наиболее универсальным для эмиссионного спектрального анализа УФ-диапазоном (200-350 нм), но позволяют исследовать также и спектры видимого и ближнего ИК-диапазона (до 790 нм). Высокое спектральное разрешение ПЗС-приёмников Toshiba 0.007 нм позволяет достигнуть высокой точности качественного и количественного анализа.

В составе поверхностного слоя острых катодов, изготовленных термохимическим методом [n1], наблюдалось присутствие металла-катализатора. Содержание металла доходило до 1.5% при поверхностном слое около 250 мкм; небольшое снижение количественного содержания отмечалось на глубине от 300 мкм. Присутствие посторонних примесей в стеклоуглеродном катоде может вызвать изменение эмиссионных свойств, что негативно отразится на работе АЭК в целом.

Исследование образцов АЭК, изготовленных с использованием лазерной фрезеровки и структурирования, показало, что на всех этапах изготовления отсутствуют изменения элементного состава образца и вне зависимости от обработки в среде инертного газа или на воздухе состав катода не отличается от исходного.

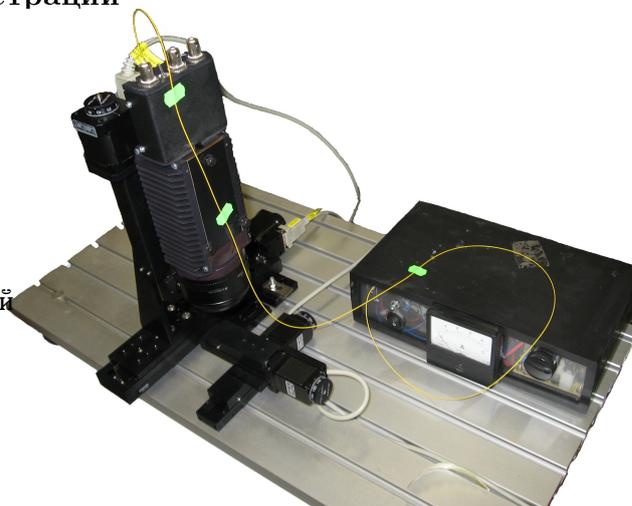
Работа проводилась на оборудовании регионального филиала ЦКП ЛиОТ в рамках ГК № П2498 от 20 ноября 2009г.

## Литература

1. Патент 1738013. / Ю.А. Григорьев, С.В. Васильковский, В.О. Шестёркин, З.А. Ярцева. Заявл.09.04.1992. Оpubл. 12.02.1993.
2. Серт. RU.C.37.006.A №18673. Регистраторы спектров многоканальные измерительные МИРС / Рег. №27644-0499109237; Внесён в Гос. реестр 08.10.2004.
3. Kriger A.E., Surmenko E.L., Surmenko L.A., Tuchin V.V. Applications of direct atomic laser spectral analysis of laser plasma for determination of inorganic components presence in biological objects // Proc. SPIE. Bellingham, SPIE. – 1999. - V.4001. P.299-303.

## Иллюстрации

Рис.1: Макет лазерной установки на основе волоконного лазера с применением высокоточной трехкоординатной системы перемещения



**Дифракционное деление фазомодулированных оптических импульсов при брэгговской дифракции в геометрии Лауэ**

**Скорынин Александр Андреевич**

*Аспирант*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия*

*E-mail: skoraleks@ya.ru*

Брэгговская дифракция электромагнитного излучения по схеме Лауэ (на прохождении) в периодических структурах всесторонне исследовалась главным образом в задачах взаимодействия рентгеновского излучения с кристаллами [3]. Для монохроматической волны здесь наблюдается эффект Бормана [3], а при распространении произвольных ограниченных в пространстве и времени рентгеновских импульсов имеет место искажение их формы [4]. Использование динамической теории брэгговской дифракции в геометрии Лауэ для описания распространения лазерных импульсов в фотонном кристалле (ФК) позволило предсказать эффект дифракционного деления импульсов (ДДИ) как в случае линейного [5], так и нелинейного резонансного [6] взаимодействия излучения со средой. Суть эффекта ДДИ легко объяснить на примере простейшего одномерного линейного ФК, который представляет собой многослойную периодическую структуру (рис. 1). Вследствие дифракции излучения внутри структуры, каждая спектральная компонента импульса, падающего под углом Брэгга к слоям ФК, представляет собой когерентную суперпозицию двух проходящих (Т) и двух дифрагированных (R) волн. Эти волны попарно распространяются в ФК с двумя разными эффективными показателями преломления вследствие различной пространственной локализации поля. По аналогии с рентгеновской оптикой волну, локализованную в слоях с меньшим показателем преломления, называют бормановской, а другую – антибормановской. По мере увеличения пути прохождения в глубь ФК указанные волны разделяются на пары импульсов – в направлении прохождения Т и отражения R. Временной интервал между вышедшими из ФК импульсами пропорционален толщине кристалла и разности показателей преломления. Ранее в литературе рассматривались только случаи дифракции импульсов с фазой, модулированной во времени. Была показана возможность сжатия чирпированных импульсов при брэгговской дифракции в геометрии Брэгга (на отражение) [1] и в геометрии Лауэ для ФК со слабой модуляцией показателя преломления [2].

В настоящей работе мы рассматриваем изменение формы фазомодулированных лазерных импульсов, возникающее при эффекте ДДИ в случае брэгговской дифракции по схеме Лауэ в линейных ФК. Нами была решена граничная задача для пространственно ограниченного в одном направлении произвольного импульса, получены аналитические выражения, описывающие амплитуды проходящего и дифрагированного полей внутри ФК. Показано, что при попадании спектра такого импульса в брэгговскую зону наблюдается эффект ДДИ. Волновые пакеты, образованные бормановскими и антибормановскими волнами, имеют существенно различные дисперсионные свойства. Возможно не только пространственное сжатие бормановского импульса при начальной фокусировке, но и антибормановского – при начальной дефокусировке. Аналогично, в зависимости от

знака модуляции частоты chirпированного импульса возможна компрессия либо только бормановского, либо только антибормановского импульса. Это позволяет управлять параметрами каждого импульса независимо. При этом компрессия изначально немодулированного волнового пакета не наблюдается.

При падении импульса под углом отличным от угла Брэгга, бормановский и антибормановский импульсы распространяются не только с различной скоростью, но в различных направлениях. На графике (рис. 2) представлено распределение модуля поля при компрессии частотно модулированного ограниченного импульса. Сжимается бормановский импульс, а антибормановский – расплывается. Использовались следующие параметры ФК: период 0.567 мкм, средний показатель преломления 1.55, контраст показателя преломления 0.1; параметры импульса: поперечный диаметр 0.5 мм, длительность 1 пс, длина волны 0.8 мкм, угол падения  $42^\circ$ , начальный относительный chirп 15; угол Брэгга  $45^\circ$ . В зависимости от величины chirпа и других параметров сжатие импульса может происходить на глубине порядка 1 мм и достигать 10-15 раз по интенсивности.

### Литература

1. Андреев А. В., Балакин А. В., Шкуринов А. П. и др. Компрессия фемтосекундных лазерных импульсов в тонком одномерном фотонном кристалле // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 71. № 9. С. 539-543.
2. Аракелян С.М., Геворкян Л.П., Макаров В.А. Компрессия частотно-модулированных импульсов при динамическом рассеянии в геометрии Лауэ // Квантовая электроника. 1989. Т. 16. № 9. С. 1846-1849.
3. Пинскер З.Г. Рентгеновская кристаллооптика. М.: Наука, 1982.
4. Bushuev V.A. Diffraction of X-ray free-electron laser femtosecond pulses on single crystals in the Bragg and Laue geometry // J. Synchrotron Rad. 2008. V. 15. P. 495-505.
5. Bushuev V.A., Mantsyzov B.I., Skorynin A.A. Diffraction-induced laser pulse splitting in a linear photonic crystal // Phys. Rev. A. 2009. V. 79. 053811.
6. Mantsyzov B.I. Laue soliton in a resonantly absorbing photonic crystal // Optics Communications. 2001. V. 189. № 3. P. 275-280.

### Слова благодарности

Выражаю слова благодарности моему научному руководителю Манцызову Борису Ивановичу за ценные советы и помощь в исследовательской работе.

Иллюстрации

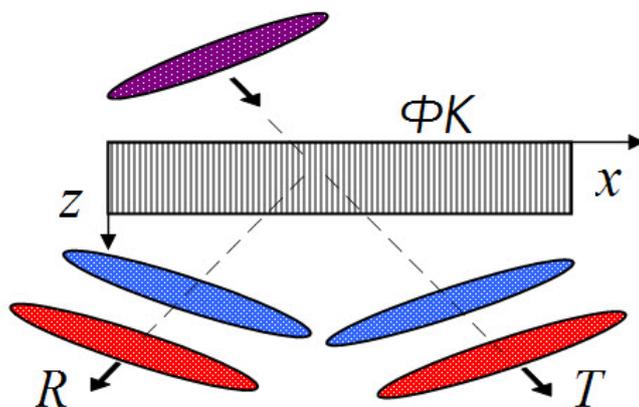


Рис. 1: Схема брэгговской дифракции в геометрии Лауэ при эффекте дифракционного деления импульса

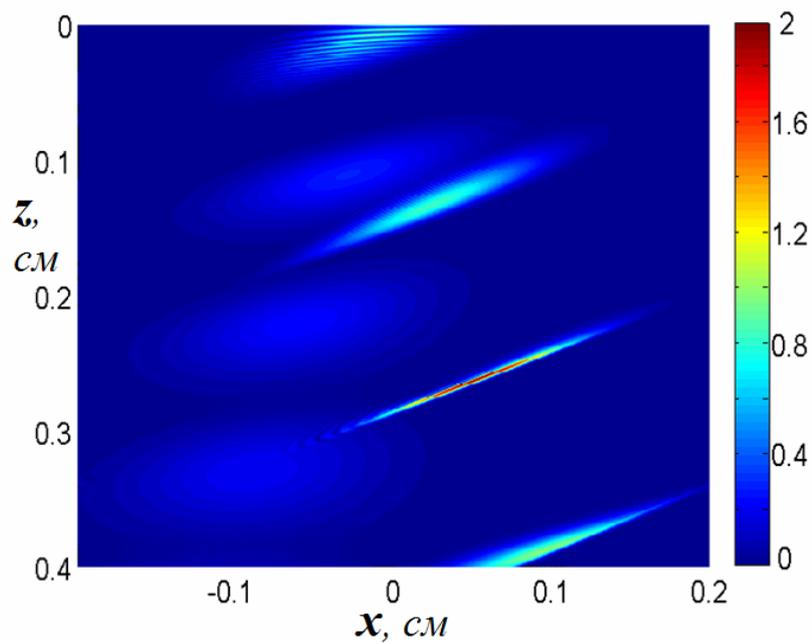


Рис. 2: Компрессия частотно модулированного ограниченного импульса при дифракционном делении в фотонном кристалле

**Создание амальгамной лампы низкого давления для генерации озона**

***Собур Денис Анатольевич***

*Аспирант*

*МФТИ, общей и прикладной физики, Раменское, Россия*

*E-mail: soburda@gmail.com*

Сегодня ртутные газоразрядные источники УФ излучения получают все более и более широкое распространение. Дезинфекция ультрафиолетовым (УФ) излучением является экологически безопасным, экономичным и удобным в эксплуатации методом, который сочетает в себе высокую эффективность обеззараживания, отсутствие вредного влияния на воду и воздух, низкое энергопотребление и низкие эксплуатационные затраты, простоту эксплуатации. Существенным достоинством газоразрядных источников является высокий КПД преобразования электрической энергии в излучение. Для получения ламп с погонной мощностью УФ излучения более 0,5 Вт/см вместо металлической ртути все чаще используют амальгаму, позволяющую снизить давление паров ртути в разряде при высоких температурах колбы, характерных для мощных ламп [1]. Кроме того, в холодной лампе практически вся ртуть содержится в амальгаме, что облегчает утилизацию и повышает безопасность использования.

Как известно, спектр ртутного разряда содержит в ультрафиолетовой области две интенсивные линии 253,65 и 184,95 нм. Излучение с длиной волны 185 нм ионизирует кислород воздуха с образованием озона, поэтому обычно в состав стенки газоразрядной лампы добавляется оксид титана, блокирующий выход данной линии. В последнее время растет интерес к использованию такого излучения, в том числе в сочетании с излучением 254 нм, в задачах очистки воздуха, обработки поверхностей и ряде других [2]. Таким образом, является актуальной задача создания мощного эффективного газоразрядного источника УФ излучения.

Интенсивность излучения и КПД газового разряда зависят от ряда параметров, среди которых основную роль играет электронная температура. Для повышения интенсивности линии 185 нм нужны более высокие значения электронной температуры, нежели в традиционных бактерицидных УФ лампах. В свою очередь, электронная температура зависит от ряда параметров, таких как сила тока разряда, давление и состав инертного газа, диаметр трубки и ряда других. Исследование зависимости интенсивности излучения разряда от этих параметров проводились И.М. Весельницким [3]. Между тем, условия работы экспериментальных ламп значительно отличались от условий работы реальных ламп. Кроме того, целью Весельницкого, была оптимизация выхода излучения 254 нм, поэтому полученные им значения интенсивности 185 линии отличаются от максимальных.

В рамках работы был создан стенд для измерения интенсивности излучения на основе вакуумного монохроматора McPherson. В качестве газовой среды для работы лампы использовался азот. Интенсивность излучения на выходе из монохроматора измерялся с помощью ФЭУ. Также измерялось падение напряжения на лампе, сила тока и температура стенки колбы. Как известно, давление паров ртути в разряде определяется температурой амальгамы. В наших условиях прогрев амальгамы занимает примерно 15 минут. Поскольку времена релаксации плазмы значительно меньше, измеряя изменение

параметров лампы со временем, можно наблюдать зависимость интенсивности излучения от давления паров ртути. При этом, максимумы интенсивности излучения 254 нм и 185 нм при этом могут как совпадать, так и достигаться при различных давлений паров ртути.

В данной работе, определялись параметры лампы, обеспечивающие максимальную интенсивность линии 185 нм. Была исследована зависимость интенсивности эффективности генерации линии 185 нм от параметров лампы, таких как давление инертного газа, сила тока лампы, состав газовой смеси и ряда других.

Основным параметром, определяющим сегодня ресурс работы лампы, является защитное покрытие колбы. Обычно в качестве защитного покрытия используются оксиды редкоземельных металлов, а также алюминия. В тоже время, многие покрытия, пропускающие излучение с длиной волны 254 нм, поглощают более жесткие кванты 185 нм. Кроме того, из-за сильного рассеяния, нельзя использовать в качестве защитного покрытия нанокристаллические оксидные порошки. Исследования спектров поглощения покрытий показали, что оптимальным с точки зрения спектра поглощения является покрытие колбы пленкой оксида алюминия.

### **Литература**

1. Василяк Л. М., Дроздов Л. А. Спад мощности уф излучения в ртутных лампах низкого давления // ФИЗИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОНИКА: Материалы V Всероссийской конференции ФЭ-2008 (26 – 30 октября 2008 г.). Махачкала: ИПЦ ДГУ, 2008. С. 74-76
2. Voronov A. New generation of low pressure mercury lamps for producing ozone// Proceedings of World congress on ozone and UV technologies. 2007. P. 2166 –2172
3. Рохлин Г.Н. Разрядные источники света. М.: Энергоатомиздат, 1991 г., с. 351

### **Слова благодарности**

Я благодарю компанию ЗАО ЛИТ за неоценимую помощь в организации и проведении работы.

**УФ-фотовозбуждение «столкновительных» комплексов кислорода  $X - O_2$   
как источник синглетного кислорода**

**Трушина Александра Павловна**

*Студент*

*Новосибирский государственный университет, Институт химической кинетики и  
горения СО РАН, Физический факультет, Новосибирск, Россия*

*E-mail: tapivoka@ngs.ru*

Молекулярный кислород очень слабо поглощает излучение УФ-, видимого и ИК-диапазонов, так как оптические переходы в молекуле кислорода в этой части спектра запрещены по симметрии и/или спину.

Известно, однако, что взаимодействие молекул кислорода с молекулами окружения изменяет фотохимические свойства молекулярного кислорода. Межмолекулярное взаимодействие, нарушая симметрию, приводит к частичному или полному снятию запрета, и росту сечения поглощения излучения кислородом на порядки величины. Этот факт делает очень важной роль фотопроцессов в «столкновительных» комплексах молекулярного кислорода в атмосфере и в конденсированной среде.

При исследовании фотохимии Ван-дер-Ваальсовых комплексов кислорода  $X - O_2$  с применением техники измерения «карт скоростей» (velocity map imaging) [1] было показано, что фотофизика и фотохимия кислорода в Ван-дер-Ваальсовых комплексах  $X - O_2$  радикально отличается от процессов в изолированной молекуле  $O_2$ . Из анализа энергии атомов кислорода, образующихся при фотодиссоциации комплексов  $X - O_2$ , были получены данные, указывающие на образование синглетного кислорода  $O_2(^1\Delta_g)$  при фотовозбуждении комплексов  $X - O_2$  в УФ-области спектра. Синглетный кислород является очень реакционно-способной молекулой и играет ключевую роль в различных фотоиндуцированных процессах, поэтому изучение механизма его образования из комплексов  $X - O_2$  представляет фундаментальный интерес и высокое значение для различных областей науки, таких как физика и химия атмосферы, лазерная физика, фотобиология и медицина.

В настоящей работе проводится прямая регистрация и исследуется механизм фотогенерации синглетного кислорода  $O_2(^1\Delta_g)$  при лазерном УФ-фотовозбуждении «столкновительных» комплексов молекулярного кислорода  $X - O_2$ . Исследование проведено для «столкновительных» комплексов  $O_2 - O_2$  (кислород широко распространенное вещество в атмосфере и биологических системах) и  $C_5H_8 - O_2$  (изопрен - одно из наиболее распространённых органических веществ в атмосфере).

Образование синглетного кислорода  $O_2(^1\Delta_g)$  при УФ-фотовозбуждении «столкновительных» комплексов регистрировалось путем детектирования его ИК-люминесценции на длине волны 1.27 мкм. Эксперименты проводились при повышенном давлении кислорода (до 100 атм) для увеличения вклада в поглощение «столкновительных» комплексов  $X - O_2$ . Для возбуждения комплексов использовалось лазерное излучение с энергией кванта ниже порога фотодиссоциации молекулы  $O_2$ .

В работе впервые зарегистрировано образование синглетного кислорода  $O_2(^1\Delta_g)$  при УФ-фотовозбуждении «столкновительных» комплексов молекулярного кислорода

$O_2 - O_2$  и  $C_5H_8 - O_2$  в газовой фазе. Показано, что наблюдаемый в работе процесс фотогенерации синглетного кислорода является одноквантовым. На основании полученных экспериментальных результатов предложен механизм данного процесса. Таким образом, установлено, что при фотовозбуждении «столкновительных» комплексов  $C_5H_8 - O_2$  и  $O_2 - O_2$  даже ниже порога фотодиссоциации молекул кислорода образуются реакционноспособные частицы синглетного кислорода. Кроме того, сделана оценка квантового выхода молекул синглетного кислорода: 40%.

Полученные результаты имеют большое значение, поскольку указывают на существование ранее неизвестного механизма фотогенерации синглетного кислорода в атмосфере, что представляет фундаментальный интерес, а также открывает возможности для ряда практических приложений данного явления и в других областях. Исследуемый канал образования синглетного кислорода открывает новые перспективы развития фотобиологии и медицины, так как не требует никакой специфической активации: достаточным для фотогенерации синглетного кислорода является наличие молекулы соседа, образующей с кислородом комплекс  $X - O_2$ , что может быть применено, например, для фотодинамической терапии без использования органических фотосенсибилизаторов. Также исследуемый процесс может быть использован для генерации синглетного кислорода в состоянии  $^1\Delta_g$  в химическом кислородно-йодного лазере.

### Литература

1. Baklanov A. V., Bogdanchikov G. A., Vidma K. V., Chestakov D. A., Parker D. H. Cluster-enhanced  $X - O_2$  photochemistry ( $X = CH_3I, C_3H_6, C_6H_{12}$  and Xe) // Journal of Chemical Physics. 126, 2007, art. 124316.

### Слова благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований РФФИ (грант №09-03-00310а).

Научные руководители: д-р хим. наук, проф. Бакланов А. В., к. физ.-мат. наук Кочубей С. А.

## Изучение трансформации гуминовых веществ микромицетами с помощью спектральных методов

Хунджуа Дарья Александровна<sup>1</sup>, Федосеева Елена Васильевна<sup>2</sup>

студент<sup>1</sup>, научный сотрудник<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физический факультет, Московский государственный университет  
им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия

<sup>2</sup>Факультет почвоведения, Московский государственный университет  
им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия

E-mail: [dasha.ok@list.ru](mailto:dasha.ok@list.ru) <sup>1</sup>, [feodoseeva@yandex.ru](mailto:feodoseeva@yandex.ru) <sup>2</sup>

В настоящее время все больший интерес ученых вызывают исследования гуминовых веществ, благодаря которым повышается плодородие земель и урожайность сельскохозяйственных культур, устойчивость живых организмов к неблагоприятным факторам окружающей среды. Микромицеты - наиболее распространенная группа микроорганизмов, отвечающая как за синтез, так и деструкцию гуминовых веществ в почве. Взаимодействия микромицетов с органическим веществом природного происхождения изучается на протяжении долгого времени и представляет собой особый интерес и сегодня [1].

Флуоресцентная спектроскопия используется для быстрого получения характеристик органического вещества, особенно в форме раствора. Например, максимум испускания гуминового вещества природной воды находится в районе 420-460 нм [2], в то время как типичная флуоресценция промышленных гуминовых препаратов сдвинута в длинноволновую область (500-520 нм) [3]. Цель нашей работы - исследовать с помощью спектральных методов трансформацию гуминовых веществ микромицетами.

В нашей работе использовались 6 различных штаммов микромицетов: *Alternaria alternata*, *Fusarium moniforme*, *Phoma glomerata*, *Cladosporium cladosporioides*, *Geomyces pannorum*, *Mycelia sterilia*. Культуры грибов выращивали на жидкой среде Чапека с добавлением гумата калия из леонардита и без его внесения. Гумат перед автоклавированием вносили в среду Чапека навеской для достижения следующей концентрации - 0,2 г/л. Образцы выращивали в 200-мл стеклянных колбах на протяжении 14 суток в темноте при температуре 25°C. После этого с помощью фильтров «белая лента» культуральную жидкость отделяли от грибной биомассы и использовали для последующих спектральных исследований.

Спектры испускания флуоресценции получали на спектрометре Solar CM 2203. Пробы культуральных жидкостей предварительно разбавляли в 10 раз. Для качественного описания изменений флуоресценции гуминового вещества под действием микромицетов наблюдали поведение таких параметров, как максимум длины испускания  $\lambda_{em}$  и квантовый выход флуоресценции в зависимости от длины волны возбуждения ( $\lambda_{ex}$  = 270, 310 и 355 нм).

Флуоресценцию гуминовых веществ наблюдали в диапазоне 350-650 нм, ее максимум был близок к 500 нм (рис.1). Как показали эксперименты, параметры флуоресценции раствора гуминового препарата после трансформации микромицетами значительно менялись относительно таковых для проб, не подверженных воздействию микроорганизмов. Так, например, квантовый выход флуоресценции увеличился, а максимум длины волны испускания сместился в коротковолновую сторону по сравнению с исходным раствором. Более того, после роста микромицетов менялось спектральное поведение флуоресценции гуминовых веществ в зависимости от длины волны возбуждения  $\lambda_{ex}$ . Если раньше квантовый выход постепенно уменьшался с ростом  $\lambda_{ex}$ , то теперь он стал увеличиваться. Значение максимума длины волны испускания

раствора гуминового препарата до трансформации микромицетами было одинаковым для всех трех значений  $\lambda_{ex}$ , после нее - стало зависеть от длины волны возбуждения.

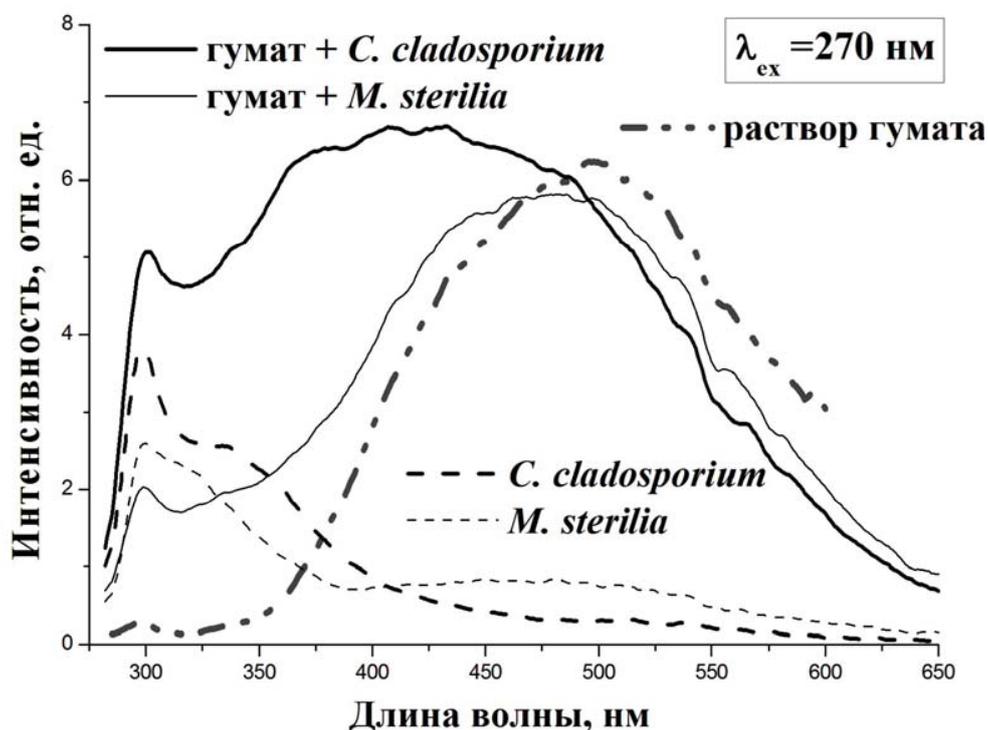


Рис.1 Спектры флуоресценции раствора гуминового препарата и проб профильтрованных культуральных жидкостей микромицетов, выращенных с добавлением гуминового препарата и без него (длина волны возбуждения 270 нм).

Представленные выше результаты могут быть объяснены трансформацией гуминовых веществ микромицетами в процессе их роста. Данные микроорганизмы видоизменяют макромолекулы с длинноволновым испусканием флуоресценции и создают меньшие молекулы с длиной волны испускания, сдвинутой в коротковолновую область. В процессе роста на среде с гуминовым препаратом микромицеты преобразуют его таким образом, что флуоресцентные характеристики гумата становятся схожими с подобными характеристиками природных гуминовых веществ.

### Литература

1. Федосеева Е.В., Пацаева С.В., Терехова В.А. Влияние гумата калия на некоторые физиологические характеристики микроскопических грибов разной пигментации. Микология и фитопатология. 2009. Т.43. Вып.3. С.243-250.
2. Горшкова О.М., Пацаева С.В., Федосеева Е.В., Шубина Д.М., Южаков В.И. Флуоресценция растворенного органического вещества природной воды // Вода: Химия и экология. 2009. №11. С.31-39.
3. Шубина Д.М., Якименко О.Я., Пацаева С.В., Изосимов А.А., Терехова В.А., Федосеева Е.В., Южаков В.И. Спектральные свойства водных растворов промышленных гуминовых препаратов // Вода: Химия и экология. 2010. №2. С.22-26.

Авторы выражают признательность старшему преподавателю физического факультета Пацаевой С.В. за помощь в подготовке тезисов.

**Динамика модельной атомной системы в сильном неклассическом  
электромагнитном поле**

**Шарапова Полина Родионовна**

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический  
факультет, Москва, Россия*

*E-mail: Sharapova-Polina@yandex.ru*

Развитие экспериментальной лазерной физики привело к возможности генерации лазерных импульсов с длительностью вплоть до нескольких оптических циклов и с интенсивностью, сравнимой или даже превышающей внутриатомную. В таких полях наблюдается качественно новое поведение атомных систем, в связи с чем, для их изучения не годятся методы, базирующиеся на теории возмущений. Поэтому необходимо разрабатывать новые подходы, учитывающие взаимодействие с таким сильным полем точно. Кроме того, в указанных полях наблюдаются новые физические эффекты, одним из которых и, пожалуй, наиболее ярким является эффект стабилизации. Явление стабилизации заключается в эффекте подавления ионизации квантовой системы с ростом интенсивности сильного воздействующего лазерного поля.

Такое поведение атомной системы обусловлено формированием в сильном поле атома, “одетого полем”, который характеризуется свойствами, принципиально отличающимися от свойств невозмущенного атома. Кроме того, представляется важной возможность управления динамикой такого “одетого атома” не только варьированием лазерных параметров, но и воздействием, так называемых, неклассических состояний электромагнитного поля, генерация которых также получена экспериментально.

В данной работе исследуется динамика модельной атомной системы в сильном квантованном электромагнитном поле. Для учета реальных свойств атомов, таких как ионизация, была использована модель: два дискретных уровня и континуум. При этом учитывались индуцированные переходы  $\Lambda$ -типа между данными дискретными состояниями через континуум. Взяты различные начальные состояния поля: от когерентного состояния до состояния сжатого вакуума. Последнее представляет особый интерес, так как именно это состояние наиболее неклассично. Состояние сжатого вакуума характеризуется широким распределением по числу фотонов, что приводит к стимуляции процессов высокого порядка многофотонности.

В проведенной работе было получено точное аналитическое решение для динамики модельного атома в квантовом поле и проанализированы режимы сильного и слабого поля. Обнаружен режим стабилизации в сильном поле, продемонстрирована возможность одновременной реализации режимов слабого и сильного поля, определяемая выбором начальных состояний квантового поля. Кроме того, было установлено, что из всех рассмотренных состояний поля наилучшая картина стабилизации наблюдается в состоянии сжатого вакуума.

Таким образом, обнаруженные эффекты непосредственно определяют возможность осуществления контроля и управления заселенностью состояний, ионизацией модельной атомной системы путем воздействия неклассического света, что имеет принципиальное значение для различных практических применений, в том числе для создания и реализации квантовых каналов хранения и передачи информации.

**Гольмиевые волоконные лазеры двухмикронного диапазона**

***Шолохов Евгений Михайлович***

*Аспирант*

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Отдел  
лазерных кристаллов, Москва, Россия*

*E-mail: gamlet-sf@rambler.ru*

В последнее время увеличивается интерес к волоконным лазерам двухмикронного диапазона. Эти лазеры могут быть использованы в медицине, так как интенсивная полоса поглощения биологических тканей локализована в этом спектральном диапазоне, в спектроскопии, а так же в качестве источника накачки для получения излучения среднего ИК диапазона.

Актуальной проблемой является разработка компактного волоконного лазера с относительно высокой выходной мощностью для данного спектрального диапазона. При этом особый интерес вызывают компактные лазеры полностью в волоконном исполнении. Одним из возможных путей построения таких лазеров является использование кварцевого волокна, легированного ионами гольмия, в качестве активной среды. Ионы гольмия в кварцевом стекле имеют переход  ${}^5I_7 \rightarrow {}^5I_8$ , который может быть использован для получения лазерной генерации на длине волны 2 мкм. Нужно отметить, что в этом спектральном диапазоне кварцевое стекло имеет сильные оптические потери. Поэтому, чтобы достичь эффективной лазерной генерации длина резонатора должна быть не больше нескольких метров, а концентрация ионов гольмия должна быть высокой. Но увеличение концентрации активных ионов может привести к их кластеризации и как следствие к снижению эффективности генерации. Поэтому актуальным является изучение спектральной эффективности генерации волокна, легированного ионами гольмия в зависимости от концентрации активного иона.

В нашей работе для накачки гольмиевого волоконного лазера использовался иттербиевый волоконный лазер, работающий на длине волны 1.125 мкм. Применение такой схемы для накачки гольмиевого лазера впервые было продемонстрировано в [1], в [2] применено для построения широкополосного источника излучения. В [3] волокно, легированное ионами гольмия, использовалось для реализации режима модуляции добротности в иттербиевом волоконном лазере.

Нами впервые была изучена эффективность генерации шести гольмиевых волоконных лазеров, работающих на длинах волн: 2.02, 2.05, 2.07, 2.1, 2.13 и 2.15 мкм. Гольмиевые волоконные лазеры были реализованы по схеме представленной на рисунке 1. Для каждого лазера была подобрана оптимальная длина волокна для получения максимальной выходной мощности. Было показано, что оптимальная длина волокна строго зависит от длины волны генерации. С увеличением длины волны генерации наблюдается сильный рост оптимальной длины волокна. При генерации на длине волны 2.1 мкм была получена самая высокая выходная мощность равная 4.2 Вт, при этом квантовая эффективность составила 34 процента. Данные результаты были опубликованы в [4]. Насколько мы знаем, эти значения являются самыми высокими для кварцевого волокна, легированного ионами гольмия. Полученная выходная мощность реализованного гольмиевого лазера является достаточной для ряда практических приложений. Данный

волоконный лазер был реализован полностью в волоконном исполнении с использованием коммерчески доступных волоконных компонентов. Мы полагаем, что гольмиевые волоконные лазеры могут конкурировать с твердотельными лазерами данного спектрального диапазона.

### Литература

1. Kurkov A.S., Dianov E.M., Medvedkov O.I., Ivanov G.A., Aksenov V.A., Paramonov V.M., Vasiliev S.A. and Pershina E.V. Efficient silica-based Holmium-fiber laser for 2 micron spectral range pumped at 1150 nm // Electron. Lett., 2000. v. 36, p. 1015-1016.
2. Kurkov A.S., Sholokhov E.M., Paramonov V.M. and Kosolapov A.F. Broadband Holmium-doped fibre radiation source emitting at 2000 nm // Quantum Electron, 2008. 38(10), p. 981-982.
3. Kurkov A.S., Sholokhov E.M. and Medvedkov O.I. All fiber Yb-Ho pulsed laser // Laser Phys. Lett., 2009. 6(2), p. 135-138.
4. Kurkov A.S., Sholokhov E.M., Medvedkov O.I., Dvoyrin V.V., Pyrkov Yu.N., Tsvetkov V.B., Marakulin A.V. and Minashina L.A. Holmium fiber laser based on the heavily doped active fiber // Laser Phys. Lett., 2009. 6(9), p. 661-664.

### Иллюстрации

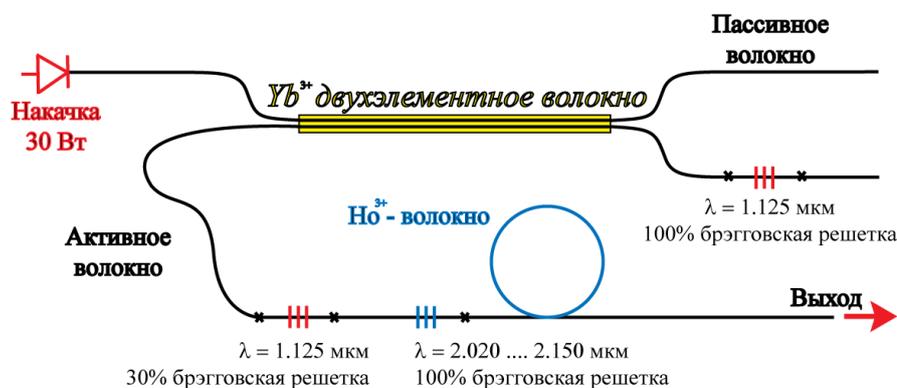


Рис. 1: Схема гольмиевого волоконного лазера

# **РАДИОФИЗИКА**

**Председатель подсекции  
проф. Логгинов Александр Сергеевич**

**Эффект синхронизации и фазовая мультистабильность в ансамблях осцилляторов с древовидной топологией связи**

**Астахов Олег Владимирович**

Студент

*Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского, Физический факультет, Саратов, Россия*

*E-mail: AstakhovOV@gmail.com*

Одной из основных задач нелинейной динамики является исследование автоколебательных систем. Нередко она сводится к исследованию такого фундаментального физического явления как синхронизация. Результаты этих исследований находят применение не только в классической радиоп физики, но и в задачах с живыми системами [1].

Как правило, характеристики автоколебаний в осцилляторе и его взаимодействие с другими осцилляторами ансамбля управляются различными параметрами. В этом случае, всегда представляется возможным разделить индивидуальный колебательный режим осциллятора и его поведение в ансамбле как результат действия связи. Однако, имеется обширный класс задач физики, химии и биологии, решение которых не может быть осуществлено в рамках данного представления по причине того, что связь между осцилляторами возникает в процессе распределения энергии (в виде несущего её ресурса), без которой автоколебательная динамика попросту невозможна. Ярким примером является конкуренция бактерий в питательном растворе [4]. Интересная особенность данного типа связи заключается в том, что такие параметры, как частота и амплитуда колебаний в осцилляторах, напрямую зависят от количества потребляемой энергии и по этой причине также зависят от характеристик связи. В работе [2] была подробно исследована модель ансамбля осцилляторов со связью через потребление ресурса, в виде одномерного массива автогенераторов с нелинейностью  $N$  - типа. Было показано, что даже изначально идентичные осцилляторы могут оказаться в различных режимах функционирования.

В данной работе исследуются ансамбли с древовидной топологией связи рис. 1. Подобным типом топологии характеризуются сосудистые (см. [3]), нервные системы живых организмов и многое другое. Важная особенность исследуемых ансамблей также заключается в том, что они обладают общим источником энергии и связь в них осуществляется через потребление ресурса. Математическая модель парциальной системы ансамбля описывается уравнениями:

$$\dot{x} = y - F(x), \quad \varepsilon \dot{y} = E - Ry - x, \quad F(x) = 20x - 5x^2 + \frac{x^3}{3}.$$

Основные полученные результаты можно сформулировать следующим образом.

- В системе с древовидной топологией связи возникают режимы с различными фазовыми сдвигами.

- Режимы в ансамбле с большим количеством осцилляторов представляют собой комбинацию режимов ансамбля с меньшим количеством осцилляторов с различными фазовыми сдвигами, что в свою очередь привело к рождению амплитудно неоднородных режимов.
- При переходе к ансамблям из восьми и шестнадцати осцилляторов происходит резкое увеличение количества возможных режимов, что влечёт за собой появление несинхронных режимов.
- Проанализированы статистические характеристики переключения колебательных режимов в ансамбле из четырёх осцилляторов при введении шума малой интенсивности.

Полученные результаты могут найти применение как для анализа живых систем с аналогичной структурой связи, так и для оптимизации энергопотребления радиотехнических систем с общим источником энергии.

### Литература

1. Абарбанель Г.Д.И. и др. Синхронизация в нейронных ансамблях // Успехи Физический Наук, 1999 Т. 166, С. 365-390.
2. Постнов Д., Шишкин А., Щербаков П.. Нелинейные эффекты в ансамблях осцилляторов со связью через распределение ресурса. Часть II. Колебательные режимы одномерного массива связанных через общий источник питания осцилляторов // Изв. Вуз., ПНД, 2007, Т. 15, С. 23-35.
3. Щербаков П.А., Астахов О.В., Постнов Д.Э.. Сложные колебания и синхронизация в функциональной модели васкулярного дерева нефронов // Известия Саратовского университета. Серия Физика, 2009, Т. 9, С. 38-53.
4. Mosekilde E., Maistrenko Y, Postnov D. Chaotic synchronization. Application to living systems. World Scientific, 2002.

### Слова благодарности

Автор выражает признательность своему научному руководителю, Постнову Д.Э., за постановку научной задачи и помощь в подготовке работы.

### Иллюстрации

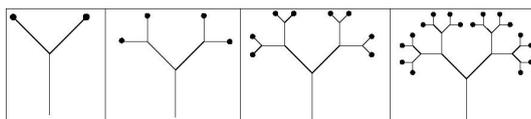


Рис. 1: Схематические изображения ансамблей осцилляторов с древовидной топологией связи, чёрными кружками обозначены осцилляторы ансамбля.

**Влияние амплитудной модуляции волновых воздействий на поступательное перемещение малых частиц**

***Берёзин Михаил Сергеевич***

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический*

*факультет, Москва, Россия*

*E-mail: mike.berezin@gmail.com*

Волны являются исключительно эффективным средством передачи информации на дальние расстояния. Слух и речь, зрение, телевидение, радиосвязь и радиолокация относятся к наиболее известным примерам такого применения волновых процессов. С другой стороны, волны способны перемещать в пространстве и материальные объекты. С приходом XXI века человечеству приходится иметь дело с объектами все меньших размеров. Использование веществ меньших объемов, например, в качестве компонент в химических реакциях, манипулирование частицами меньших размеров, в частности, при разделении смесей на компоненты, становятся все более насущными и актуальными задачами. Чисто механические воздействия, реализуемые с помощью движущихся деталей, слишком грубы и мало подходят для работы с микрообъектами. Это приводит к необходимости поиска более тонких видов воздействий на микрообъекты. Волновые воздействия становятся в данной ситуации наиболее подходящими. Из них выделяется два возможных подхода – электрическое и акустическое воздействие.

Примером электрического воздействия для перемещения частиц и капель является использование так называемых «бегущих электростатических волн». Такое квази-волновое распределение электрических полей создается вблизи системы периодических планарных электродов, нанесенных на поверхность подложки, при подаче на них гармонического напряжения с индивидуальным фазовым сдвигом на каждом электроде. Данная классическая схема диэлектрофореза была предложена в 1969 году Masuda. Следует отметить, что множество пространственных фурье-гармоник, входящих в решение для электрического поля решетки электродов, являются усложняющим фактором для анализа этой задачи и интерпретации получаемых результатов. Рассмотрение же чисто гармонического пространственного распределения электрических полей, соответствующего диэлектрофорезу с акустическим возбуждением на пьезоэлектрических подложках [3], позволяет существенно упростить теорию и облегчить интерпретацию наблюдаемых явлений. С другой стороны, аналитическая теория обсуждаемого явления долгое время развивалась только для стационарного режима транспорта без учета важных ограничений этого процесса во времени и пространстве. Учет данных ограничений и построение соответствующих теорий в одномерном и двумерном случае было проведено в работах [1,2]. Так же в этих работах дан однозначный ответ на существовавший ранее вопрос о возникновении обратного транспорта частиц относительно направления распространения бегущих волн и предсказаны новые возможности его проявления.

Из проделанной ранее работы следует, что при наличии вязкости в среде полезное перемещение частицы финитно. То есть через некоторое время, определяемое коэффициентом вязкости среды, частица выходит на равновесное положение и начинает колебательные движения относительно него – происходит насыщение движения. Сле-

довательно, необходимо совершенствовать механизмы воздействия, добиваясь увеличения полезного перемещения частицы. В работе рассматривалась задача о движении малой частицы в текучей среде под действием электрических полей, сопровождающих амплитудно-модулированные импульсы поверхностных акустических волн, бегущих по пьезоэлектрической подложке. Учет того, что волновые размеры частицы достаточно малы, позволил рассматривать перемещаемый объект как материальную точку. Тот факт, что скорость движения частицы в реальных условиях много меньше скорости акустических волн, позволил пренебречь в уравнениях фазовыми зависимостями по сравнению с временными. Сравнение результатов аналитического исследования и численного эксперимента, в котором использовались строгие уравнения, подтверждает сделанные приближения.

В результате проделанной работы было аналитически показано, что в одномерном случае и при сделанных приближениях амплитудная модуляция способствует повышению эффективности транспорта как в случае вязкой среды, так и при отсутствии вязкости. В случае невязкой среды модулирование импульса приводит к увеличению средней полезной скорости частицы. При наличии вязкости гармоническая амплитудная модуляция сигнала приводит к увеличению расстояния, проходимого частицей до насыщения движения. На основе численного модулирования методом Рунге-Кутты 4го порядка получены двумерные траектории частиц в отсутствие приближений. Показано как полезное увеличение эффективной средней скорости микрообъектов, так и отрицательное влияние амплитудного изменения сигнала на размах осцилляции частиц вдоль вертикальной оси. Следует отметить, что внесение гармонической модуляции не изменяет средний интеграл импульса, но при этом значительно увеличивает эффективность транспорта. Данный факт является интересным с точки зрения практического применения изложенного метода.

### Литература

1. Березин М.С., Зырянова А.В., Можяев В.Г. Причины обратного транспорта при диэлектрофорезе в поле бегущих волн // Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам "Ломоносов-2009". Секц. Физ. Подсекция Радиоп физика. Физ. ф-т МГУ. Москва. 2009. С. 1.
2. Зырянова А.В., Можяев В.Г. Условия поступательного виброперемещения малых объектов под воздействием импульсов различной формы // ЖТФ. 2009. Т. 79. Вып. 11. Стр. 77-85.
3. Mozhaev V.G., Zyrianova A.V. Analysis of bidirectional vibrational transport of small objects by periodic wave trains of pulses. In: 2004 IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings. P. 1169-1172.

### Слова благодарности

Автор выражает благодарность соавтору и научному руководителю Владимиру Геннадиевичу Можяеву.

**Секция «Физика»**

**Организация физического эксперимента по изучению явления дифракции на электрически протяженных поверхностных рассеивателях**

**Бузова Мария Александровна**

*Кандидат наук*

*Федеральное государственное унитарное предприятие Ордена Трудового Красного Знамени научно-исследовательский институт радио Самарский филиал «Самарское отделение научно-исследовательского института радио», Научный отдел 2, Самара, Россия*

*E-mail: mariabuz@mail.ru*

При изучении любых физических явлений и закономерностей одной из важнейших составляющих является проведение экспериментальных исследований с целью выявления основных свойств рассматриваемых явлений. Данный доклад посвящен теоретическому и экспериментальному изучению явления дифракции в радиодиапазоне на протяженных поверхностных рассеивателях различной формы. Традиционно используемые для численного моделирования таких задач приближенные оптические методы, например, метод физической оптики (ФО), не обеспечивают в ряде случаев требуемой точности. Применение же строгих электродинамических методов, таких, как метод интегральных уравнений (ИУ), весьма ограничено вычислительными ресурсами. Альтернативой здесь является использование комбинированного метода на основе ИУ и ФО.

В предыдущих работах автора был предложен такой метод, основанный на комбинировании ИУ и ФО [1, 2]. Данный метод позволяет существенно сокращать вычислительные затраты по сравнению с методом ИУ, что обеспечило принципиальную возможность изучения рассматриваемых явлений путем численного моделирования. В то же время его применение на практике выявило ряд проблем (главным образом вычислительного характера), что актуализировало задачу экспериментальной верификации.

С этой целью автором была разработана экспериментальная установка (см. рис. 1) и методика экспериментальных исследований, подробно рассматриваемые в докладе. Применительно к конкретным задачам после численного моделирования была проведена серия физических экспериментов по измерению напряженности электромагнитного поля вблизи тонких металлических рассеивателей круглой и прямоугольной формы, возбуждаемых электрически короткими вибраторами, расположенными параллельно или перпендикулярно плоскости рассеивателей. Экспериментальные исследования проводились в безэховой камере Филиала ФГУП НИИР - СОНИИР с помощью анализатора базовых станций MT8222A BTS Master фирмы «Anritsu Company». Была выполнена оценка получаемой погрешности.

В докладе приводятся некоторые результаты экспериментальных исследований, сравнение полученных результатов с расчетными данными. Также приводятся результаты численного моделирования и их сравнение с результатами других авторов.

**Литература**

1. Бузова М.А. (2006) О возможности и целесообразности комбинирования токового метода и метода интегрального уравнения при исследовании дифракции на рассеивателях с большими электрическими размерами // Вестник СОНИИР. № 3 (13). С. 28 – 32.
2. Бузова М.А. (2007) Основные принципы комбинирования методов физической оптики и интегральных уравнений при электродинамическом анализе электрически протяженных поверхностных рассеивателей // Вестник СОНИИР. № 3 (17). С. 4450.

Слова благодарности

Автор выражает признательность своим коллегам Гончаруку О.Б. и Скоробогатову Е.Г. за помощь в постановке и проведении экспериментальных исследований.

Иллюстрации

Рис. 1



АКУСТООПТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ДВУОСНЫХ КРИСТАЛЛАХ МОНОКЛИННОЙ СТРУКТУРЫ

*Великовский Дмитрий Юрьевич*

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия*

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

Работа посвящена исследованию акустооптического взаимодействия в двуосных кристаллах моноклинной структуры. Для анализа были выбраны кристаллы с большой анизотропией показателей преломления. В частности, рассматривались кристаллы двойного молибдата свинца  $Pb_2MoO_5$  и ванадата висмута  $BiVO_4$ . Эти кристаллы характеризуются большой анизотропией показателей преломления. Например, для красного света (632.8 нм) для кристаллов известны следующие параметры [1, 2]:

$Pb_2MoO_5$ :  $n_x = 2.169$ ,  $n_y = 2.182$  и  $n_z = 2.301$ .

$BiVO_4$ :  $n_x = 2.55$ ,  $n_y = 2.84$  и  $n_z = 2.97$ .

По литературным данным [1, 3] скорости ультразвука в этих средах для некоторых направлений достаточно малы. Так, медленные сдвиговые волны распространяются с малыми скоростями: в двойном молибдате свинца эта скорость падает до 1300 м/с, а в кристалле ванадате висмута – до 1600 м/с. Столь низкие значения скоростей ультразвука позволяют ожидать высокую эффективность акустооптического взаимодействия в материалах. Имеются литературные данные [1, 3], указывающие на то, что значение коэффициента акустооптического качества  $M_2$  для  $Pb_2MoO_5$  достигает величины  $M_2 = 132$  ( $\times 10^6 - 18$ ) сек<sup>3</sup>/гр), а в кристалле  $BiVO_4$  это значение еще выше –  $M_2 = 600$  ( $\times 10^6 - 18$ ) сек<sup>3</sup>/гр). Очевидно, что высокие значения коэффициентов акустооптического качества доказывают несомненную привлекательность выбранных кристаллов для решения задач акустооптики.

В работе рассматривалось акустооптическое взаимодействие в двуосных кристаллах моноклинной структуры на примере кристалла двойного молибдата свинца  $Pb_2MoO_5$ . Диапазон прозрачности материала включает в себя видимую часть спектра и распространяется от 0.4 мкм до 5 мкм [2]. В рассмотрении было учтено, что система координат, используемая для описания физических свойств кристалла – кристаллофизическая система координат, не совпадает с гранями элементарной ячейки материала. Эту особенность необходимо учитывать при анализе потому, что кристаллографические индексы Миллера записываются именно в кристаллофизической системе координат, а не привязаны к граням элементарной ячейки. Сложности в анализе также связаны и с тем,

что у двуосных кристаллов оптические свойства зависят не только от направления распространения света, но и от длины волны проходящего излучения. Эта зависимость выражается в изменении показателей преломления кристалла и в повороте диэлектрических осей относительно граней элементарной ячейки. Последнюю особенность необходимо учитывать, так как расчет оптических характеристик кристалла происходит в системе координат, связанной с тензором диэлектрической проницаемости.

На рисунке приведена элементарная ячейка двойного молибдата свинца  $Pb_2MoO_5$  и показана ориентация осей относительно этой ячейки. Ячейка моноклинная, и характерна углом  $114^\circ$  в основании. Оси  $a$ ,  $b$  и  $c$  принадлежат кристаллографической системе координат, оси  $X_1$ ,  $X_2$  и  $X_3$  – кристаллофизической, а красным обозначены оси  $X$ ,  $Y$  и  $Z$  диэлектрической системы координат при прохождении через кристалл красного света.

Из экспериментальных работ [3] известно, что в двуосном кристалле двойного молибдата свинца угол поворота диэлектрических осей относительно кристаллофизических осей в видимом диапазоне не превышает  $8^\circ$  градусов. В настоящей работе проведен анализ, каким образом подобное смещение влияет на акустооптическое взаимодействие в этом кристалле. Особый интерес представляет рассмотрение для плоскости, в которой показатели преломления двух оптических мод совпадают. Очевидно, что взаимодействие именно в этой плоскости наиболее интересно для решения задач акустооптики. В дополнение к общим закономерностям дифракции в работе также рассмотрены особенности коллинеарного акустооптического взаимодействия в этом кристалле. В частности, получены аналитические выражения для коэффициента акустооптического качества материала  $M_2$  при коллинеарном взаимодействии света и звука.

### Литература

- 1 Мнушкина И.Е. Сегнетоэлектрические свойства монокристаллов ванадата висмута, канд.диссертация, Днепропетровский гос. университет, 1984.
- 2 N. Uchida, S. Miyazawa, K. Ninomiya. Refractive Indices of  $Pb_2MoO_5$  Single Crystal // Journal of the Optical Society of America, 1970, vol. 60, № 10, pp 1375-1378.
- 3 Ohmachi, N. Uchida. Acoustic and Acousto-Optical Properties of  $Pb_2MoO_5$  Single Crystal // Journal of Applied Physics, 1971, vol. 42, № 2, pp 521-524.

### Иллюстрации

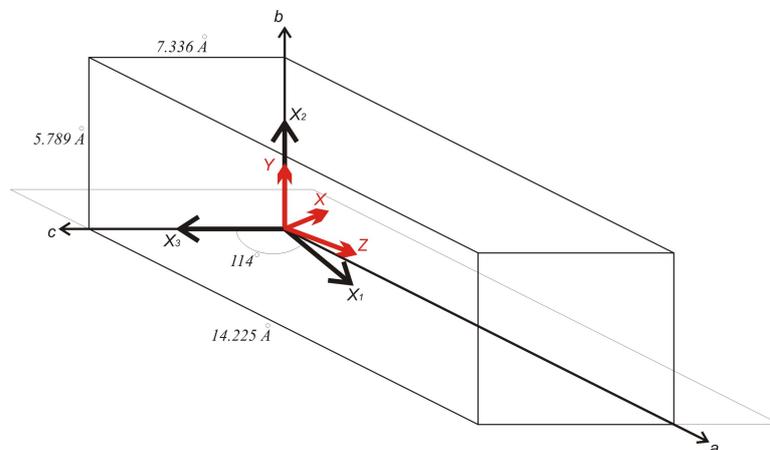


Рис. 1: Элементарная ячейка кристалла  $Pb_2MoO_5$  с нанесенными осями

**Метод приготовления негауссова квантового состояния механического объекта с использованием оптомеханической нелинейности**

***Ворончев Никита Викторович***

*Аспирант*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия  
E-mail: n.voronchev@mail.ru*

Со времен оформления квантовой механики как научной теории, описывающей законы микромира, остается неразрешенным вопрос о рамках её применимости. А именно, справедлива ли она для макроскопических объектов, квантовые свойства которых пока не были обнаружены экспериментально. Самыми массивными объектами, для которых опытным путем была проверена справедливость квантовых закономерностей, являются молекулы фуллерена, обладающие массой порядка  $10^{-21}$  грамм. Однако, современные достижения в прецизионных измерениях и технологии экспериментов над пробными механическими объектами (к примеру, программы поиска гравитационных волн типа LIGO) позволяют планировать и проводить исследования с массивными телами.

На данный момент большое количество научных групп, занимающихся проблемами, связанными с макроскопической квантовой механикой, ставят перед собой задачу по охлаждению механического осциллятора до уровня его нулевых колебаний. Однако, подобные эксперименты сами по себе не могут однозначно ответить на вопрос о применимости квантовых законов в макромире. Это связано с тем, что нулевое состояние осциллятора является гауссовым, а, следовательно, его функция Вигнера неотличима от классического распределения вероятностей для координаты и импульса с теми же значениями статистических моментов. Действительным способом реальной проверки квантовой теории является использование негауссовых состояний.

Данная работа направлена на теоретическую демонстрацию возникновения негауссова состояния механического объекта при нелинейном оптомеханическом взаимодействии. Рассматривается система, состоящая из Фабри-Перо резонатора с закрепленным частично пропускающим (для оптической накачки) и абсолютно отражающим свободным зеркалами. Данная система может функционировать в двух режимах, отличающихся знаком оптической отстройки.

В случае положительной отстройки  $\delta > 0$  за счет пондеромоторного взаимодействия происходит экспоненциальная гармоническая раскачка свободного зеркала при его относительно малых смещениях  $x \sim \omega_0 L/Q$  (где  $\omega_0$  – начальная собственная частота резонатора до смещения зеркала,  $L$  – начальные линейные размеры резонатора,  $Q$  – его добротность). Однако, с ростом смещения все более существенную роль начинают играть нелинейные эффекты, которые и предлагается использовать для получения негауссовых состояний. Полуклассический анализ режима показал, что данную систему можно использовать для приготовления негауссова квантового состояния механического объекта. В рамках квантового подхода получено УЧП для функции Вигнера системы в данном режиме. Однако, это уравнение достаточно сложно, и на данный момент решение еще не получено.

В случае же отрицательной отстройки  $\delta < 0$  оптомеханическое взаимодействие в линейном приближении (малые смещения  $x$ ) приводит к ангармоническому экспоненциальному движению зеркала. При решении квантовой нелинейной задачи оказывается, что при некоторых приближениях зеркало можно рассматривать как свободный объект в определенном внешнем потенциале. Это позволяет численно проследить эволюцию волновой функции зеркала. Моделированием показано возникновение негауссового состояния.

**Подавление тепловых шумов диэлектрических покрытий оптических  
зеркал с помощью двойных зеркал**

**Гурковский Алексей Геннадьевич**

*Аспирант*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический  
факультет, Москва, Россия*

*E-mail: ag\_spellbinder@mail.ru*

Одной из фундаментальных проблем современной физики является экспериментальное обнаружение гравитационных волн. Решению этой проблемы посвящены гравитационные антенны различного типа: лазерные интерферометрические и твердотельные. Наибольшей чувствительностью среди (около  $10^{-21}$  м/ $\sqrt{\text{Гц}}$  вблизи частоты 100 Гц [1,2]) них всех обладают наземные интерферометрические гравитационно-волновые антенны LIGO (США). Однако такого уровня чувствительности не достаточно для наблюдения гравитационного излучения даже от наиболее мощных источников. В то же время основным фактором, ограничивающим чувствительность, в данном диапазоне частот является тепловой шум диэлектрических покрытий оптических зеркал, являющийся, в отличие от фундаментального квантового шума, шумом техническим, что оставляет надежду на уменьшение его влияния с помощью специальных техник и методик измерения и усовершенствования оборудования.

В данной работе рассмотрен один из возможных путей по борьбе с тепловыми шумами зеркала - использование так называемого двойного зеркала. Идея использования двойного зеркала для уменьшения тепловых шумов зеркал появилась в 2005 году [3]. Она состоит в замене одного зеркала в конце плеча на короткий резонатор Фабри-Перо настроенный в анти-резонанс. Это позволяет уменьшить тепловые шумы покрытия зеркала в конце плеча, однако требует точной юстировки полученного резонатора. Альтернативно можно использовать одно зеркало, но наносить покрытие не с одного переднего его торца, а с обоих (переднего и заднего) торцов, как бы, разбивая покрытие на две части.

Именно такая система анализировалась в данной работе. На основе анализа были проведены вычисления с использованием ЭВМ для модели бесконечного зеркала, на основании которых определена оптимальная конфигурация покрытия: 4 пары слоев на переднем торце зеркала, а остальные 16 - на заднем. Также проведен численный анализ методом конечных элементов с использованием ЭВМ для модели конечного зеркала и определен суммарный выигрыш, который позволяет получить такая система: спектральную плотность броуновского шума покрытия, являющийся основным ограничивающим фактором для чувствительности гравитационной антенны вблизи 100 Гц, удается уменьшить в 3,08 раз, а суммарного теплового шум зеркала - в 2,77 раз.

Таким образом, в работе продемонстрирована возможность уменьшения влияния тепловых шумов зеркал на чувствительность гравитационной антенны почти в 3 раза, что является заметным достижением. В дальнейшем предполагается продолжение работы в заданном направлении.

### Литература

1. Оффенгаузен, главный инженер проекта LIGO, график текущей чувствительности, : <http://www.ligo.caltech.edu/~jzweiz>
2. Lazzarini A. News from LIGO Laboratory // доклад конференции, LSC-VIRGO March 2009 Meeting. 2009
3. Khalili F.Ya. Reducing the mirrors coating noise in laser gravitational-wave
4. antennae by means of double mirrors // Physics Letters A. 2005, vol. 334, p. 67-72

Слова благодарности,

Автор выражает благодарность своему значному руководителю, доктору С.П. Вязичану, за помощь, поддержку и предоставление возможности работы в лаборатории, а также за помощь в оформлении рукописи.

**Распространение интенсивных акустических сигналов в  
стратифицированной атмосфере.**

**Жостков Руслан Александрович**

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический*

*факультет, Москва, Россия*

*E-mail: shageraxcom@yandex.ru*

Крупным землетрясениям обычно предшествует сейсмическая активность вблизи будущего эпицентра, т.е. поверхность земли на большой территории совершает малые колебания и ее можно рассматривать как поршневой излучатель, генерирующий акустический сигнал в атмосферу. Хотя начальная амплитуда этих волн невелика, они могут серьезно повлиять на верхние слои атмосферы, поскольку по мере распространения в стратифицированной среде их амплитуда экспоненциально растет, более того, растет так, что приближения линейной акустики нельзя использовать. Задача исследования распространения нелинейных волн в атмосфере очень актуальна, поскольку она тесно связана с мониторингом сейсмической активности, благодаря тому, что акустические волны, достигнув ионосферы, заставляют заряженные частицы совершать колебания с большой амплитудой, а значит, и излучать электромагнитные волны, анализ которых поможет восстановить состояние земной коры. Кроме мониторинга сейсмической активности мы можем использовать этот метод для регистрации мощных взрывов, как например, несанкционированных ядерных испытаний, что весьма актуально в наше время.

Основная проблема этой задачи состоит в выборе модели атмосферы, поскольку ее структура весьма сложна в первую очередь тем, что изменения неоднородностей в атмосфере происходят намного быстрее, чем характерный временной масштаб акустического сигнала. Эта особенность атмосферы делает ее исследование намного сложнее, чем, например, исследование океана. Помимо плотностной стратификации в атмосфере существует зависимость температуры от высоты, что приводит к непостоянности скорости звука, учет которой делает уравнения чрезвычайно сложными для анализа. Стоит так же отметить неоднородность параметров атмосферы в горизонтальном направлении, что сильно влияет на дифракцию акустического пучка при его вертикальном распространении. Этот эффект усиливается и тем, что исследуемая нами часть атмосферы является ближней зоной, поскольку интересующая нас высота (примерно 120 км) сопоставима с характерным размером области сейсмической активности коры, однако, при мониторинге взрывов источники можно считать точечными, поэтому для них задача проще и лучше освещена в литературе.

Мы использовали модель неидеальной стационарной стратифицированной по плотности изотермической атмосферы, однородной вдоль горизонтального уравнения. Из системы гидродинамических уравнений мы вывели обобщенное уравнение Бюргерса, в котором эффективный коэффициент вязкости зависит от высоты. Несмотря на столь многочисленные упрощения в модели среды, полученное уравнение не имеет точного решения в литературе. Однако, нам удалось его получить в квадратурах и построить приближенное аналитическое автомодельное решение в виде гиперболического танген-

са, что характерно для нелинейной акустики. Более того мы построили асимптотическое решение для профиля волны, которое является модифицированным решением Хохлова. Также нами было исследовано нелинейное распространение одиночного импульса, а не только гармонического сигнала. Оба случая представляют интерес, поскольку импульсное излучение относится к взрывам, а гармоническое можно отнести к сейсмической активности. Так же в работе исследовано явление смещения профиля ударной волны, что приводит к увеличению скорости распространения сигнала, что было зафиксировано в эксперименте МАССА. Помимо этого проведен некоторый анализ трехмерного случая с учетом дифракции.

### Литература

- 1) 1) Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. Москва, 1990.
- 2) 2) Гохберг М.Б. Шалимов С.Л. Воздействие землетрясений и взрывов на ионосферу. Москва, 2008
- 3) 3) Григорьев Г.И. Акустико-гравитационные волны в атмосфере Земли // Зив. ВУЗов, 1998. Т. 42 №1. С. 345-402.
- 4) 4) Орлов В.В. Уралов А.М. Реакция атмосферы на слабый наземный взрыв // Изв. АН СССР, 1984. Т. 20 №6. С.1016-1028.
- 5) 5) Романова Н.Н. О вертикальном распространении коротких акустических волн в атмосфере // Изв. АН СССР, 1970. Т. 6. №2. С. 1207-1214.
- 6) 6) Руденко О.В., Солуян С.И. Теоретические основы нелинейной акустики. Москва, 1975.

### Слова благодарности

Выражаю благодарность своему научному руководителю В.А. Гусеву за наставление, обучение и контроль моей работы.

**Акустическая голография пьезопреобразователей: сравнение методов  
Фурье-акустики и интеграла Рэлея**

**Иваницкий И.О., Цысарь С.А.**

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический  
факультет, Москва, Россия  
E-mail: navikcinavi@yandex.ru*

В настоящее время ультразвуковые (УЗ) источники и приемники широко используются во многих областях науки, техники и медицины. Для гидролокации, ультразвуковой визуализации, акустической хирургии и других подобных задач необходимо знание максимального числа параметров излучающего и приемного тракта. В то время как характеристики электронных компонент тракта известны с достаточной точностью и полнотой, характеристики ультразвуковых преобразователей, предоставляемые фирмами-производителями, аналогичными качествами не обладают. Одной из наиболее важных характеристик преобразователя является распределение акустического поля на его поверхности. Эта характеристика не является паспортной, поэтому обычно используют широко распространенное приближение равномерного распределения поля по поверхности преобразователя, называемое «поршневым». Проблемой является то, что истинное распределение поля вдоль поверхности далеко от поршневого [1]. Поэтому часто параметры всей системы, рассчитанные с использованием приближений, также сильно отличаются от действительных, что приводит к ошибкам, зачастую неприемлемым для ряда приложений. Для нахождения поля на источнике весьма перспективным является метод акустической голографии дальнего поля, который позволяет восстановить распределение колебательной скорости на поверхности преобразователя. В настоящей работе рассматриваются два способа реализации акустической голографии: метод интеграла Рэлея и метод Фурье-акустики.

В рамках Фурье-акустики акустическое поле разлагается по плоским волнам разных направлений (метод углового спектра) [2]. Соответствующая процедура расчета обратного распространения называется акустической голографией ближнего поля (Nearfield Acoustic Holography, NAH). Этот метод позволяет восстановить структуру источника с пространственным разрешением меньше длины волны [3]. Когда же поверхность измерений располагается на удалении от источника, неоднородные волны теряются, и пространственное разрешение метода имеет обычный дифракционный предел (порядка длины волны), т. е. возможно только приближенное решение обратной задачи. В этом случае хорошей альтернативой методу углового спектра является метод обратного распространения, основанный на интеграле Рэлея [4]. Этот подход использует обратимость акустических полей во времени. Эта версия акустической голографии, в отличие от метода углового спектра, не ограничена плоскими излучателями и поверхностями измерений. Видно, что оба подхода имеют свои преимущества и недостатки. Однако до сих пор не было работы, в которой производилось бы подробное сравнение двух подходов акустической голографии при одинаковых условиях.

Рассмотрим процедуру исследования распределения колебательной скорости на поверхности плоского преобразователя мегагерцового диапазона с расстояния порядка

апертуры источника в воде. Это накладывает на акустическую голографию условия дальнего поля в том смысле, что не учитываются неоднородные волны, затухающие на расстоянии в несколько длин волн от поверхности излучателя. При использовании метода обратного распространения распределение нормальной скорости по поверхности излучателя рассчитывается на основе измеренного вдоль поверхности  $\Sigma$  акустического давления при помощи интеграла Рэлея [4]

$$V_n(\vec{r}) = \frac{2}{i\omega\rho_0} \int_{\Sigma} p(\vec{r}') \frac{\partial^2 G(\vec{r}, \vec{r}')}{\partial \vec{n} \partial \vec{n}'} dS'$$

, (1)

где  $G$  – функция Грина свободного пространства

$$G(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{e^{-i\frac{\omega}{c}|\vec{r}-\vec{r}'|}}{4\pi|\vec{r}-\vec{r}'|}$$

. (2)

В случае использования метода углового спектра применяется математический аппарат Фурье-акустики. В этом случае для расчета колебательной скорости (или давления) с одной плоскости  $z = z_p$  на другую  $z = z_H$  необходимо лишь умножить пространственный спектр акустического поля на соответствующую расстоянию между плоскостями модифицированную функцию Грина (так называемый «пропагатор»). Пусть преобразователь расположен в плоскости XY. Тогда пространственный спектр поля давления на поверхности излучателя может быть рассчитан по формуле

$$\hat{P}(k_x, k_y, z_p) = \hat{P}(k_x, k_y, z_H) \hat{G}'(k_x, k_y, z_p - z_H)$$

, (3)

$$\hat{G}'(k_x, k_y, z_p - z_H) = e^{i\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}(z_p - z_H)}$$

, (4)

а связь пространственного спектра и давления в каждой точке определяется преобразованиями Фурье:

$$\hat{P}(k_x, k_y, z; f) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(x, y, z; f) e^{-i(k_x x + k_y y)} dx dy$$

, (5)

$$P(x, y, z; f) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{P}(k_x, k_y, z; f) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y$$

. (6)

Переход от значений акустического давления к колебательной скорости осуществляется по акустическому закону Ома:

$$p(\vec{r}) = \rho_0 c V(\vec{r})$$

. (7)

В настоящей работе производится сравнение в равных условиях рассмотренных подходов на конкретных примерах, и приводятся результаты, выделяющие преимущества и недостатки каждого подхода.

### Литература

- 1 Sapozhnikov O.A., Morozov A.V., Cathignol D. Piezoelectric transducer surface vibration characterization using acoustic holography and laser vibrometry. // Proc. IEEE Int. Ultrason. and UFFC 50th Anniv. Joint Conf., 2004, pp 161-164.
- 2 Schafer M.E., Lewin P.A. Transducer characterization using the angular spectrum method. // J.Acoust.Soc.Am., 1989, vol. 85, pp. 2202-2214.
- 3 Williams E.G., Maynard J.D. Holographic imaging without the wavelength resolution limit. // Phys. Rev. Lett., 1980, vol. 45, pp 554-557.
- 4 Sapozhnikov O. A., Pishchalnikov Yu. A., and Morozov A. V. Reconstruction of the normal velocity distribution on the surface of an ultrasonic transducer from the acoustic pressure measured on a reference surface. // Acoustical Physics, 2003, vol. 49, no. 3, pp. 354–360.

**Исследование релаксации распределения электрических зарядов на поверхности кварца**

*Копцов Дмитрий Владимирович*

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия  
E-mail: suslic2012@gmail.com*

Исследование релаксации распределения плотности электрических зарядов является эффективным методом изучения процессов переноса заряда на поверхности кварца. Проблема переноса зарядов особенно актуальна для проекта создания лазерно-интерферометрических гравитационно-волновых антенн (Advanced LIGO), в которых планируется использование электростатической системы позиционирования пробных масс [1]. Принцип действия этой системы основан на эффекте втягивания диэлектрика (пробной массы) в неоднородное электрическое поле. Наличие электрических зарядов на поверхности пробной массы является источником дополнительных флуктуационных сил [2]. Для оценки этих сил необходимо знать электрические характеристики плавленого кварца при комнатной температуре - удельную электрическую проводимость и тангенс угла диэлектрических потерь. Измерение этих величин сопряжено с определенными трудностями, так как плавленый кварц - очень хороший изолятор (оценочное значение удельной электрической проводимости - порядка  $10^{-18} \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$ ).

Наибольший интерес представляют результаты измерений, проведенных в вакууме, но, учитывая, что методики измерений на воздухе и в вакууме сходны, а среднее время одного эксперимента на воздухе много меньше аналогичного времени для вакуума, решено было сначала провести исследование релаксации на воздухе. Эти измерения важны и сами по себе, и как подготовительная часть к измерениям в вакууме.

Целями исследования являлись выбор модели физических процессов, происходящих при релаксации распределения плотности электрических зарядов на поверхности кварца на воздухе и тестирование модифицированной установки для подготовки аналогичного эксперимента в вакууме.

В эксперименте использовалась следующая установка: под вращающимся образцом кварца находился емкостной зонд. Выходное напряжение на зонде подавалось на плату АЦП, обрабатывалось при помощи программы, написанной в среде LabView, и сохранялось на компьютере. Зонд мог находиться на различных расстояниях от оси образца; перемещение зонда осуществлялось при помощи актюатора. Эта установка была создана на базе уже имевшейся установки с неподвижным зондом [3]. В модифицированной установке добавлен актюатор для перемещения зонда и разработано ПО для управления актюатором при помощи компьютера, автоматизации измерений и обработки экспериментальных данных. Электрический заряд наносился на образец точечным касанием, поэтому распределение плотности зарядов во всех экспериментах имело четко выраженный пик. Исследовалась релаксация этого пика. Характерное время релаксации менялось в диапазоне от 60 до 180 минут в зависимости от влажности.

Для того, чтобы связать полученные в эксперименте параметры релаксации распределения с характеристиками кварца, было проведено численное моделирование физи-

ческих процессов, происходящих при релаксации распределения плотности электрического заряда на поверхности кварца. Основными факторами, влияющими на параметры релаксации, являются поверхностная проводимость кварца и удельная проводимость воздуха [4]. Поэтому были рассмотрены две модели: 1) Релаксация распределения обусловлена проводимостью воздуха, поверхностной проводимостью можно пренебречь; 2) Релаксация распределения обусловлена поверхностной проводимостью кварца; проводимостью воздуха можно пренебречь.

Основными параметрами, по которым проводилось сравнение результатов численного моделирования и эксперимента, являлись: зависимость убывания максимума распределения от времени и изменение формы распределения (для случая четко выраженного пика - зависимость ширины распределения на полувысоте от времени). Сравнение результатов численного моделирования и эксперимента показало, что вторая модель (релаксация обусловлена поверхностной проводимостью) плохо соответствует экспериментальным данным. Первая модель (релаксация обусловлена проводимостью воздуха) дает хорошее совпадение с экспериментом для зависимости убывания максимума распределения от времени, но противоречит эксперименту в плане характера изменения формы распределения плотности зарядов. Зависимость высоты пика от времени, рассчитанная для удельной проводимости воздуха  $\sigma_a = 10^{-14} \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$  (которая лежит в диапазоне табличных значений), хорошо совпадает с экспериментальной. В связи с этим, была рассмотрена третья модель, учитывающая как поверхностную проводимость, так и проводимость воздуха.

Таким образом, нельзя пренебрегать ни вкладом поверхностной проводимости в релаксацию распределения, ни вкладом проводимости воздуха. Только учет этих двух физических процессов в совокупности дает совпадение экспериментальных данных и результатов численного моделирования.

### Литература

1. Gregory M Harry. Advanced LIGO: The next generation of gravitational wave detectors. P0900255-v4BW <http://dcc.ligo.org/public/0006/P0900255/004/P0900255-v4BW.pdf>
2. V.B. Braginsky, O.G. Ryazhskaya, S.P. Vyatchanin. Notes about Noise in Gravitational Wave Antennae Created by Cosmic Rays // Phys. Lett. A, Vol. 350, Iss. 1-2, 30 Jan. 2006, p. 1-4
3. L.G. Prokhorov, P.E. Khramchenkov, V.P. Mitrofanov. Measurement of relaxation of electrical charge distribution on fused silica sample // Phys. Lett. A, 2007, 366, Iss. 1-2, p. 145-149.
4. F. Mady, R. Renoud, J.-P. Ganachaud, and J. Bigarré. Potential decay experiments for the characterization of electron transport. Modelling and discussion. // Phys. Stat. Sol. (b), Vol. 242, No 10,15 July 2005, p. 2089-2106

### Слова благодарности

Автор выражает благодарность научному руководителю Прохорову Леониду Георгиевичу

**Использование нелинейных эффектов третьего порядка для целей акустической томографии**

**Крюков Р.В., Шмелев А.А.**

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия  
E-mail: blackrainbow13@mail.ru*

Нелинейные акустические параметры биологических тканей содержат важную диагностическую информацию для целей медицины, поскольку относительное изменение нелинейных параметров для патологически больной и здоровой тканей значительно превышает относительное изменение линейных характеристик тех же тканей.

Восстановление нелинейного параметра второго порядка возможно в схемах напросвет с помощью регистрации амплитуды второй гармоники акустической волны, распространяющейся в исследуемом образце [5]. Однако данный метод требует проведения целой серии экспериментов для восстановления полной картины объекта. Неколлинеарное взаимодействие двух акустических волн позволяет, применяя сложную кодировку сигналов, восстановить ограниченную область пространственного спектра нелинейного параметра в результате всего одного эксперимента [2]. Тем не менее, в силу закона сохранения импульса, этот метод не предоставляет возможность восстановить пространственный спектр нелинейного параметра вблизи нулевого значения пространственной частоты, что не позволяет восстановить абсолютные значения нелинейного параметра второго порядка.

Томография нелинейного акустического параметра третьего порядка не сталкивается с подобной трудностью, но содержит намного больше проблем другого рода. Основная проблема заключается в присутствии комбинационного сигнала дважды второго порядка, который появляется в результате двух последовательных актов взаимодействия второго порядка. В первом акте взаимодействия рождается вторая гармоника акустической волны. Во втором акте дальнейшее взаимодействие волны второй гармоники с первичной акустической волной порождает комбинационную волну с утроенной частотой первичного сигнала. В схемах напросвет при распространении плоской акустической волны в нелинейной среде амплитуда сигнала, являющегося результатом двукратного взаимодействия второго порядка, растет квадратично с пройденным волной расстоянием. Уже на расстоянии значительно меньшем длины волны эта амплитуда превышает растущую линейно с расстоянием амплитуду сигнала, возникающего в результате взаимодействия чисто третьего порядка (рис.1а). Это подтверждено численным моделированием аналитического решения уравнения Бюргерса [1] и решения Римана уравнения простых волн. Решение Римана близко к решению уравнения Бюргерса при малых расстояниях, когда влиянием диссипации можно пренебречь.

Данный факт свидетельствует о практической невозможности восстановления распределения нелинейного параметра третьего порядка в схемах напросвет [4].

Поскольку неколлинеарное взаимодействие трех первичных волн локально, амплитуда комбинационных волн “дважды второго” порядка в неколлинеарных схемах сравнима с амплитудой комбинационных волн чисто третьего порядка. Это дает возмож-

ность с помощью сложной кодировки первичных сигналов использовать эффект неколлинеарного взаимодействия трех акустических волн для восстановления распределения эффективного нелинейного акустического параметра третьего порядка. Используя всего три излучателя и один приемник (рис. 1б), можно восстановить полную картину исследуемого образца по результатам одного эксперимента [3]. Данная схема является единственной практически реализуемой схемой, позволяющей получить наиболее полную информацию о распределении нелинейного параметра среды третьего порядка.

### Литература

1. Буров В.А. Распространение волн конечной амплитуды в воде. Дипломная работа. Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова. Москва, 1957.
2. Буров В.А., Евтухов С.Н., Ткачева А.М., Румянцева О.Д. Акустическая томография нелинейного параметра с помощью малого числа преобразователей // Акустический журнал. 2006. Т. 52. No 6. С. 760-776.
3. Буров В.А., Шмелев А.А. Численное и физическое моделирование процесса томографирования на основе акустических нелинейных эффектов третьего порядка // Акустический журнал. 2009. Т. 55. No 4-5. С. 466-480.
4. Gong X., Liu X., Zhang D. Study of third-order nonlinear parameter  $C/A$  for biological specimen // Nonlinear Acoustics - Fundamentals and Applications (Proceedings of 18 International Symposium on Nonlinear Acoustics). Ed. B.O. Enflo, C.M. Hedberg, and L. Kari. Melville, N.Y.: American Institute of Physics. 2008. P. 444-447.
5. Zhang D., Chen X., Gong X. Acoustic nonlinearity parameter tomography for biological tissues via parametric array from a circular piston source. Theoretical analysis and computer simulations // Journal of Acoustical Society of America. 2001. V. 109. No 3. P. 1219-1225.

### Иллюстрации

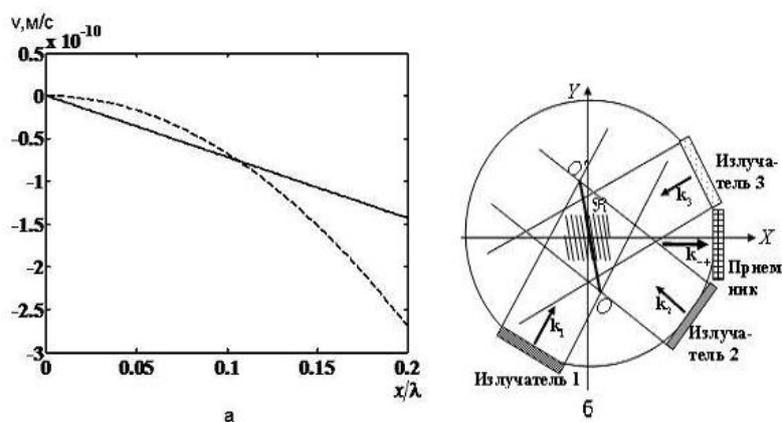


Рис. 1: Рис. 1. (а) - Зависимость амплитуды третьей гармоники колебательной скорости от пройденного волной расстояния (сплошная линия - результат взаимодействия чисто третьего порядка; пунктир - двукратного взаимодействия второго порядка); (б) - схема модельного эксперимента при не коллинеарном взаимодействии волн.

**Экспериментальное и численное исследование спектров  
металло-диэлектрических решеток**

**Кузнецов Семён Александрович**

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический  
факультет, Москва, Россия  
E-mail: skuznetcov@gmail.com*

Несмотря на то, что еще с середины 20-го века проводят исследования прохождения света через перфорированные структуры, до сих пор осталось много не разъясненных и спорных вопросов. Так, возбуждением плазмон-поляритонов, в разных источниках объясняют либо как минимум, либо максимум оптического прохождения. Новая волна интереса к подобным структурам вызвана недавно возникшей возможностью создавать наноструктурированные материалы.

В данной работе изучены оптические свойства двух типов металло-диэлектрических одномерных дифракционных решеток. Первый тип решеток может быть получен резкой направленными ионными лучами слоя металла, напыленного на поверхность диэлектрической подложки. При этом резка металлического слоя ионными лучами может производиться как вертикально, так и под углом к вертикали. В работе рассмотрены оба случая изготовления решеток первого типа [1]. Второй тип решеток изготавливают с помощью травления дорожек с периодом 660 нм на поверхности диэлектрической подложки (кремний), после чего сверху напыляют металл. Второй тип решетки имеет более сложный профиль, соответственно, спектр с большим числом особенностей. Для решетки со сложным профилем экспериментально получены зависимости коэффициента прохождения через структуру от длины волны при различных углах падения [2].

В работе проведены численные расчеты спектров и распределений электромагнитных полей. При этом использован метод связанных Фурье – мод (RCWA). Достигнуто хорошее соответствие результатов моделирования и эксперимента (рис.1.). Экспериментальные и расчетные спектры объяснены возбуждением аномалий Релея-Вуда и поверхностных плазмон-поляритонов на различных границах решетки.

В ходе исследований, направленных на выяснение влияния различных параметров решеток на спектры, выяснено сильное влияние наклона металлических стенок для решетки со сложным профилем. В то время, как для решеток первого типа увеличение угла наклона стенок ведет лишь к уменьшению коэффициента прохождения и не влияет на форму спектров. Численно построены спектры прохождения и отражения для различных поляризаций падающего излучения, приведено сравнение результатов с экспериментом (рис. 2.). Сделан вывод о возможности применения в области скаттерометрии.

### Литература

1. G. Granet and A. Moreau, International conference PIERS Beijing 2009, book of abstracts, p. 537 (2009).

2. Arvind S. Vengurlekar. // OPTICS LETTERS, 2008, Vol. 33, No. 15, 1669-1671.

### Иллюстрации

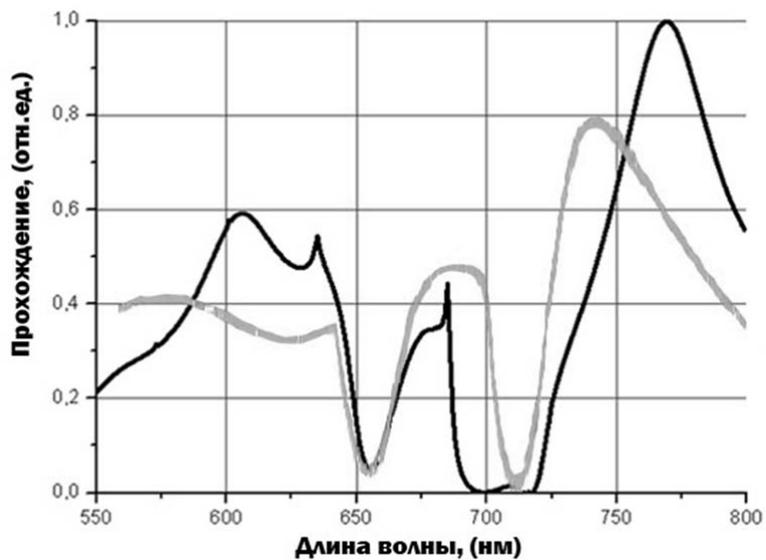


Рис. 1: Сравнение численного расчета с экспериментом.

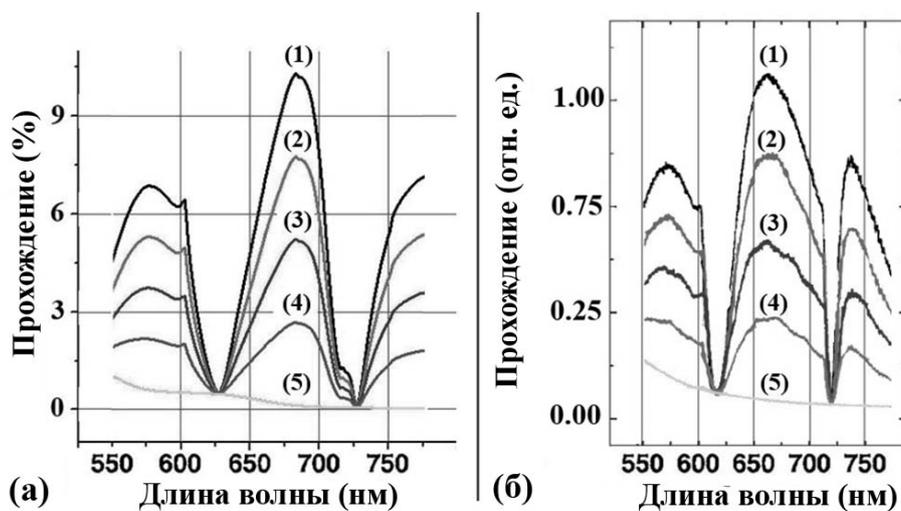


Рис. 2: Коэффициент прохождения при различных поляризациях падающего излучения, рассчитанный численно (а) и экспериментально (б).

**Акустооптический модулятор неполяризованного света**

**Михеев Лев Игоревич**

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия  
E-mail: mikheev\_lev@mail.ru*

Явление дифракции света на ультразвуке (акустооптическое взаимодействие) в настоящее время является одним из основных эффектов, которые используются для управления оптическим излучением. На основе этого явления созданы и применяются во всем мире такие приборы, как модуляторы, дефлекторы и фильтры. Приборы такого рода обладают широкими функциональными возможностями, надежностью и простотой конструкции [1].

Однако все эти приборы нормально функционируют, лишь когда падающее оптическое излучение имеет поляризацию одной из собственных мод используемого в устройстве кристалла (то есть линейную или, реже, эллиптическую). Это обусловлено акустооптической анизотропией среды: коэффициент акустооптического качества  $M$ , определяющий эффективность дифракции, имеет разные значения для разных оптических мод. Таким образом, чтобы акустооптический прибор нормально работал, необходимо на его входе ставить поляризатор. Но это приводит к потере половины световой мощности в случае неполяризованного оптического излучения, что во многих случаях является совершенно недопустимым.

Проблема управления неполяризованным светом чрезвычайно актуальна; она стоит в акустооптике с 60-х годов прошлого столетия. Предложенные к настоящему времени методы предполагают применение двух развернутых на  $180^\circ$  акустооптических ячеек, расположенных последовательно, или же расщепление падающего светового пучка на два пучка с ортогональными поляризациями, а потом, на выходе ячейки, их сведение в один пучок. Эти методы имеют ряд недостатков: сложная конструкция, трудная юстировка системы, низкая надежность, увеличение управляющей мощности и др.

Настоящая работа своей главной целью имеет нахождение оптимального среза кристалла ниобата лития ( $LiNbO_3$ ), отличающегося высоким значением акустооптического качества для обеих поляризаций падающего света и разработку на его основе модулятора оптического излучения с длиной волны 1.06 мкм для волоконного иттербиевого лазера. Выбор именно этого кристалла объясняется тем, что, во-первых, он имеет хорошие акустооптические свойства, а во-вторых, отличается чрезвычайно сильным пьезоэффектом [2], что определяет его широкое использование при изготовлении пластинчатых пьезопреобразователей акустооптических ячеек. В данной работе предполагается применение этого кристалла в двух качествах: и как пьезоэлектрика для возбуждения ультразвука, и одновременно в качестве среды акустооптического модулятора. Такой вариант устройства позволит обойтись без пластинчатого пьезопреобразователя, используемого в настоящее время в акустооптических устройствах, изготовление которого требует привлечение высококвалифицированных оптиков и применение ручного труда. Стоимость акустооптических ячеек (несколько тысяч долларов США) в основ-

ном определяется именно сложностью технологии изготовления пластинчатого пьезопреобразователя.

В настоящей работе выполнен расчет акустооптического эффекта и коэффициентов акустооптического качества для разных направлений распространения света и звука в кристалле ниобата лития. Особое внимание уделено поиску срезов кристалла с максимальным значением качества и с высокими и близкими значениями качества для обеих поляризаций падающего света. Анализировались срезы, для которых частоты ультразвука не превышали 1 ГГц, то есть рассматривались варианты, вполне реализуемые в современной акустооптике.

Наиболее интересные срезы кристалла ниобата лития, найденные в работе, представлены в таблице (Рис. 1), где введены следующие обозначения:  $\phi_\alpha$  и  $\theta_\alpha$  – азимутальный и полярный углы в сферической системе координат, задающие направление распространения акустической волны,  $\phi_0$  и  $\theta_0$  – аналогичные углы для падающей оптической волны,  $M_e$  и  $M_o$  – коэффициенты акустооптического качества для необыкновенной и обыкновенной волн соответственно,  $f_e$  и  $f_o$  – акустические частоты фазового синхронизма для необыкновенной и обыкновенной волн соответственно. Оси сферической системы координат совпадают с кристаллографическими осями ниобата лития. Расчет выполнен для изотропной дифракции света [1].

Из таблицы видно, что наибольшее значение акустооптического качества составляет  $M_e = 14 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{Г}$  (срез кристалла №16), что в 9 раз превышает максимальное качество плавленного кварца, используемого в акустооптике в качестве референтного материала [2]. Но для создания модулятора неполяризованного света оптимальным является срез №3, для которого  $M_e = 3,508 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{Г}$  и  $M_o = 3,08 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{Г}$ .

### Литература

1. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. *Физические основы акустооптики*. – М.: Радио и связь, 1985.
2. *Акустические кристаллы*. Справочник./ Под ред. М.П.Шаскольской. – М.: Наука, 1982.

### Иллюстрации

№	$\phi_\alpha$	$\theta_\alpha$	$\phi_0$	$\theta_0$	$M_e, 10^{-18} \text{ с}^3/\text{Г}$	$M_o, 10^{-18} \text{ с}^3/\text{Г}$	$f_e, \text{ МГц}$	$f_o, \text{ МГц}$
1.	0°	80°	40°	170°	2,702	2,734	692	693
2.	0°	160°	20°	70°	8,149	2,218	279	288
3.	5°	100°	140°	167°	3,508	3,08	218	218
4.	5°	160°	30°	70°	9,139	1,842	436	450
5.	5°	170°	23°	80°	2,519	3,039	121	125
6.	10°	170°	22°	80°	2,781	3,102	54	56
7.	15°	100°	140°	165°	3,647	2,861	373	374
8.	15°	110°	150°	150°	5,033	3,302	620	625
9.	15°	120°	150°	142°	7,266	3,222	287	291
10.	15°	130°	80°	60°	3,04	4,427	682	701
11.	15°	140°	60°	60°	5,291	3,79	175	180
12.	15°	160°	30°	70°	11	2,082	160	165
13.	15°	170°	30°	80°	3,048	3,006	84	87
14.	20°	110°	150°	150°	5,802	3,092	100	100
15.	20°	120°	160°	140°	5,618	3,174	738	750
16.	20°	150°	30°	60°	14	1,079	100	102

Рис. 1: Таблица срезов кристалла ниобата лития

**Исследование поверхностного возбуждения объёмной акустической волны  
в кристалле ниобата лития**

**Муромец А.В., Трушин А.С.**

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический  
факультет, Москва, Россия  
E-mail: anastasiagirl@mail.ru*

Для реализации возможности широкого применения лазерного излучения в науке и технике необходимы устройства управления световыми пучками. Среди физических явлений, позволяющих управлять характеристиками света, следует выделить акустооптическое взаимодействие. Приборы, действие которых основано на подобном эффекте (акустооптические устройства), - это модуляторы, дефлекторы, фильтры. Акустооптические приборы отличает широкие функциональные возможности, электронная перестройка параметров, высокая эффективность дифракции, компактность и малые управляющие мощности [1,4].

Акустооптическое устройство состоит из кристаллического материала, в котором происходит взаимодействие света и звука, а также пьезоэлектрического преобразователя, генерирующего акустические волны в области взаимодействия светового и звукового пучков. Одним из главных недостатков акустооптических устройств является их высокая стоимость, обусловленная сложностью изготовления пьезоэлектрического преобразователя. В оптике, спектроскопии, медицине, а также в военной технике эти приборы стали незаменимы благодаря широким функциональным возможностям, высокому быстродействию, малым управляющим напряжениям, надёжностью и простотой конструкции [1,3,4].

В данном докладе сообщаются результаты исследования некоторых особенностей возбуждения объёмных акустических волн с поверхности пьезоэлектрического кристалла на частотах 100 – 200 МГц [2]. В кристалле ультразвуковая волна возбуждалась вдоль оси X за счёт использования собственного пьезоэлектрического эффекта материала. Такие устройства оказываются дешевле и позволяют работать на более высоких частотах электрических сигналов. В качестве среды акустооптического взаимодействия был выбран кристалл ниобата лития, так как это кристалл отличается исключительно высокими пьезоэлектрическими свойствами [1,4]. На верхнюю грань кристалла были нанесены золотые электроды. Анализ показал, что из зазора между электродами преимущественно возбуждается продольная акустическая волна, в то время как под электродами, в основном, происходит возбуждение сдвиговой акустической моды.

На кристалл подавались амплитудно-модулированные импульсы с длительностью около 1 мкс и частотой несущей порядка 100 МГц. Возбуждающий импульс и эхo-импульсы наблюдались на осциллографе. Для исследования акустооптической ячейки использовался твердотельный лазер, работавший на длине волны  $\lambda = 532$  нм, и фотоприёмник на основе быстродействующего фотодиода. Сигнал с фотоприёмника регистрировался осциллографом.

Исследование дифракционной картины на выходе из кристалла позволило определить скорости распространения акустических волн в ниобате лития, причем получен-

ные значения  $V_1 = 4.00 \cdot 10^3$  м/с,  $V_2 = 4.73 \cdot 10^3$  м/с,  $V_3 = 6.63 \cdot 10^3$  м/с совпали с литературными данными.

По ширине угловой зависимости интенсивности дифракции на уровне 3 дБ была сделана оценка эффективной длины преобразователя  $l_{\text{эфф}} \approx 10$  мм.

Измерения зависимости интенсивности дифракции от смещения светового пучка вдоль оси Y кристалла показали, что область, в которой сосредоточена энергия ультразвукового пучка, узка и имеет резкую границу. Отклонение формы электродов от прямой приводит к искривлению пучка и уменьшению эффективной длины области акустооптического взаимодействия. Наблюдение прохождения луча света около края электрода позволило оценить длину области акустооптического взаимодействия  $l \approx 10$  мм, что согласуется с оценкой эффективной длины взаимодействия по угловым зависимостям интенсивности дифракции. Подаваемая на ячейку электрическая мощность была равномерно распределена вдоль зазора длиной 30 мм. Следовательно удаётся использовать лишь треть подаваемой мощности. При правильной форме напыленных на кристалл электродов можно ожидать увеличения интенсивности дифракции до 10%/Вт вместо зарегистрированной 4%/Вт.

В работе были изучены характеристики акустооптической ячейки из кристалла ниобата лития с поверхностным возбуждением объёмной акустической волны. Ячейка характеризовалась эффективностью дифракции 4% при одном ватте управляющей электрической мощности и длине волны света 532 нм.

#### Литература

1. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е., Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.
2. Баранский К.Н., Возбуждение и распространение гиперзвуковых колебаний в кварце // М. Успехи физических наук. 1956 т.3, No 6, стр. 56-67.
3. Goudzoulis A.P., Pape D.P., Design and fabrication of acousto-optic devices. : N.Y., Marcel Dekker, 1994.
4. Xu J., Stroud R., Acousto-optic devices: N.Y., Wiley 1992.

**Общерелятивистский анализ простейших лазерных детекторов  
гравитационных волн**

*Селезнев Александр Андреевич*

*Аспирант*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический  
факультет, Москва, Россия  
E-mail: a\_selez@mail.ru*

В настоящее время идет интенсивная теоретическая разработка возможных схем лазерных интерферометрических гравитационно-волновых детекторов, свободных от шумов смещений пробных масс. Ожидается, что конструирование подобных антенн на практике поможет расширить рабочий частотный диапазон наземных детекторов следующих поколений в область низких частот, а также позволит преодолеть барьер стандартного квантового предела чувствительности. Однако анализ таких систем оказался сопряжен с некоторыми затруднениями, связанными с тем, что при традиционном рассмотрении оптического гравитационно-волнового детектора в лабораторной системе отсчета результат расчета отклика детектора на изменения положений пробных масс и гравитационную волну не всегда является величиной, измеряемой в эксперименте.

Было выдвинуто предположение, что при расчете отклика в собственной системе отсчета фотодетектора (строго говоря, прибора, измеряющего фазовый набег) затруднения будут преодолены, так как именно он генерирует экспериментально измеряемую величину. Поскольку на фотодетектор действуют внешние флуктуационные силы, то его система отсчета в общем случае является неинерциальной, что необходимо учитывать при теоретическом анализе схемы. В общерелятивистском случае такое рассмотрение соответствует рассмотрению в локально-лоренцевской калибровке. Рассмотрение в лабораторной системе отсчета, в свою очередь, соответствует рассмотрению в поперечно-бесследовой калибровке.

Так, была разработана методика расчета простейших оптических схем в локально-лоренцевской калибровке, с помощью которой были подробно рассмотрены два типа оптических детекторов гравитационных волн: на круговом и прямом пробеге световой волны. Показано, что для детектора гравитационных волн на прямом пробеге луча выражения для откликов, полученные в локально-лоренцевской и поперечно-бесследовой калибровках, формально отличаются.

Однако, если конкретизировать процедуру синхронизации и надлежащим образом учесть все проявляющиеся при этом члены, результаты расчетов в различных калибровках окажутся эквивалентными. Это согласуется с положением о том, что для реально измеримой физической величины расчеты, проведенные в различных калибровках, должны давать одинаковые результаты. Разработанные методы были использованы для анализа простейшей схемы двумерного оптического детектора с тремя пробными массами, что может впоследствии найти применение в области детекторов ГВ космического базирования.

**Статистический анализ характеристик ОНЧ и СНЧ компонент  
естественного радиошума от молниевых разрядов**

**Тарабукина Лена Дмитриевна**

*Студент*

*Якутский государственный университет им. М.К. Аммосова, Радиотехнический  
факультет, Якутск, Россия*

*E-mail: taddy-9@mail.ru*

Исследование низкочастотного естественного радиошума является пассивным методом изучения атмосферного электричества. Излучение молниевых разрядов формирует радиоимпульс (атмосферик). По параметрам очень низко частотного (ОНЧ) атмосферика можно судить о характеристиках его источника. В некоторых случаях помимо ОНЧ сигнала регистрируется и радиоимпульс на сверхнизких частотах (СНЧ). Источник СНЧ радиоимпульса достоверно неизвестен. Существуют 3 основных гипотезы происхождения: 1) релаксация электромагнитных колебаний в полости Земля-ионосфера; 2) «медленные» токи, текущие по каналу молнии после стадии возвратного разряда; 3) движение зарядов в теле спрайта - разряда «облако-ионосфера», появляющегося на высоте 40 - 90 км с видимым красным излучением [1]. Наблюдаются появления двух СНЧ радиоимпульсов, ассоциированных с одним ОНЧ сигналом. Наличие первой СНЧ компоненты, возможно, объясняется протеканием «медленных» токов в канале молнии, а вторая составляющая - возникновением спрайта [2].

В данной работе производилась обработка естественного радиошума, принятого на штыревую антенну, подключенную через усилитель и согласующий делитель к АЦП звуковой карты ноутбука, на территории Якутии в районе с повышенным числом положительных разрядов «облако-Земля» и отсутствием промышленных помех. Из записанных реализаций последовательно взяты 251 сигнал, характеризующийся наличием как ОНЧ радиоимпульса, так и СНЧ составляющей шумов. Напряженность принимаемого сигнала атмосферика изменялась от 1 В/м до 6 В/м с медианным значением - 2 В/м. По максимальным значениям напряженности ОНЧ сигнала дана оценка токов в канале наземной молнии. Медианная величина оказалась равной 28 кА, а квартили имеют значения 18кА и 40 кА. Дальность до источника составила порядка 400 км. 67,7% зарегистрированных СНЧ излучений порождены положительными разрядами «облако-земля», а 32,3% - отрицательными разрядами.

Длительность рассмотренных сигналов изменялась в интервале от 6 до 56 мс, с модальным значением 14 мс. Длительность задержки СНЧ компоненты после соответствующего ему ОНЧ радиосигнала лежала в пределах 7 мс, с наиболее вероятными значениями - 1 и 2 мс (34% и 35 % случаев соответственно). Также был зарегистрирован один случай с задержкой в 11 мс. Вероятность отсутствия задержки составила 15%. Корреляция задержки и максимальных значений атмосферика в пределах точности 10 % не обнаружена.

Частота появления наложенных СНЧ импульсов и сдвинутых по фазе относительно друг друга составила 14,7%. Время запаздывания второго пика амплитуды находится в пределах от 2 до 11 мс и зарегистрирован один случай с запаздыванием 40 мс.

### **Литература**

1. Гуревич А.В., Зыбин К.П. (2001) Пробой на убегающих электронах и электрические разряды во время грозы // Успехи физических наук, т.171. №.11. С.1177–1199.

2. Cummer S.A., Inan U.S., Bell T.F., Barrington-Leigh C.P. (2001) ELF Radiation Produced by Electrical Currents in Sprites // Geophysical research letters, vol. 25. №.8. p.1281-1284.

### Слова благодарности

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках грантов Президента РС(Я) для молодых ученых и студентов от 2010 г., РФФИ 08-02-00348-а, 09-05-98540-р\_восток\_a и программами Президиума РАН 16 и АВЦП проект № РНП 2.1.1/2555 и ФАНИ г.к.02.740.11.0248. Автор выражает признательность к.ф.-м.н. Козлову В.И. за помощь в работе.

### Магнитооптический обратный эффект Фарадея в плазмонных пленках *Хохлов Н.Е., Калиш А.Н., Белотелов В.И.*

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия  
E-mail: n.e.khokhlov@gmail.com*

В последнее время все больший интерес для практических целей вызывает магнитооптический обратный эффект Фарадея (ОЭФ). В частности, ОЭФ применяется для генерации фемтосекундных импульсов тока и магнитного поля [1].

Для эффективного наблюдения ОЭФ необходимо наличие ненулевого векторного произведения  $[\vec{E} \times \vec{E}^*]$  и усиление интенсивности внешнего поля [3].

В представленной работе исследовано усиление ОЭФ в плазмонных пленках. Сначала теоретически рассчитывалось распределение векторного произведения  $[\vec{E} \times \vec{E}^*]$  и интенсивности поля при возбуждении поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) – электромагнитных волн особого типа. В отличие от объемных электромагнитных волн, являющихся чисто поперечными, ППП имеют проекцию электрического поля на направление распространения, т.е. являются частично продольными. При этом компонента, направленная вдоль границы раздела сред, и компонента, перпендикулярная этой границе, для электрического поля смещены друг относительно друга по фазе на  $\pi/2$ .

Следовательно, даже для уединенного ППП модуль  $[\vec{E} \times \vec{E}^*]$  не равен нулю, не меняется со временем вдоль всей границы раздела. Также при возбуждении ППП происходит усиление интенсивности электромагнитного поля за счет его локализации в тонком слое вблизи границы раздела двух сред [2]. Таким образом, выполняются условия для усиления ОЭФ. При распространении нескольких ППП вдоль одной по-

верхности вследствие их интерференции возникает сложное неоднородное распределение интенсивности электромагнитного поля и модуля  $[\vec{E} \times \vec{E}^*]$ . Следовательно, возбуждая несколько ППП на одной поверхности можно получить области локального усиления ОЭФ. Но из-за затухания ППП результирующее распределение поля будет иметь локальные максимумы разной величины. Для того, чтобы сделать их равными по величине можно использовать многослойные структуры, такие как перфорированный диэлектрик/металл/парамагнетик, перфорированный металл/парамагнетик. В подобных структурах при определенных условиях возбуждаются ППП, причем периодически вдоль всей поверхности. Поэтому распределения интенсивности поля и модуля  $[\vec{E} \times \vec{E}^*]$  имеют локальные максимумы равной величины, что имеет гораздо большую практическую пользу по сравнению со случаем возбуждения отдельных ППП на гладкой поверхности.

В работе с помощью численного моделирования (методом связанных Фурье мод (RCWA)) получены распределения интенсивности электромагнитного поля и модуля произведения  $[\vec{E} \times \vec{E}^*]$  после прохождения волны через описанные выше многослойные структуры. В тех случаях, когда выполнены условия возбуждения ППП, также наблюдалось локальное одновременное усиление и интенсивности электромагнитного поля, и  $[\vec{E} \times \vec{E}^*]$ .

Таким образом, эффективное усиление ОЭФ может быть достигнуто в многослойных структурах при условии возбуждения в них ППП.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 09-02-92671, 10-02-91170, 09-02-01028, 08-02-00717)

### Литература

1. В.В. Кругляк, М.Е. Портной. Использование обратного эффекта Фарадея для генерации фемтосекундных импульсов тока // Письма в ЖТФ, 2005, том 31, вып. 24. С. 20-23
2. W.H. Weber, G.W. Ford. Optical electric-field enhancement at a metal surface arising from surface-plasmon excitation // Optical letters. Vol.6, No.3, March 1981. P. 122-124
3. M. Yasin Akhtar Raja, David Allen, Wade Sisk. Room-temperature inverse Faraday effect in terbium gallium garnet // Appl. Phys. Lett. 67 (15), 9 October 1995. P. 2123-2125

## Основы построения подсистемы оценки покрытия в сети Wi-fi

*Шамаева Александра Александровна*

Студент

Автономная некоммерческая образовательная организация

высшего профессионального образования

Воронежский институт высоких технологий

Email: aashamaeva@yandex.ru

В настоящее время идет бурное развитие различных технологий связи. Особое место среди остальных занимают беспроводные технологии – Wi-fi, сотовая связь и др. При проектировании сети связи необходимо рассмотреть множество параметров.

При распространении волны от передатчика к приемнику ее путь весьма разнообразен: от их прямой видимости до сильно закрытого препятствиями, домами, деревьями пути. При этом, в отличие от проводной связи, где рассматриваются постоянные параметры, в беспроводной связи радиоканалы имеют существенно случайные параметры, которые достаточно сложно анализировать. Моделирование радиолинии - наиболее сложная задача проектирования радиосистем. Оно в основном выполняется статистически с использованием данных экспериментов, выполненных порой именно для такой же или аналогичной системы.

Моделирование распространения радиоволн основано на предсказании среднего уровня принимаемого сигнала на заданном расстоянии от излучателя, а также в определении разброса его значений в зависимости от конкретной ситуации на трассе. Расчет радиолинии позволяет определить зону обслуживания передатчика. В данной работе рассматривается построение подсистемы оценки зоны покрытия сети Wi-fi.

Потери передачи внутри здания (с учетом стен и межэтажных перекрытий) на частоте 2400 МГц  $L[\text{дБ}] = 40 + 35 \lg(R[\text{км}])$ . Потери передачи на линии база-абонент:  $L[\text{дБ}] = 65 + 40 \lg(R[\text{км}]) + 40 \lg(f[\text{МГц}]) - 4G[\text{дБи}]$ , где  $R$  – расстояние от базы до абонента,  $G$  – коэффициент усиления антенн,  $f$  – частота.

На выходе подсистемы определяется число необходимых точек доступа.

### **Литература**

1. Wireless Communications: Past Events and Future Perspective. T.Rappaport, A.Annamalai, R.Buehrer, W.Tranter. IEEE Communications Magazine. May 2002. P.148-161.

2. Ultra-Wideband Wireless Systems. G.R.Aiello, G.D.Rogerson. IEEE Microwave Magazine. V.4. N.2. June 2003. P.36-47.

3. <http://icc.mpei.ru/documents/00000789.pdf>

4. <http://ko-online.com.ua/node/22021>

5. <http://www.nag.ru/2003/0110/img/theoria.pdf>

**Учет дифракционных эффектов в архитектурной акустике**

**Ширгина Наталья Витальевна**

*Аспирант*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический*

*факультет, Москва, Россия*

*E-mail: tash-sha@yandex.ru*

Реалистичное моделирование помещений является приоритетным направлением исследований в архитектурной акустике, начиная с 60-х годов XX века. Большинство исследований направлено на визуализацию, часть на аурализацию звукового поля. Большая часть существующих сейчас компьютерных программ для моделирования акустических свойств помещений основана на геометрических методах, таких, как метод мнимых источников, метод трассировки лучей или пучков, которые позволяют найти траектории ранних отражений между источником и приемником. К сожалению, многие из этих программ являются нереалистичными, так как они не принимают во внимание дифракционные эффекты. Дифракционные эффекты вносят значительные изменения в свойства акустических полей в помещениях, особенно, когда прямой путь от источника к приемнику закрыт каким-либо препятствием, учету этих эффектов посвящено значительное количество работ.

Типовые помещения прямоугольной геометрии могут иметь моды "бильярдного" типа, у которых основной механизм затухания связан с многократной френелевской дифракцией. Удобного аналитического выражения для амплитуды многократно дифрагированного луча не существует. Существующие методы учета дифракции в архитектурной акустике при использовании лучевого подхода учитывают дифракцию первого и, иногда, второго порядков. Дифракцию более высоких порядков они не учитывают.

В работе исследуется двумерная модельная задача с целью модификации одного из стандартных методов архитектурной акустики – метода трассировки лучей, с тем, чтобы он корректно описывал многократную френелевскую дифракцию на краях стен. Учет дифракции производился с помощью численного решения параболического уравнения теории дифракции для каждого из лучей. Данный метод сочетает высокую точность и относительную экономичность. Полученные результаты сравнивались с результатами, полученными при помощи метода конечных элементов (FEM), метода равномерной теории дифракции и метода без учета дифракции.

**Литература**

1. R.G. Kouyoumjian and P.H. Pathak. A uniform geometrical theory of diffraction for an edge in a perfectly conducting surface. Proc. of IEEE, 62:1448–1461, November 1974.
2. N. Tsingos, T. Funkhouser, A. Ngan, I. Carlbom. Modeling Acoustics in Virtual Environments Using the Uniform Theory of Diffraction. Proceedings of ACM SIGGRAPH 2001. pp. 545-552, August 2001.
3. H. Kuttruff. Room Acoustics. Spon Press, 2000.

**Продольные смещения изображений на выходе широкоапертурных  
акустооптических фильтров**

**Южневич Татьяна Викторовна**

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический  
факультет, Москва, Россия  
E-mail: rocnrgio@gmail.com*

Среди современных методов управления световыми потоками важную роль играют акустооптические методы. Эти методы используются в современной оптике, оптоэлектронике, оптической обработке информации, а также в лазерной физике и технике для управления амплитудой, частотой, фазой, поляризацией и направлением распространения светового луча. Акустооптические приборы также позволяют менять спектральный состав электромагнитного излучения. Известно, что спектральная фильтрация световых потоков осуществляется с помощью перестраиваемых акустооптических фильтров [n1]. Акустооптические фильтры позволяют определять спектральный состав не только коллимированных световых потоков, но и сходящихся или расходящихся световых пучков. Таким образом, акустооптические фильтры обеспечивают принципиальную возможность спектральной обработки оптических изображений. При этом акустооптическая фильтрация световых потоков характеризуется большими функциональными возможностями и быстродействием и по сравнению с классическими методами фильтрации.

Для обработки изображений в акустооптических фильтрах применяется неколлинеарная, т.е. широкоугольная геометрия дифракции света на акустических волнах в двулучепреломляющих кристаллах. Неколлинеарные устройства могут иметь широкие угловые апертуры, достигающие десятков градусов, что является несомненным достоинством акустооптических фильтров [n1]. При работе первых модификаций акустооптических фильтров было обнаружено, что отфильтрованное оптическое изображение перемещается на выходе фильтра при его перестройке, т.е. изменении длины волны света, пропущенной фильтром. Эти перемещения происходят как вдоль направления распространения светового луча, так и в поперечном направлении. В работе [n2] показано, что причиной продольных и поперечных смещений обработанных изображений является дисперсия показателя преломления акустооптической ячейки. Поперечные смещения изображений удалось компенсировать специальным наклоном выходной оптической грани фильтра по отношению к входной грани [n2]. Что же касается продольных перемещений, то их исследованию было посвящено лишь небольшое число публикаций. Следует отметить, что надежных методов компенсации продольных перемещений до сих пор не предложено. Таким образом, целью настоящей работы является анализ продольных перемещений в фильтрах и исследование способов их компенсации.

При проведении исследования была использована ячейка широкоапертурного акустооптического фильтра на кристалле парателлурита. Сдвиговые акустические волны распространяются в кристалле под углом 10 градусов к оси [110]. Пьезоэлектрический преобразователь генерировал сдвиговые акустические волны в кристалле парателлурита в диапазоне частот ультразвука от 110 до 230 МГц. Анализ показывает, что подобные

изменения акустической частоты обеспечивали перестройку длины волны, пропущенной фильтром, в пределах от 670 нм до 410 нм, то есть практически во всем видимом световом диапазоне.

Анализ показал, что смещение дифрагированного изображения  $\Delta, x$  обусловлено изменением оптической длины пути луча в кристалле. Это смещение можно записать в виде  $x = L, \delta, n$ , где  $L$  - длина кристалла парателлуриата, а  $\delta, n$  - изменение показателя преломления материала из-за его дисперсии. Расчет показывает, что на длине волны света 633 нм показатель преломления в кристалле парателлуриата для обыкновенной волны равен 2,2597. При длине волны 442 нм показатель преломления материала увеличивается до величины 2,4416. Экспериментально показано, что перестройка устройства фильтрации по частоте ультразвука от 115 МГц до 170 МГц обеспечивает изменение центральной длины волны пропускания фильтра в пределах от 490 нм до 670 нм. Это означает, что при длине фильтра  $L = 2,5$  см смещение изображения по глубине резкости, т.е. вдоль направления распространения света составляет величину 0,39 мм. Если фильтр перестраивается по длинам волн от 400 нм, до 800 нм, то продольное смещение составляет значительную величину 0,87 мм.

В проведенных экспериментах по фильтрации оптических изображений источником светового излучения с непрерывным спектром длин волн служила лампа накаливания. Отфильтрованное изображение и его положение в пространстве относительно фильтра регистрировалось визуально с помощью микроскопа, оснащенного микрометрической подачей. Зарегистрированное смещение изображения при перестройке фильтра по длинам волн света от 490 нм до 670 нм оказалось равным 0,4 мм. Таким образом, получено хорошее соотношение между экспериментальным (0,4 мм) и теоретическим значением (0,39 мм) для пространственного смещения дифрагированного изображения.

Следует отметить, что перемещение отфильтрованного изображения на расстояния порядка одного миллиметра является недопустимым и требует компенсации. Подобная компенсация может быть достигнута при использовании двулинзовой конфокальной оптической схемы фильтра. Оказалось, что компенсация может быть также обеспечена при применении рассеивающей линзы, установленной на выходе фильтра. В докладе приводятся результаты теоретического рассмотрения метода компенсации с помощью дополнительной рассеивающей линзы. Исследование доказало, что предложенный метод компенсации продольных смещений изображений может быть рекомендован для применения в современных системах спектральной обработки информации.

### Литература

1. В.С.Анчуткин, А.Б.Бельский, В.Б. Волошинов, К.Б.Юшков, Акустооптический метод спектрально-поляризационного анализа изображений // Оптический журнал, 2009, т. 76, N 8, стр. 29-35.
2. В.Б.Волошинов, О.В.Миронов, Л.А.Кулаков, Сканирование оптического изображения при акустооптической фильтрации света// Радиотехника и электроника, 1988, т.33, №10, стр.2177-2182.

**СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ  
И ЭЛЕКТРОННЫЕ  
СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ ТЕЛ**

**Председатель подсекции  
проф. Кульбачинский Владимир Анатольевич**

**Анизотропия магнитосопротивления в гексабориде празеодима**

**Анисимов Михаил Александрович**

*Аспирант*

*Московский Физико-Технический Институт (Государственный Университет),  
факультет проблем физики и энергетики, Долгопрудный, Россия*

*E-mail: anisimov.m.a@gmail.com*

В последнее время гексаборид празеодима ( $\text{PrB}_6$ ) вызывает значительный интерес у исследователей [1, 2]. Располагаясь в ряду  $\text{RB}_6$  между гексаборидом церия ( $\text{CeB}_6$ ) с промежуточной фазой в виде волны спиновой плотности и гексаборидом неодима ( $\text{NdB}_6$ ) с антиферромагнитной соразмерной (АФМ С) фазой,  $\text{PrB}_6$  демонстрирует сложный вид магнитной  $H$ – $T$  фазовой диаграммы с двумя фазовыми переходами: в АФМ несоразмерную (НС) ( $T < T_N \sim 7\text{K}$ ) и АФМ соразмерную фазы ( $T < T_M \sim 4,2\text{K}$ ) [1, 2]. При этом в гексабориде празеодима в АФМ С фазе, по данным [1], наблюдается также переход в магнитном поле  $H > H_C \sim 20\text{кЭ}$  для направления  $\mathbf{H} \parallel \langle 110 \rangle$  к простой коллинеарной магнитной структуре. Значительная анизотропия  $H$ – $T$  фазовой диаграммы в  $\text{PrB}_6$  отмечена авторами [2], в работе которых только для направления магнитного поля  $\mathbf{H} \parallel \langle 111 \rangle$  установлен положительный наклон границы  $T_M(H)$  и переход в несоразмерную фазу НС2 в сильных полях. В то же время, большой шаг по температуре и магнитному полю, допущенный при построении  $H$ – $T$  фазовой диаграммы в работах [1, 2], существенно затрудняет идентификацию природы магнитных фаз в этом соединении.

Для исследования анизотропии  $H$ – $T$  фазовой диаграммы  $\text{PrB}_6$  в работе выполнен цикл измерений транспортных и тепловых свойств в широком интервале температур  $2\text{K}–300\text{K}$ , в сильном магнитном поле до  $80\text{кЭ}$ . Монокристаллы  $\text{PrB}_6$  высокого качества были выращены методом вертикального бестигельного индукционного зонного плавления с двукратным переплавом в атмосфере аргона. Измерения транспортных и тепловых свойств (удельное сопротивление, коэффициент Холла, термоэдс и теплоемкость) проводились на экспериментальных установках отдела низких температур и криогенной техники ИОФ РАН. Высокая точность стабилизации температуры ( $\Delta T \approx 0,01\text{K} \div 0,02\text{K}$ ) и магнитного поля ( $\Delta H/H \sim 2 \cdot 10^{-5}$  при  $H = 80\text{кЭ}$ ), необходимая для прецизионных исследований характеристик зарядового транспорта, достигалась благодаря использованию оригинального температурного контроллера на цифровых сигнальных процессорах (КРИОТЭЛ ТС1,5/300) в схеме с эталонным термометром сопротивления модели CERNOX–1050 и источника тока сверхпроводящего магнита (КРИОТЭЛ SMPS–120).

Выполненные измерения гальваномангнитных характеристик позволили установить значительное увеличение рассеяния с ростом магнитного поля вдоль направлений  $\mathbf{H} \parallel \langle 110 \rangle$  и  $\mathbf{H} \parallel \langle 111 \rangle$  в АФМ фазах  $\text{PrB}_6$ , рис.1. Более того, в области сильных магнитных полей ( $H \geq 45\text{кЭ}$ ) в окрестности перехода в АФМ НС фазу направление  $\mathbf{H} \parallel \langle 110 \rangle$  оказывается выделенным, поскольку при  $T < T_M$  на угловых зависимостях нормированного сопротивления  $\rho(\varphi)/\rho(0)$  наблюдается резкий положительный пик, соответствующий узкому интервалу углов вблизи данной ориентации магнитного поля. При этом происхождение пика с ростом поля из минимума, соответствующего простой коллинеарной магнитной структуре, указывает на образование в поле новой магнитной фазы в

PrV<sub>6</sub> только для направления  $\mathbf{H} \parallel \langle 110 \rangle$ .

Окрестность перехода в АФМ НС фазу PrV<sub>6</sub> характеризуется также появлением полевого гистерезиса  $A_{hyst} = \Delta\rho(H_-)/\rho - \Delta\rho(H_+)/\rho$  для каждой ориентации магнитного поля, рис.1. При этом знак, амплитуда и протяженность гистерезиса сильно зависят от направления магнитного поля.

Выполненный в работе анализ полевых зависимостей магнитосопротивления в рамках предложенного в [3] подхода, позволил оценить значение эффективного магнитного момента  $\mu_{eff}$ . Оказалось, что найденные значения  $\mu_{eff} \sim 2\mu_B$  (для  $\mathbf{H} \parallel \langle 110 \rangle$ ,  $\mathbf{H} \parallel \langle 111 \rangle$ ) и  $3,5 \div 4\mu_B$  (для  $\mathbf{H} \parallel \langle 100 \rangle$ ) свидетельствуют в пользу образования магнитных кластеров, димеров, состоящих из локализованных магнитных моментов  $4f$ -оболочки  $Pr^{3+}$  и спин-поляризованных областей  $5d$ -состояний вдоль направления  $\mathbf{H} \parallel \langle 100 \rangle$ . В результате комплексных исследований гальваномагнитных и тепловых характеристик открыты две новые фазы и подробно восстановлена фазовая H–T диаграмма гексаборида празеодима.

### Литература

1. Sera M. et al. (2004) Crystal Structure and Magnetic Anisotropy in the Magnetic Ordered Phases of PrV<sub>6</sub> // J. Phys. Soc. Jpn. №12(73), p. 3422.
2. Kobayashi S. et al. (2001) Anisotropic Magnetic Phase Diagram of PrV<sub>6</sub> Dominated by the  $O_{xy}$  Antiferro-Quadrupolar Interaction // J. Phys. Soc. Jpn. №6(70), p. 1721.
3. Anisimov M.A. et al. (2009) Magnetoresistance and Magnetic Ordering in Praseodymium and Neodymium Hexaborides // JETP №5(109), p. 815.

### Слова благодарности

Автор выражает признательность к.ф.-м.н. Глушкову В.В. за помощь в подготовке тезисов, к.ф.-м.н. Филипову В.Б. и Шицеваловой Н.Е. за синтез образцов, д.ф.-м.н. Демисеву С.В., к.ф.-м.н. Случанко Н.Е. и к.ф.-м.н. Богачу А.В. за обсуждение результатов, а также к.ф.-м.н. Самарину Н.А. и аспиранту Колесникову А.А. за предоставленное программное обеспечение.

### Иллюстрации

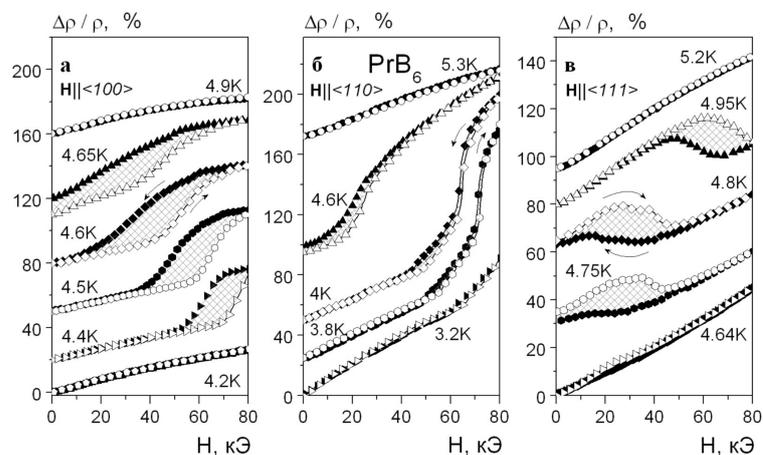


Рис. 1: Полевые зависимости магнитосопротивления PrV<sub>6</sub>.

**Параметры джозефсоновских структур с ферромагнитными прослойками  
для создания квантового бита.**

**Бакурский Сергей Викторович**

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический  
факультет, Москва, Россия  
E-mail: rezzchik@mail.ru*

Существует целый ряд работ, посвященных в основном решению такой важнейшей прикладной задачи, как создание сверхпроводящего квантового бита (кубита) – базовой ячейки разрабатываемого квантового компьютера. Здесь под квантовым компьютером понимается физическое устройство, выполняющее логические операции над квантовыми состояниями отдельных кубитов и систем кубитов путем унитарных преобразований, не нарушающих квантовые суперпозиции в процессе вычислений. На настоящий момент предложен целый ряд сверхпроводящих кубитов (квантовых интерферометров и сверхпроводящих блоховских транзисторов с двумя макроскопически различными базисными состояниями) [1]; предложены схемы, позволяющие контролируемым образом связывать кубиты и осуществлять над ними логические операции [4],[6]; ведутся работы над созданием простейших квантовых регистров [3].

Гамильтонианы сверхпроводящих квантовых интерферометров с двухъямным потенциалом при достаточно низких температурах всегда могут быть с хорошей точностью сведены к гамильтонианам двухуровневых систем. Вид же потенциальной энергии в конкретной реализации джозефсоновского атома определяет требования к размеру и типу джозефсоновских переходов в интерферометре, определяет зависимость энергетического спектра и базисных состояний от параметров приложенного воздействия. Причем наиболее перспективными с точки зрения экспериментальных исследований и дальнейших практических применений выглядят интерферометры, обладающие двухъямным потенциалом даже при малых значениях нормированной индуктивности сверхпроводящего кольца и в отсутствии постоянного магнитного поля, задающего «рабочую точку». В данной работе предполагается рассмотрение двухконтактного кубита на основе низкоиндуктивного интерферометра с несинусоидальной ток-фазовой зависимостью (ТФЗ) джозефсоновских контактов. В таком устройстве для реализации двухъямного потенциала, необходимо выполнение специфичного условия, а именно, вторая гармоника тока должна быть отрицательна, а также ее удвоенная величина должна быть по модулю больше значения первой:  $B < 0, |2B| > A$ .

Это требование к свойствам слабой связи в кубитных системах сводятся в первую очередь к требованиям на тип и размер несверхпроводящей прослойки в джозефсоновских контактах. Правильно подбирая эти параметры наноструктур можно получить необходимые контакты. К примеру, такие контакты можно получить на основе гетероструктур сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник (SFS) [2]. Появились также обсуждения реализации подобных контактов на основе сверхпроводящих гетероструктур с ферромагнитными прослойками различных типов. Существование условий, при которых амплитуда второй гармонической компоненты будет относительно велика по модулю, предсказывает целый ряд теоретических моделей SFS структур, согласно ко-

торым первая и вторая гармонические компоненты ТФЗ являются осциллирующими функциями толщины ферромагнитной прослойки, причем период осцилляций второй гармоники почти всегда в два раза меньше, чем первой. Это означает, что при определенных толщинах F-слоя, первая гармоника ТФЗ будет стремиться к нулю, а значение второй гармоники при этом будет оставаться конечным, то есть будет реализовываться условие формирования в интерферометре двухямого потенциала. Для выяснения зависимостей, описывающих выполнение данных условий, был выполнен сравнительный анализ SFS, SIFS, SIFIS и SFcFS джозефсоновских переходов. В процессе выполнения данной работы были численно рассчитаны вышеуказанные джозефсоновские контакты, на основании аналитических выражений, полученных в [2] [5]. В результате расчета были получены зависимости величин гармоник ТФЗ разнообразных контактов от внутренних и внешних параметров, в том числе от размеров гетероструктуры. Данные результаты позволяют найти рабочий размер перехода, для конкретных используемых сверхпроводников и ферромагнетиков. Кроме того, показана возможность варьировать величину рабочей длины такого перехода за счет изменения структуры прослойки.

### Литература

1. J. R. Friedman, V. Patel, W. Chen, S.K. Tolpygo, J.E. Lukens. Quantum superposition of distinct macroscopic states // Nature - 2000. - V. 406. - P. 43-45.
2. A. A. Golubov, M. Yu Kupriyanov, E. Il'ichev The current-phase relation in Josephson junctions // Rev. Mod. Phys.- 2004. - V. 76. - P. 411-469.
3. Grajcar M., Izmailkov A., van der Ploeg S. H. W., et al. Four-qubit device with mixed couplings // Phys. Rev. Lett. - 2006. - V. 96. - P. 047006-1-4.
4. Yu. Makhlin, G. Schoen, A. Shnirman. Josephson-junction qubits with controlled couplings // Nature - 1999. - V. 398. - P. 306-307.
5. A. V. Vedyayev, N. V. Ryzhanova, N. G. Pugach\* Critical Current Oscillations in S/F Heterostructures in the Presence of s-d Scattering // Journal of Magnetism and Magnetic Materials
6. Yamamoto T., Pashkin Yu. A., Astafiev O., Nakamura Y. and Tsai J. S. Demonstration of conditional gate operation using superconducting charge qubits // Nature - 2003. - V. 425. - P. 941-944.

**Исследование перезарядки уровней квантовых ям в  
гетероструктурах кремний-германий**

**Винокуров П.В.**

*аспирант*

*Якутский государственный университет имени М.К. Аммосова,  
физико-технический институт, Якутск, Россия*

*E-mail: bjikcm@rambler.ru*

В последние годы во всем мире интенсивно исследуются гетероструктуры с квантовыми ямами. Такие структуры представляют интерес при создании быстродействующих электронных и оптоэлектронных приборов. Структурам на основе GaAs и InP (InAs/GaAs, GaAs/InP и InP/GaInP) посвящено много работ [1], тогда как структуры Si/SiGe/Si изучены значительно слабее.

В данной работе исследовались гетероструктуры Si/SiGe/Si, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на Fz-Si n-типа проводимости с разным содержанием Ge (7, 10 и 15 %) в слое SiGe. Молекулярный луч Ge был произведен термическим испарением из твердого поликристаллического Ge. Захороненный слой SiGe, имеющий толщину 14 нм, был δ-легирован В с концентрацией  $6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Буферный и верхний слои также δ-легированы бором с той же концентрацией. Толщины этих слоев составляли 80 и 38 нм, соответственно. Для обеспечения низкого поверхностного заряда и высокой концентрации носителей в слоях и в SiGe квантовых ямах была использована пассивация поверхности органическим слоем 1-octadecene.

В работе исследовались процессы динамической перезарядки уровней квантовых ям в наноразмерных структурах Si/SiGe/Si. Для исследования были использованы методы зарядовой спектроскопии глубоких уровней (Q-DLTS) в сочетании с комплексом других электрофизических методов (вольт-фарадные и вольт-амперные характеристики, временные зависимости тока). Измерения параметров структур производились в интервале температур от 80 К до 300 К.

Методом спектроскопии глубоких уровней были сняты спектры Q-DLTS. Из полученных данных были определены энергии активации, концентрации центров захвата и их эффективные сечения захвата при различных температурах. Было обнаружено, что концентрация глубоких уровней коррелирует с содержанием германия.

Из вольт-амперных характеристик были построены зависимости  $\ln(I)$  от  $1/T$  и по наклону кривых посчитаны энергии активации проводимости при разных напряжениях.

1. Н.Н. Леденцов, М.В.Устинов, В.А.Щукин, П.С.Копьев, Ж.И.Алфёров, Д. Бимберг. Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры, Физика и техника полупроводников, 1998, том 32, №4, с. 385-410.

**Явления переноса в сложных оксидах переходных металлов**

**Галеева Александра Викторовна**

*Аспирант*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия*

*E-mail: galeeva\_alex@mail.ru*

Актуальность синтеза и исследования структуры и проводимости новых соединений на основе кобальтитов с искаженной структурой перовскита обусловлена перспективой создания и оптимизации характеристик катодных материалов для высокотемпературных электрохимических устройств. Гетеровалентное замещение в катионной подсистеме может привести к искажению структуры и, как следствие, к уменьшению коэффициента термического расширения кобальтита, что важно с прикладной точки зрения. Несмотря на то, что транспортные и магнитные свойства сложных оксидов d-элементов изучаются на протяжении многих лет, механизмы переноса в новых соединениях и влияние состава на электронный транспорт подробно не изучены.

В данной работе представлены результаты исследований структуры и проводимости образцов варьированного состава  $Sr_{0.75-x}Ca_xY_{0.25}Co_{0.25}Mn_{0.75}O_{3-\delta}$  ( $0 \leq x \leq 0,6$ ), полученных твердофазным методом. Структура образцов охарактеризована методами рентгено-структурного анализа и электронной дифракции. Электрофизические измерения проведены в температурном интервале от 4,2К до 1173К в статических и переменных электрических полях в диапазоне частот от 20Гц до 1МГц.

Образцы при комнатной температуре кристаллизуются в орторомбической фазе. Наблюдаемое уменьшение среднего размера элементарной ячейки при увеличении содержания кальция  $x$  связано с меньшим ионным радиусом иона кальция по сравнению с ионом стронция. Повышение температуры и уменьшение  $x$  приводит к снижению степени искажения структуры. Для образца состава  $x = 0$  при  $T = 670$ К наблюдается структурный переход в кубическую систему.

Температурные зависимости удельного сопротивления  $\rho$  всех образцов демонстрируют монотонный рост при понижении температуры. Однако механизмы транспорта, отвечающие такому росту, изменяются при изменении температуры. Зависимость  $\rho(T)$  при  $T > 300$ К может быть описана в рамках поляронной модели. Для образцов с малым содержанием кальция  $x = 0$  и  $x = 0,1$  аппроксимировать экспериментальную зависимость в соответствии с формулой для транспорта поляронов

$$\rho = \rho_0 T \exp\left(\frac{E_a}{kT}\right)$$

с постоянной энергией активации  $E_a$  во всем высокотемпературном интервале не удастся. Изменение энергии активации наблюдается при температуре 670К, совпадающей с температурой структурного перехода для состава  $x = 0$ . Рост энергии активации поляронов, определенной в области температур 300К–670К, по-видимому, связан с увеличением степени искажения структуры при увеличении содержания кальция. В области температур ниже 250К температурные зависимости сопротивления могут быть аппроксимированы законом Мотта для прыжковой проводимости с переменной длиной

прыжка. При  $T < 50\text{K}$  наблюдается степенная частотная зависимость действительной части адмиттанса, что дополнительно указывает на прыжковый механизм проводимости в исследуемых образцах. Частотные зависимости компонент полного импеданса при  $T < 77\text{K}$ , проанализированные в координатах Найквиста  $\text{Im}Z(\text{Re}Z)$ , позволяют допустить существование одного доминирующего механизма транспорта в области низких температур, которому в рамках аппроксимации эквивалентных электрических схем может соответствовать параллельный  $RC$ -контур. Диэлектрическая проницаемость, рассчитанная из экспериментально определенных значений емкости образцов, составляет  $\sim 30$ .

#### Слова благодарности

Автор выражает благодарность к.х.н. С.Я. Истомину и Ф.С. Напольскому за предоставленные образцы, характеризацию их структуры и обсуждение экспериментальных данных, д.ф.-м.н. А.А. Гишпиусу за предоставленную возможность провести высокотемпературные измерения проводимости, д.ф.-м.н. Л.И. Рябовой за обсуждение результатов работы.

#### Особенности образования радиационных дефектов в кремнии, имплантированном низкоэнергетическими ионами водорода

*Гиро Алексей Владимирович*

*Аспирант*

*Белорусский государственный университет, Физический факультет, Минск, Белоруссия*

*E-mail: hiro@me.by*

При облучении кремния частицами образуются пары Френкеля, часть из которых рекомбинирует, а остальные участвуют в формировании устойчивых дефектов, таких как дивакансия, комплекс кислород-вакансия (А-центр) и легирующая примесь-вакансия (Е-центр). Однако облучение ионами  $\text{H}^+$  имеет некоторые особенности. С одной стороны, водород сам выступает в качестве эффективной ловушки для компонент пар Френкеля, существенно понижая скорость введения радиационных дефектов (РД). С другой стороны, при взаимодействии с РД водород либо пассивирует их, либо частично изменяет их электрические свойства. Целью данной работы являлось сравнительное исследование процессов образования РД в кремнии, облученном ионами  $\text{H}^+$  и  $\gamma$ -квантами  $^{60}\text{Co}$ .

Исследования проводились на (Mo-Si) диодах Шоттки, где активным базовым слоем являлся эпитаксиальный кремний, легированный фосфором, с удельным сопротивлением  $\rho=1,2\text{ Ом}\cdot\text{см}$  и толщиной  $x=5\text{ мкм}$ . Облучение ионами  $\text{H}^+$  с энергией  $300\text{ кэВ}$  и дозой  $1 \cdot 10^{15}\text{ см}^{-2}$  проводилось с планарной стороны через многослойный (Ag-Ni-Mo) контакт. Расчет показал, что максимум в распределении внедренных ионов и РД локализован в базе при  $x \approx 1,55\text{ мкм}$  от плоскости перехода. Параметры РД определялись методом DLTS.

Были получены спектры DLTS в образце, облученном ионами  $H^+$ . Сразу после облучения в спектре наблюдается только один пик со значениями энергии активации  $\Delta E = 0,4$  эВ и сечением захвата электронов  $\sigma = 8,3 \cdot 10^{-15} \text{см}^2$ . Также обнаружено возрастание амплитуды пика с увеличением температуры регистрации. Этот эффект обусловлен изменением концентрации заряженных глубоких уровней в скоплениях дефектов с изменением температуры [1]. Однако, для скопления дефектов, образованных быстрыми нейтронами реактора, амплитуда пика падает с ростом температуры регистрации [2]. В нашем же случае наблюдается обратный эффект, что объясняется образованием при протонном облучении областей с невысокой, меньше исходного уровня легирования плотностью смещения. Такие области скопления дефектов неустойчивы [3], и выдержка облученных образцов при комнатной температуре приводит к их развалу и появлению изолированных точечных дефектов, амплитуды пиков которых не зависят от температуры регистрации.

На рис.1 представлены нормированные спектры DLTS для диодов Шоттки, облученных  $\gamma$ -квантами  $^{60}\text{Co}$  и ионами  $H^+$ . Найденные значения параметров дефектов и их идентификация приведены в таблице 1. Также производился изохронный отжиг исследуемых дефектов (рис.2). Из анализа полученных результатов следует, что при обоих видах облучения вводятся А-центры (1), Е-центры (4) и незначительное количество дивакансий (2). К особенностям протонного облучения можно отнести появление нового дефекта с уровнем  $E_c - 0,31$  эВ и более низкий относительный вклад А-центра, который доминирует в спектре DLTS при  $\gamma$ - и электронном облучении. С учетом этого можно предположить, что образование водородосодержащего дефекта с уровнем  $E_c - 0,31$  эВ происходит за счет А-центра. Показано [4], что низкотемпературное введение водорода в процессе химической полировки кремния, предварительно облученного электронами, приводит к сокращению А-центров за счет присоединения к ним атома водорода и образования нового дефекта с уровнем  $E_c - 0,31$  эВ, идентифицированного, как VОН-комплекс. Полученные нами данные по изохронному отжигу также свидетельствуют в пользу механизма пассивации А-центра. Видно, что отжиг VОН-комплекса сопровождается восстановлением А-центра. В то же время отжиг А-центра в образце, облученном  $\gamma$ -квантами, протекает без увеличения его концентрации.

Таким образом установлено, что при облучении кремния ионами водорода образуются области скопления дефектов с невысокой смещения. Эти области термически неустойчивы и распадаются после выдержки образцов при комнатной температуре с образованием А-, Е-центров и водородосодержащего дефекта. Этот дефект образуется путем присоединения атома водорода к А-центру, так как при его отжиге происходит восстановление последнего.

## Литература

1. Антонова И.В., Васильев А.В., Панов В.И. и др // ФТП.- 1988.- Т.22, в.6.- С.998.
2. Камышан А.С., Литвинов В.В. Паракневич Е.В. и др. // ВИТТ-99. Мат.3 междунар. конф., Минск, 6-8 октября 1999 г.- С.17.
3. Коноплева Р.Ф., Остроумов В.Н. Взаимодействие заряженных частиц высоких энергий с германием и кремнием.- М.- Атомиздат, 1975.- 127 с.
4. Ohmura.Y., Takahashi K., Saitah H., et al. // Physica B.- 1999.- V.273-274.- P.228.

Таблица 1

Основные параметры уровней радиационных дефектов в кремнии, облученном ионами  $H^+$  и  $\gamma$ -квантами

Номер пика	Энергия уровня, эВ	Сечение захвата, $10^{-15} \text{ см}^2$	Температура отжига, $^{\circ}\text{C}$	Идентификация
1	$E_c-0,165$	$5 \pm 2$	350	А-центр
2	$E_c-0,21$	0,1	-	дивакансия
3	$E_c-0,31$	1,6	250	Н-центр
4	$E_c-0,42$	$1 \pm 0,3$	150	Е-центр

Рис. 1

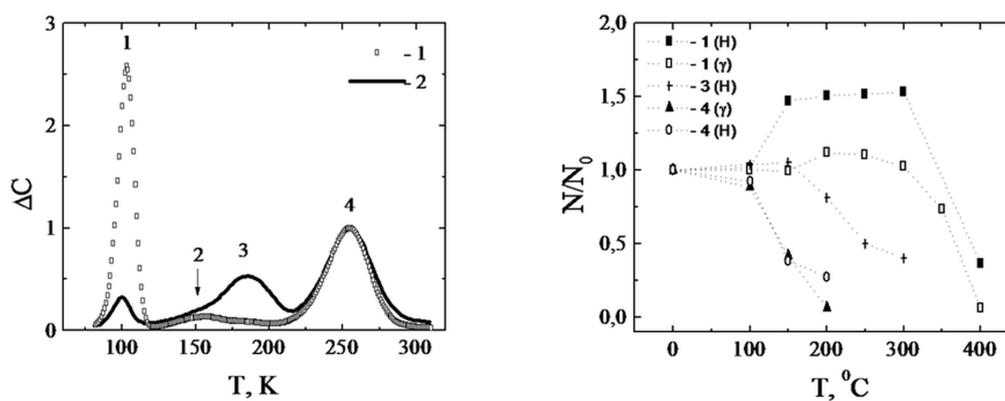


Рис.1. Спектры DLTS для диодов Шоттки, облученных  $\gamma$ -квантами (1) и ионами водорода (2).

Рис.2. Изохронный (20 мин) отжиг соответствующих пиков DLTS, представленных на рис.1. Вид облучения указан в скобках.

Рис. 2

**Особенности гидростатического отклика слоистых пьезокомпозитов на основе  
монокристалла  $0.67\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3-0.33\text{PbTiO}_3$**

**Глушанин Сергей Валентинович**

*старший научный сотрудник, кандидат технических наук*

*Южный федеральный университет, НКТБ «Пьезоприбор», Ростов-на-Дону, Россия  
glushanin@inbox.ru*

Кристаллы твердых растворов релаксоров-сегнетоэлектриков  $(1-x)\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3-x\text{PbTiO}_3$  (PMN- $x$ PT) относятся к новому поколению функциональных материалов с высокой пьезоактивностью. Создаваемые на основе этих кристаллов композиты обладают уникальным сочетанием электромеханических свойств, что способствует их использованию в различных областях пьезотехники (Topolov and Bowen, 2009).

Предложенные модели слоистых композитов на основе монокристалла PMN-0.33PT (рис. 1) позволяют прогнозировать с помощью матричного метода поведение ряда эффективных гидростатических параметров – пьезомодуля  $d_h^*$ , пьезокоэффициента  $g_h^*$ , коэффициента электромеханической связи  $k_h^*$  и др. Расчет эффективных гидростатических параметров производится с учетом объемной концентрации компонентов и пор, формы пор в полимере, ориентации векторов спонтанной поляризации и остаточной поляризации относительно внешнего электрического поля  $E$  и других факторов.

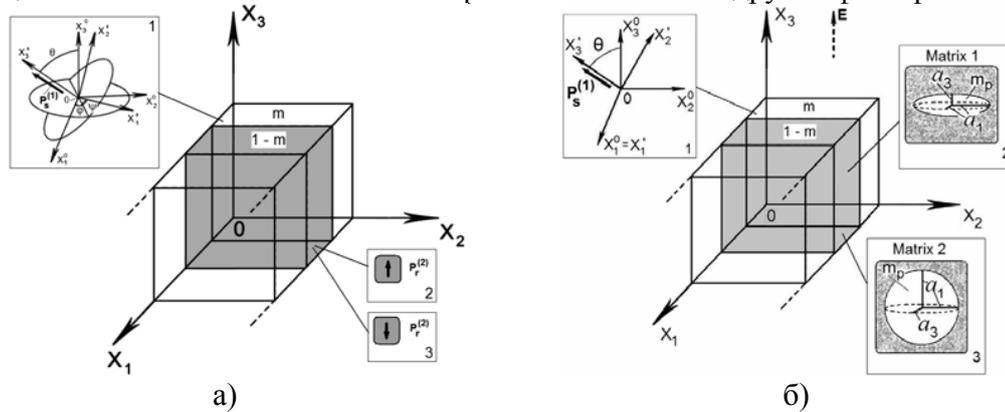


Рис. 1. Схематическое изображение 2–2-композита «кристалл – пьезоактивный полимер» (а) и 2–2–0-композита «кристалл – пористый пьезопассивный полимер» (б).  $X_1X_2X_3$  – прямоугольная система координат,  $m$  и  $1-m$  – объемная концентрация кристалла и полимера (пористого полимера) соответственно.  $\varphi$ ,  $\psi$ , и  $\theta$  – углы Эйлера, описывающие поворот главных кристаллографических осей монокристалла.  $m_p$  – объемная концентрация сфероидальных пор. Вектор спонтанной поляризации  $P_r^{(2)} \uparrow\uparrow OX_3$  или  $P_r^{(2)} \downarrow\downarrow OX_3$ .  $a_1$  и  $a_3$  – полуоси сфероидальных пор (Topolov and Glushanin, 2009; Topolov et al., 2009).

Прогнозируются высокие гидростатические пьезоактивность и пьезочувствительность 2–2-композита на основе монокристалла PMN-0.33PT. Предложенные модели 2-2-композита (рис. 1) позволяют определить оптимальное сочетание эффективных гидростатических параметров и проследить корреляцию между ними.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке в рамках темы НИР 11.01.09ф.

### Литература

1. Topolov V.Yu., Bowen C.R., 2009, Electromechanical properties in composites based on ferroelectrics, Springer, London.
2. Topolov V.Yu., Glushanin S.V., 2009, Features of the hydrostatic piezoelectric response of a novel 2–2–0 composite based on single-domain  $0.67\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3-0.33\text{PbTiO}_3$ , Composites Science and Technology, vol. 69, no. 15-16, pp. 2532-2537.
3. Topolov V.Yu., Bowen C.R., Glushanin S.V., Panich A.E., 2009, Electromechanical coupling in the novel 2–2 parallel-connected PMN-0.33PT single-domain crystal/polymer composite, Ferroelectrics, vol. 393, no. 1, pp. 27-37.

**Фундаментальные исследования МОС-гидридных AlGaSiAs/GaAs(100)  
гетероструктур**

*Глотов Антон Валерьевич*

*Аспирант*

*Воронежский государственный университет, Физический факультет, Воронеж,  
Россия*

*E-mail: antglotov@gmail.com*

Последние годы усилия технологов, исследователей и теоретиков сконцентрированы на изучении физических свойств полупроводниковых твердых растворов  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . Разработка любого устройства, базирующегося на данном материале, требует от последнего определенных и стабильных электрических и оптических свойств. Существенно изменять такие свойства можно посредством введения небольшого количества примесей и дефектов. Среди дефектов в полупроводниках есть примеси, широко используемые как легирующие, для управления типом проводимости и электросопротивлением, которые хорошо известны как “мелкие” доноры и акцепторы. В тоже время существуют в большом количестве дефекты, называемые “глубокими” центрами. К ним относят, во-первых, те, энергия которых может лежать вблизи середины запрещенной зоны, а, во-вторых, дефекты, свойства которых похожи на свойства дефектов с глубокими уровнями.

В то время как SiGa в GaAs оказывается прекрасным примером водородоподобного донора, Si может также встраиваться в твердые растворы  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , содержащие более 25давлению, в виде глубокого донора, называемого DX-центром, который обладает совершенно другими свойствами, чем мелкий донор. Именно DX-центры, в наши дни вызывают большой интерес у исследователей, так как они приводят к устойчивой фотопроводимости или захвату горячих электронов, поэтому необходимость более детального изучения микроструктурных свойств таких дефектов, их взаимосвязь с оптическим экспериментом в структурах с высоким уровнем легирующей донорной примеси является весьма актуальным вопросом на данный момент у исследователей и поднятые в преамбуле вопросы являются целью нашей работы.

Тестируемые образцы, представляли собой гетероструктуры  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}:\text{Si}/\text{GaAs}(100)$  и гомоэпитаксиальные структуры  $\text{GaAs}:\text{Si}/\text{GaAs}(100)$ , выращивались для создания туннельного перехода на установке МОС-гидридной эпитаксии «EMCORE GS 3/100» в вертикальном реакторе с высокой скоростью вращения подложкодержателя.

Детальный анализ экспериментальных и расчетных результатов, полученных методами рентгеновской дифракции, ИК-спектроскопии на отражение, элементного анализа, Холловских измерений позволяет сделать заключения о микроскопических свойствах исследованных структур с различным содержанием легирующего донора Si.

Во-первых, как показали результаты рентгеноструктурного анализа, параметр кристаллической решетки как гомоэпитаксиальной пленки GaAs:Si так и твердого раствора  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}:\text{Si}$  сильно зависит от концентрации введенной донорной примеси. Из эксперимента следует, что высокий уровень легирования кремнием эпитаксиальных пленок GaAs и  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  не влияет на качество их кристаллической структуры. На это указывает тот факт, что дифракционные  $K\alpha_{1,2}$  – дублеты от твердых растворов и гомо-

эпитаксиальных пленок GaAs имеют сравнимую полуширину и интенсивность с  $K\alpha_{1,2}$  – дублетами от монокристаллической подложки GaAs(100). Однако, следует отметить, что при достаточно близких концентрациях кремния в эпитаксиальной пленке (0,1 – 1 ат.принимает значения в довольно широких пределах: от близкого к значению неупорядоченного твердого раствора и до значений близких к параметру GaAs или даже меньше этой величины.

Однозначно, что в твердом растворе  $Al_xGa_{1-x}As$  атомы кремния могут замещать не только галлий, но и алюминий в металлической подрешетке. Понятно, что при замещении атома алюминия атомом донорной примеси при одной и той же концентрации атомов алюминия и галлия в твердом растворе параметр кристаллической решетки  $Al_xGa_{1-x}As$  будет меняться в меньшую сторону сильнее, нежели при замещении галлия в виду существенной разницы атомных радиусов последних. Кроме того, при высоких концентрациях кремния примесь может вести себя и как амфотерная, замещая атомы мышьяка. Анализ полученных данных о концентрациях элементов в МОС-гидридных эпитаксиальных пленках указывает на разные возможности в поведении кремния при замещении им элементов твердого раствора  $Al_xGa_{1-x}As$ .

Сопоставляя экспериментальные результаты, полученные методом ИК-спектроскопии, с информацией из литературных источников, мы можем сделать следующие выводы. Как следует из эксперимента, частоты ТО мод основных колебаний практически не изменяются как с увеличением концентрации кремния, так и с изменением параметра решетки для эпитаксиальных пленок с близким составом. Однако, при этом изменяется интенсивность и форма спектральных линий основных фононных мод, а также появляются дополнительные колебательные моды.

Обнаруженные дополнительные моды колебаний в ИК-спектрах отражения гетероструктур  $Al_xGa_{1-x}As:Si/GaAs(100)$  с  $x$  0.25 и  $x$  0.40, локализованные около  $395\text{см}^{-1}$ , указывают на факт разупорядочения эпитаксиальных слоев. Так, согласно литературным данным, проявившиеся колебательные моды с частотами близкими к  $385\text{см}^{-1}$  могут возникать вследствие того, что атомы кремния Si занимают места атомов металлической подрешетки. Однако, в тоже время амфотерный характер примеси может проявиться в том, что кремний садится на позиции мышьяка в сфалеритной решетке, следствием чего будут возникающие в спектрах колебания с частотами  $399\text{см}^{-1}$ .

Как уже было отмечено в спектрах гетероструктур с твердыми растворами с  $x$  0.40 помимо основных колебаний появляется дополнительная колебательная мода с частотой  $\omega$   $291\text{см}^{-1}$ . Интенсивность этой фононной моды возрастает с увеличением концентрации кремния в твердом растворе.

Вероятнее всего, обнаруженная в ИК-спектрах отражения эпитаксиальных гетероструктур  $Al_xGa_{1-x}As:Si/GaAs(100)$  фононная мода с частотой  $\omega$   $291\text{см}^{-1}$  и совпадающая по частоте с продольным LO оптическим фононом GaAs возникает вследствие расщепления ТО и LO фононов моды Ga – As. Это может быть вызвано изменением стехиометрии твердого раствора, которое может происходить в случае образования DX – центров в твердом растворе  $Al_xGa_{1-x}As:Si$ , сопровождающимся разрывом связи донор-кристалл и смещением атома донора, изменением длин связей в кристаллической решетке, уменьшением ее параметра.

Зафиксированные в проведенных нами экспериментах все вышеперечисленные изменения, происходящие в высоколегированных твердых растворах  $Al_xGa_{1-x}As$ , не только

ведут к перестройке электронной плотности и образованию глубоких уровней с последующей релаксацией кристаллической решетки твердого раствора, но и как главное следствие указывают на образование четверного раствора замещения типа  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x-y}\text{Si}_y+z\text{As}_{1-z}$  выращенный на подложке GaAs(100).

#### Слова благодарности

Автор благодарит сотрудника кафедры Физики твердого тела и наноструктур П.В. Середина за ценные советы при обсуждении результатов.

#### Плазменный разряд в растворе $\text{H}_2\text{SO}_4$ на поверхности GaAs и InAs

*Журавлева А.В., Явтушенко И.О.*

*Студент*

*УлГУ, Инженерно-физический факультет высоких технологий, Ульяновск, Россия*

*E-mail: anetta-sky@rambler.ru*

Электрическая обработка металлов и полупроводников в кислородосодержащих ионных растворах может способствовать радикальному изменению их поверхностных свойств. Одним из таких методов обработки является весьма эффективная электролитно-плазменная обработка материалов. В работе анализируются особенности формирования плазменных разрядов на полупроводниковых соединениях GaAs, InAs.

В качестве материала рабочего электрода использовались монокристаллы GaAs и InAs (4x4x25 мм<sup>3</sup>). Боковая поверхность исследуемого образца предварительно покрывалась электротехническим непроводящим лаком марки МЛ-92. Вторым электродом, располагавшимся вертикально над первым, являлся графит особой чистоты, имеющий форму цилиндра (диаметр=20 мм, L=45 мм). Электролитом являлся однопроцентный раствор химически чистой серной кислоты ( $\text{H}_2\text{SO}_4$ ).

В работе проведены исследования ВАХ и спектральных характеристик анализируемых полупроводниковых структур с качественной и количественной оценкой структур участвующих в формировании межэлектродных плазменных разрядов в электролите. На спектрах всегда присутствуют линии, присущие атомам материала испаряющего электрода.

При анализе спектрограммы плазменного излучения GaAs в водном растворе  $\text{H}_2\text{SO}_4$  было выявлено присутствие не только пиков атомарных веществ (например, S- сера), но и пиков излучения молекулярных соединений. Общий вид данных соединений можно представить в виде  $\text{Ga}_m\text{X}_n$  (X- водород, кислород или сера, а m, n- коэффициенты, зависящие от валентности). При катодной поляризации электрода содержание водорода велико, следовательно, основными молекулярными соединениями являются - гидрид галлия  $\text{Ga}_2\text{H}_6$  или сульфид галлия  $\text{Ga}_2\text{S}_3$ , рис.1

Ряд молекулярных соединений был обнаружен и при анализе спектров на InAs (соединения типа  $InkYi$ : Y- кислород или сера, а k,i- коэффициенты, зависящие от валентности). При катодной поляризации из-за малого содержания кислорода, преимущественным является соединение  $In_2S_3$ . Основными элементами, участвующими в процессе горения в случае полупроводников, являются гидриды или сульфиды галлия и сульфиды индия, рис.2.

В ходе эксперимента было замечено, что в зависимости от исследуемого образца различался цвет горения плазмы. Для полупроводников GaAs, InAs- фиолетовый цвет и белый с зеленым оттенком, соответственно.

При снятии ВАХ до напряжений порядка 30В использовался гальваностатический режим, затем потенциостатический. При напряжениях более 30В формируется плазменный разряд, поэтому в проделанной работе уделяется особое внимание процессу образования плазмы на поверхности GaAs, InAs. Возбуждение плазмы происходит при достаточно плотной пассивации поверхности электрода газовыми пузырьками. О степени пассивации поверхности электрода газовыми пузырьками можно судить по виду ВАХ, снятых относительно неполяризуемого Pt электрода сравнения и представленных на рис.3.

Все анодные кривые (вставки на рис.3) характеризуются некоторым значением потенциала, превышение которого сопровождается резким ростом плотности тока. Для рассматриваемых образцов GaAs и InAs пороговым значением потенциала является напряжение 5В, с которого начинается резкое возрастание тока. Эти напряжения связаны с пробоем области пространственного заряда (ОПЗ), который из-за неоднородности окисной пленки вначале носит точечный характер, приобретая по мере увеличения U лавинный, что сопровождается постепенным снижением электрического сопротивления, а, следовательно, и падением напряжения в области ОПЗ. Дальнейший рост потенциала вплоть до 40В сопровождается активным выделением газа на электроде, приводящим в конечном итоге к 93...95электрода газовыми пузырьками. В этой области начинается зарождение плазменного разряда при экстремальных плотностях тока, вследствие пассивации поверхности исследуемого электрода.

Таким образом, в формировании плазменного разряда на поверхности полупроводникового электрода, важную роль играют процессы пузырькового экранирования поверхности, электронного строения поверхности полупроводника. Спектральные характеристики позволили определить основные различия элементного состава плазменного разряда.

### Иллюстрации

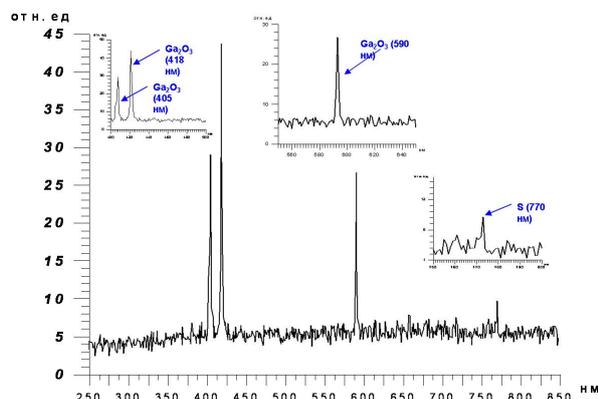


Рис. 1

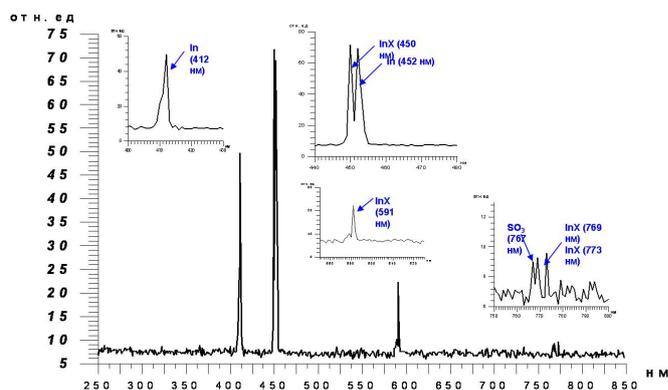


Рис. 2

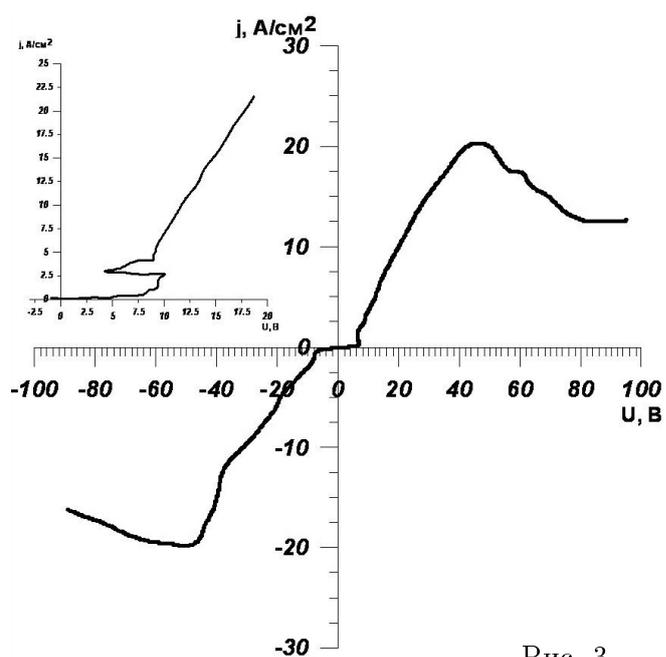


Рис. 3

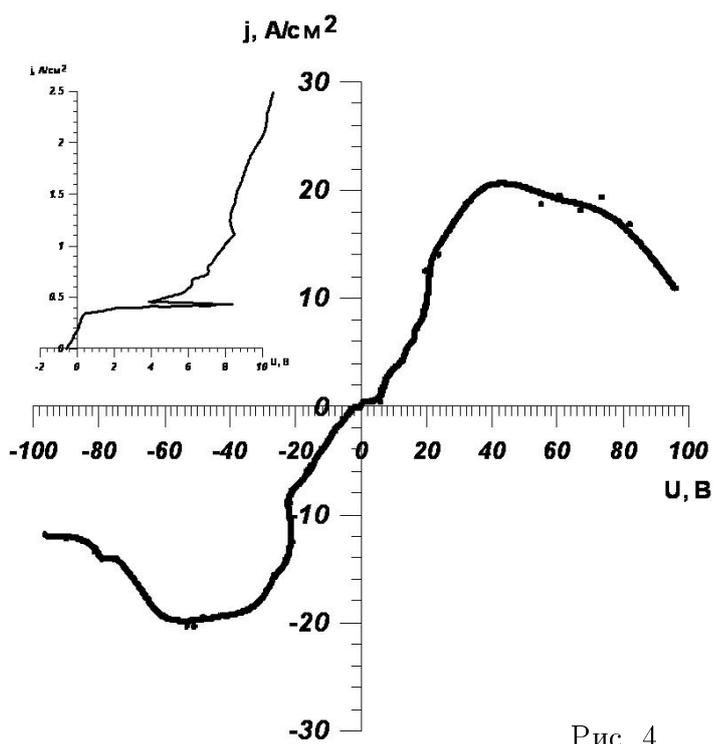


Рис. 4

**Разработка интерфейса ввода данных для программного комплекса по анализу устройств сверхпроводящей электроники (PSCAN)**

*Колотинский Николай Васильевич*

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия  
E-mail: nkolotinsky@gmail.com*

Разработка высокотехнологичных устройств сверхпроводящей электроники является одной из приоритетных задач современной науки и техники [1,4].

Часто при создании сложных электронных устройств используют методы математического моделирования, которые позволяют получать предсказуемые свойства устройства, а также оценивать влияние различных параметров без проведения экспериментальных исследований.

Одним из примеров применения математических методов моделирования для создания устройств сверхпроводящей электроники может служить программный комплекс PSCAN, разработанный в лаборатории криоэлектроники физического факультета МГУ [1].

Целью работы является разработка интуитивно понятного интерфейса графического редактора, предназначенного для преобразования визуального изображения электронных схем сверхпроводящей электроники, а также параметров элементов этих схем в файл установленного формата, который затем обрабатывается в программном комплексе PSCAN.

Программный комплекс PSCAN позволяет производить численный анализ схем: вычисление вольт-амперных характеристик (ВАХ) и других усредненных во времени величин, моделирование динамики, построение различных фазовых плоскостей и т.д.

В применяемом в настоящее время интерфейсе описание структуры электронной схемы осуществляется посредством использования собственного внутреннего языка программного комплекса. На основе описания создается файл, содержащий данные, позволяющие провести численное моделирование и анализ описанного устройства. Блок-схема комплекса PSCAN представлена на рис. 1.

Функционально используемый интерфейс удовлетворяет всем предъявляемым к нему требованиям, за исключением того обстоятельства, что описание структуры не является интуитивно понятным, что может вызывать затруднения при использовании комплекса PSCAN.

В связи с этим в предлагаемой работе был создан интуитивно-понятный графический интерфейс.

Разработанная программа позволяет создавать файл в формате, необходимом для дальнейшей работы с комплексом PSCAN. При этом выполнено условие полной совместимости созданного интерфейса с комплексом PSCAN. Кроме того, программа обладает рядом новых возможностей, в частности возможностью использования при построении электрических схем новых элементов, таких как «прямое соединение», «точка соединения проводников», «земля».

Программа написана на объектно-ориентированном языке высокого уровня C++ [2] с использованием технологии Windows API [3, 6].

Графический интерфейс (см. рис. 2) обладает следующими возможностями:

1) выполнение графического построения произвольных электрических схем устройств сверхпроводящей электроники при помощи специально разработанного инструментария (см. рис. 3);

2) осуществление ввода стандартных графических элементов, используемых в программном комплексе PSCAN, а именно элементов «резистор», «индуктивность», «конденсатор», «трансформатор», «генератор тока», генератор напряжения, «генератор разности фаз» и элемент «джозефсоновский контакт»;

3) осуществление ввода специально разработанных для этого интерфейса элементов – «прямое соединение», «точка соединения проводников» и элемент «земля»;

4) при построении схемы существует возможность задавать параметры элементов и модель их описания, используя арифметические выражения, численные константы и различные переменные (см. рис. 4, 5);

5) создание результирующего файла в формате, обеспечивающим полную совместимость с существующим программным комплексом PSCAN;

6) возможность описания величин, подлежащих вычислению в ходе анализа схемы в программном комплексе PSCAN (ток через элемент, разность фаз на элементе, фаза в определенном узле, напряжение на элементе и т.д.);

7) автоматизирован вывод графического изображения электрической схемы устройств в общепринятых форматах, таких как JPEG, PNG, GIF. Данная функция реализована на базе программной библиотеки GD Graphics Library [5].

В процессе дальнейшей работы над программой предполагается реализовать возможность получения конечного файла, позволяющего осуществить совместимость графического интерфейса с другими программными продуктами, в частности с программой измерения индуктивности L-METER, разработанной ранее в лаборатории криоэлектроники.

Также предполагается, что с помощью разрабатываемого функционала программы пользователю может быть предоставлена возможность создавать собственные сложные элементы (макроэлементы) с использованием стандартных «библиотечных» элементов. Такие макроэлементы позволят избежать выполнения однотипных операций при создании графических изображений электрических схем.

### Литература

1. Корнев В.К., Платов К.К., Полонский С.В., Семенов В.К. Руководство по работе с программным комплексом PSCAN. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1998.
2. Страуструп Б., Язык программирования C++. Специальное издание. СПб.: Изд-во Невский Диалект, 2008.
3. Харт Дж., Системное программирование в среде Windows. Изд. 3-е. М.: Издательский дом «Вильямс», 2005.
4. Kornev V. K., Arzumanov A. V., Numerical Simulation of Josephson-Junction System Dynamics in the Presence of Thermal Noise, Inst. Physics Conf. Ser., No 158, IOP Publishing Ltd (1997), pp. 627-630.

5. GD Graphics Library: <http://www.libgd.org/>
6. MSDN Library: <http://msdn.microsoft.com/en-us/library/default.aspx>

### Слова благодарности

Выражаю искреннюю благодарность своим научным руководителям - д.ф.-м.н. Виктору Константиновичу Корневу и к.ф.-м.н. Николаю Викторовичу Кленову.

### Иллюстрации



Рис. 1: Блок-схема программного комплекса PSCAN.

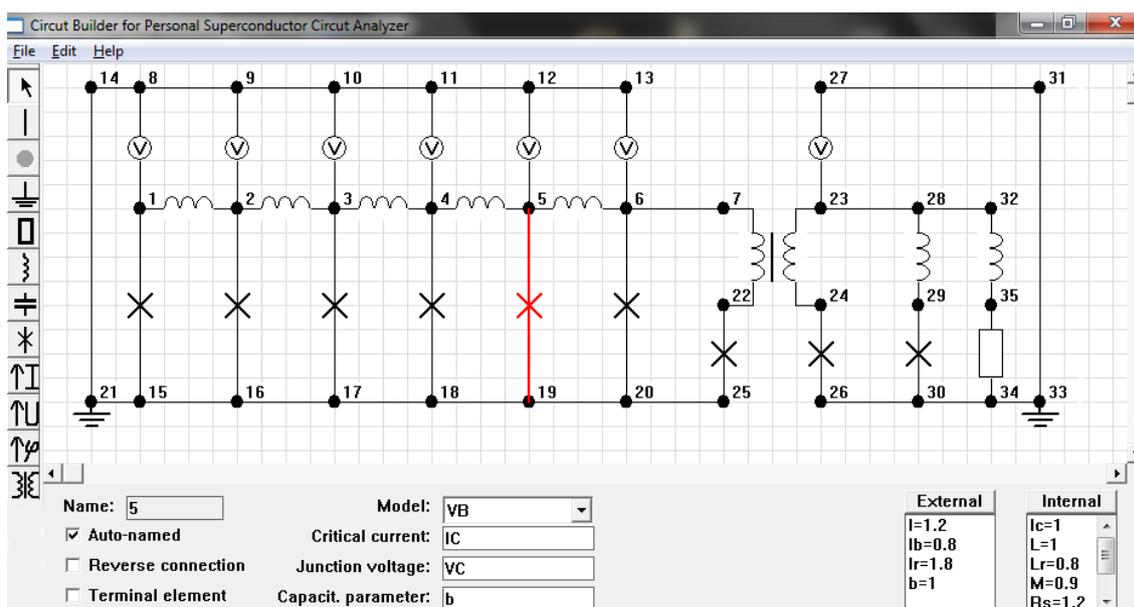


Рис. 2: Общий вид интерфейса.



Рис. 3: Панель инструментов.

Name: <input type="text" value="5"/>	Model: <input type="text" value="VB"/>	<b>External</b>	<b>Internal</b>
<input checked="" type="checkbox"/> Auto-named	Critical current: <input type="text" value="IC"/>	I=1.2	Ic=1
<input type="checkbox"/> Reverse connection	Junction voltage: <input type="text" value="VC"/>	Ib=0.8	L=1
<input type="checkbox"/> Terminal element	Capacit. parameter: <input type="text" value="b"/>	Ir=1.8	Lr=0.8
		b=1	M=0.9
			Rs=1.2

Рис. 4: Панель ввода данных.

Edit INTERNAL variables

Ic=1	Up
L=1	Down
Lr=0.8	
M=0.9	
Rs=1.2	
Ls=1	
VC=1	Edit
	Delete
	OK

VC = 1

Set Cancel

Рис. 5: Окно задания переменных.

## Определение констант электрон-фононного взаимодействия из температурных зависимостей сверхпроводящих щелей в соединении $\text{MgB}_2$

С.А. Кузьмичёв<sup>1</sup>, Т.Е. Шаныгина<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Младший научный сотрудник, <sup>2</sup>специалист

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет,  
кафедра физики низких температур и сверхпроводимости*

*E-mail: kuzmichev@mg.phys.msu.ru*

Впервые система щелевых уравнений для двухщелевого сверхпроводника была получена независимо Москаленко [1] и Сулом [2]:

$$\Delta_i = \sum_{j=1,2} \lambda_{ji} \Delta_j F(\Delta_j), \text{ где } F(\Delta_i) = \int_0^{\omega_D} \frac{dE}{\sqrt{E^2 + \Delta_i^2}} \times \tanh \frac{\sqrt{E^2 + \Delta_i^2}}{2k_B T},$$

$\Delta_i$  – энергия сверхпроводящей щели в  $i$ -ой зоне,  $\omega_D$  – характерная энергия фононного спектра,  $k_B$  – константа Больцмана,  $T$  – температура. Формула справедлива в интервале температур от нуля кельвинов до  $T_C$ . Двухщелевая система также характеризуется четырьмя константами электрон-фононного взаимодействия  $\lambda_{ij} = N_i V_{ij}$ . Две диагональные константы являются внутризонными, т.е. определяющими взаимодействие в каждой из зон, и две недиагональные – межзонными электрон-фононными константами. При различных значениях  $\lambda_{ij}$ , согласно теории Николая и Карботте [3], температурные зависимости обеих щелей могут меняться кардинальным образом.

В наших исследованиях использовались поликристаллические оптимально допированные образцы диборида магния с небольшим избытком магния из серии Kг. Экспериментальные значения основных параметров сверхпроводящего состояния были получены с помощью андреевской спектроскопии. Для реализации этого метода в образцах создавались точечные **SnS**-контакты на микротрещине в объеме образца при  $T = 4,2$  К по технике «break-junction». Поперечник полученных контактов составлял по оценкам от 50 до 500 нм. На производных вольтамперных характеристик (ВАХ) **SnS**-контактов возникает серия минимумов дифференциальной проводимости, которую принято называть субгармонической щелевой структурой или андреевскими рефлексамии. Энергии сверхпроводящих щелей определялись из положений этих особенностей по формуле  $V_n = 2\Delta/n e$ , где  $n$  соответствует номеру рефлекса и является натуральным числом. Для записи  $I(V)$ - и  $dI(V)/dV$ -характеристик андреевских контактов использовалась автоматическая установка на базе персонального компьютера и цифровой карты АТ-М10-16Х (фирмы NI). Исследования, проведенные нами, показывают, что, согласно опубликованным данным [4,5],  $\text{MgB}_2$  является двухщелевым сверхпроводником, а характеристическое отношение БКШ для большей щели  $\Delta_\sigma$  равно примерно  $5,5 \pm 0,5$ , что указывает на квазидвумерный характер сверхпроводимости и сильное электрон-фононное взаимодействие.

На рисунке 1 показана производная ВАХ андреевского контакта с одной из наиболее высоких локальных критических температур 41 К, измеренная в интервале температур  $4,2 \text{ К} \leq T \leq T_C$ . Для удобства рассмотрения  $dI(V)/dV$ -характеристики расположены со смещением по вертикали при увеличении температуры. На зависимости при  $T = 4,2$  К (нижняя) отмечены положения андреевских рефлексов от щелей  $\Delta_\sigma = 10$  мэВ и  $\Delta_\pi = 1,7$  мэВ. Хорошо видно, что с увеличением температуры положения минимумов смещаются в область малых напряжений, при этом щели закрываются при одной температуре. Субгармонические структуры от обеих щелей наблюдаются вплоть до  $T_C$ , пока производная не становится горизонтальной, что позволяет построить по данным этого графика температурные зависимости  $\Delta_\sigma(T)$  и  $\Delta_\pi(T)$ .

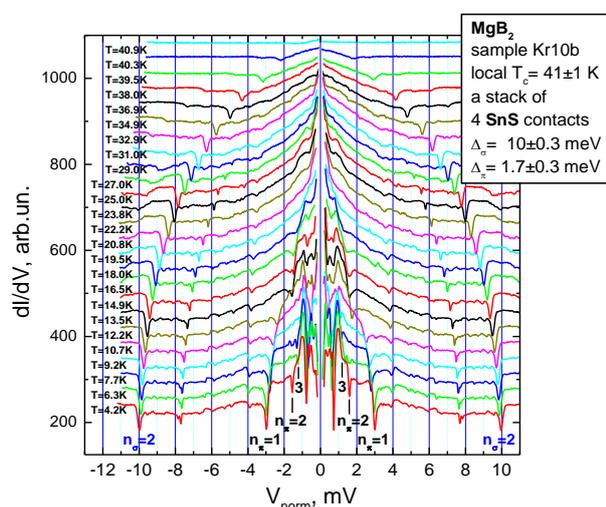
Нами были выбраны характерные для образцов  $\text{MgB}_2$  с оптимальным допированием температурные зависимости  $\sigma$ - и  $\pi$ -щелей для **SnS**-контактов (см. рис. 2). Проведенный подбор констант электрон-фононного взаимодействия  $\lambda_{ij}$  позволил добиться максимального соответствия теоретических температурных зависимостей щелей (сплошные линии), определяемых уравнениями Москаленко-Сула при нормировании собственной  $T_C$  для каждой из щелей, с нашими данными, полученными с помощью андреевской спектроскопии (точки). Хорошо видно, что из-за наличия межзонного взаимодействия ход обеих щелей отклоняется от однощелевой БКШ-зависимости, которая

показана на рис. 2 пунктирной линией. Функция  $\Delta_\pi(T)$  начинает закрываться при собственной  $T_C^\pi \sim 1/3 T_C$ , но не обращается в ноль, а тянется вплоть до общей  $T_C$  контакта. На месте закрытия малой щели зависимость большой щели  $\Delta_\sigma(T)$  прогибается (проходит ниже БКШ-зависимости). Таким образом, из величин сверхпроводящих щелей при  $T \rightarrow 0$  можно определить перенормированные внутризонные константы  $\lambda_{ii}$ , а характер прогибов на зависимостях обеих щелей позволяет подобрать значения перенормированных недиагональных констант  $\lambda_{ij}$  при помощи фитинга и учета межзонного взаимодействия [6]. Такой расчет был произведен для кривых с рис. 2:

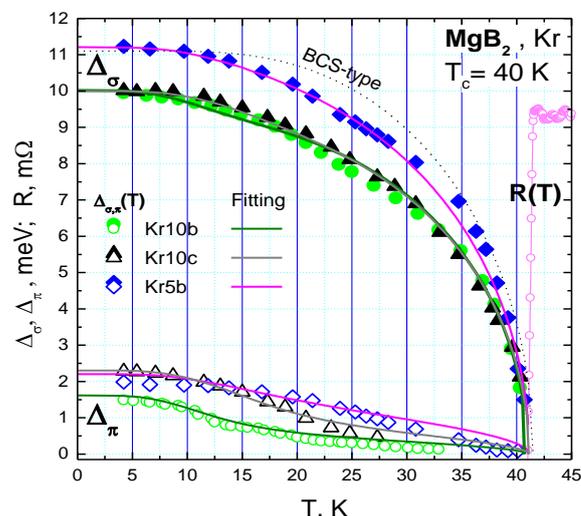
Контакт	$\lambda_{11}$	$\lambda_{22}$	$\lambda_{12}$	$\lambda_{21}$
Kr05b	0,3442	0,1931	0,01311	0,107
Kr10b	0,3446	0,2018	0,00464	0,074
Kr10c	0,3405	0,2192	0,00649	0,06756
Усредн.	0,34	0,20	0,0076	0,073

Видно, что определяющую роль в механизме сверхпроводимости  $MgB_2$  играют внутризонные константы, а отношение межзонных констант  $\lambda_{21}/\lambda_{12}$  примерно равно 10.

В заключение авторы выражают благодарность научному руководителю нашей группы Пономарёву Я.Г. за рекомендации и поддержку в проведении данных исследований.



**Рис. 1.**  $dI(V)/dV$ -характеристика андреевского контакта на базе  $MgB_2$  (стопки из 4-х слоев), измеренная в интервале температур  $4,2 \text{ K} \leq T \leq 41 \text{ K}$ . Напряжение нормировано на количество контактов. Метки соответствуют положениям андреевских рефлексов от  $\Delta_\sigma = 10 \text{ мэВ}$  (показаны синим цветом) и  $\Delta_\pi = 1,7 \text{ мэВ}$  (показаны чёрным цветом).



**Рис. 2.** Экспериментальные температурные зависимости (точки) и соответствующие им рассчитанные из уравнений Москаленко-Сула для двух зон теоретические температурные зависимости (сплошные линии) щелей  $\Delta_\sigma(T)$  и  $\Delta_\pi(T)$  для различных SnS-контактов на базе  $MgB_2$  с максимальными  $T_C \approx 40 \text{ K}$ . Однозонная БКШ-зависимость приведена для сравнения (пунктирная линия).

### Литература

1. Москаленко В.А., ФММ. 1959. No. 4. С. 503.
2. Suhl H., Matthias V.T., and Walker L.R., Phys. Rev. Lett. **3**, 552 (1959).
3. Nicol E.J., Carbotte J.P., Phys. Rev. B **71**, 054501 (2005).
4. Ponomarev Ya.G., Kuzmichev S.A., Mikheev M.G. et al., Solid State Comm. **129**, 85 (2004).
5. Пономарев Я.Г., Кузьмичев С.А., Кадомцева Н.М. и др., Письма в ЖЭТФ **79**, вып. 10, 597 (2004).
6. Каракозов А.Е., Максимов Е.Г., Пономарев Я.Г., Письма в ЖЭТФ **91**, вып. 1, 26 (2010).

Термоэлектрические свойства и зонная структура слоистых кристаллов  
BiTeI и BiTeBr

Лаврухина Зинаида Валерьевна

Студент

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический  
факультет, Москва, Россия  
E-mail: zinalavrukhina@gmail.com

В настоящее время актуальна проблема поиска эффективных термоэлектрических материалов, которые могут открыть возможность создания эффективных термоэлектрических генераторов, а также термоэлектрических охлаждающих устройств. Твердые растворы на основе  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  являются наиболее перспективными материалами с точки зрения их использования в качестве основных элементов термоэлектрических генераторов и термоэлектрических охлаждающих устройств.

В данной работе исследовались монокристаллы BiTeI и BiTeBr, выращенные методом Бриджмена. Это слоистые монокристаллы с гексагональной решеткой. Атомы в пределах одного слоя связаны ковалентно, связь между слоями обусловлена Ван-дер-ваальсовым взаимодействием.

Измерения эффекта Холла проводились в магнитном поле, параллельном оси  $C_3$  кристалла, с индукцией до 0.3 Тл при температурах 77К и 300К с использованием стандартной четырехконтактной методики. Была получена линейная зависимость отрицательной ЭДС Холла от величины магнитной индукции, что свидетельствует о наличии одного типа носителей заряда – электронов. Измерения электрического сопротивления проводились в температурном интервале от 4.2 до 300К. Результаты измерений ЭДС Холла и сопротивления позволили рассчитать холловские подвижности и концентрации носителей заряда в образцах при температурах 77 и 300К. Полученные значения составляют  $\mu^{77}=528 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{c})$ ,  $\mu^{300}=242 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{c})$ ,  $n^{77}=4.6\cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ,  $n^{300}= 4.6\cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  для BiTeI и  $\mu^{77}=1450 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{c})$ ,  $\mu^{300}=310 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{c})$ ,  $n^{77}=1.3\cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ,  $n^{300}= 1.4\cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  для BiTeBr соответственно.

Для исследуемых полупроводников были рассчитаны кривые общей и парциальной плотности состояний вблизи уровня Ферми, а так же малликеновские заряды на атомах. Совокупность данных об электронной структуре позволила сделать вывод, что атомы Bi и Te, а так же атомы в парах Bi-I и Bi-Br связаны ковалентно. Кроме того, расчеты подтверждают полупроводниковый характер энергетического спектра с непрямой запрещенной зоной.

Ранее систематические измерения термоэлектрических свойств BiTeI и BiTeBr не проводились. Известно, что при комнатной температуре термоэдс BiTeI и BiTeBr составляет 45 мкВ/К и 40 мкВ/К соответственно [1]. В настоящей работе исследованы термоэлектрические свойства BiTeI и BiTeBr. Коэффициент Зеебека отрицателен во всем температурном интервале как для BiTeI, так и для BiTeBr (рис.1а). Это и знак коэффициента Холла, указывает на то, что основными носителями заряда в исследуемых образцах являются электроны. В интервале температур от комнатной до 150К теплопроводности кристаллов практически постоянны и совпадают. При дальнейшем понижении температуры теплопроводности образцов растут, причем теплопроводность

BiTeBr растет быстрее и при  $T=13$  К достигает максимума со значением, в несколько раз превышающем теплопроводность BiTeI при той же температуре.

На основе полученных результатов была рассчитана безразмерная термоэлектрическая эффективность исследуемых монокристаллов, которая приведена на рис. 1б.

Качественно электронное строение и физические свойства обоих теллуридогалогенидов очень близки. При этом термоэлектрическая эффективность кристалла BiTeBr при комнатной температуре значительно превышает термоэлектрическую эффективность кристаллов BiTeI, главным образом, за счет большего коэффициента Зеебека при сравнимой электропроводности. Важно отметить, что термоэлектрическая эффективность BiTeBr сравнима с таковой для теллурида висмута, который является базовым материалом для изготовления термоэлектрических преобразователей, работающих при температурах близких к комнатной.

### Литература

1. Оношко Л.В., Оношко В.В., Чепур Д.В., Довгошей Н.И., Туряница И.Д., Заячковская Н.Ф., Физические Свойства BiTeI и BiTeBr // Изв. АН СССР, серия неорганические материалы. 1974. No. 10(6). С. 1137-1139.

### Слова благодарности

Автор выражает признательность доценту, к.ф.м.н. Кытину В.Г. за помощь в подготовке тезисов.

### Иллюстрации

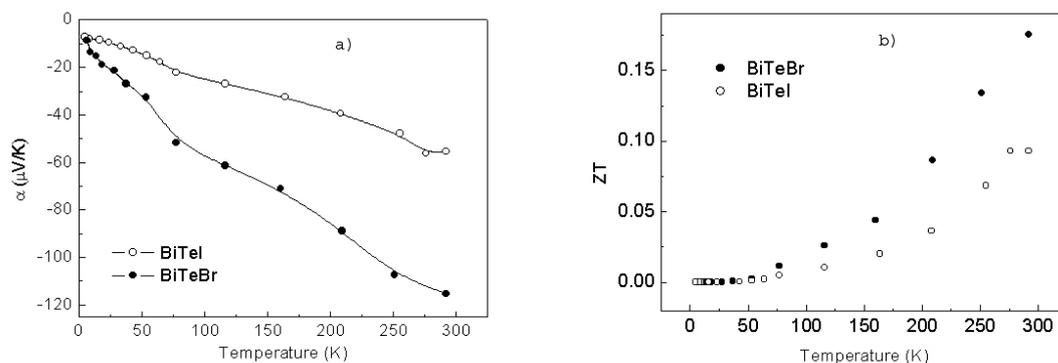


Рис. 1: а) Температурные зависимости коэффициента Зеебека BiTeI и BiTeBr б) Температурные зависимости безразмерной термоэлектрической эффективности BiTeI и BiTeBr

**Электронный транспорт в нитриде индия**

**Масюков Никита Андреевич**

Аспирант

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

E-mail: *masyukov@tdg.phys.msu.ru*

Исследование нитрида индия InN с решеткой типа вюрцита стало особенно актуально после того, как в работах [3, 4] было предложено новое значение ширины запрещенной зоны  $\simeq 0.7$  эВ, а не  $\simeq 2$  эВ, как считалось ранее. В обзорах [1, 6] подробно изложены современные экспериментальные данные, которые лежат в основе этого предположения. Меньшая величина запрещенной зоны открывает перспективы широкого применения сплавов нитрида индия и более широкозонного нитрида галлия ( $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ) в оптоэлектронике, в частности, в качестве высокоэффективных источников освещения [5]. Соответственно, возрастает интерес к исследованию электронных свойств InN и, в частности, к изучению транспортных свойств этого полупроводника в сильных электрических полях.

В данной работе численно исследован нелинейный электронный транспорт в объемном образце нитрида индия. Для вычислений применялся итерационный численный метод решения транспортного уравнения Больцмана, предложенный авторами в работе [2]. Стоит заметить, что в литературе встречаются различные наборы рекомендуемых параметров исследуемого материала. Вычисления были проведены для четырех таких наборов. Результаты моделирования сопоставлены с результатами эксперимента [7]. Для наиболее актуального набора параметров InN, который, кроме того, обеспечивает хорошее соответствие результатов вычислений и эксперимента, были рассчитаны полевые зависимости дрейфовой скорости электронов для различных температур решетки и различных концентраций свободных носителей заряда.

**Литература**

1. Давыдов В.Ю., Клочихин А.А. Электронные и колебательные состояния InN и твердых растворов  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  // Физика и техника полупроводников. 2004. Том 38. Вып. 8. С. 897-936.
2. Масюков Н.А., Дмитриев А.В. Горячие электроны в нитриде индия: новый метод численного решения задачи электронного транспорта // ВМУ. Серия 3. Физика. Астрономия. 2009. №4. С. 63-68.
3. Davydov V.Yu., Klochikhin A.A., Seisyan R.P. et al. Absorption and Emission of Hexagonal InN. Evidence of Narrow Fundamental Band Gap // Phys. Stat. Sol. (b). 2002. 229. R1-R3.
4. Davydov V.Yu., Klochikhin A.A., Seisyan R.P. et al. Band Gap of InN and In-Rich  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  alloys ( $0.36 < x < 1$ ) // Phys. Stat. Sol. (b). 2002. 230. R4-R6.
5. Humphreys C.J. Solid-State Lighting // MRS BULL. 2008. 33. P. 459-470.
6. Walukiewicz W. et. al. Structure and electronic properties of InN and In-rich group III-nitride alloys // J. Phys. D. 2006. 39. R83-R99.
7. Zanato D., Balkan N., Ridley B.K., Hill G., Shaff W.J. Hot electron cooling rates via the emission of LO-phonons in InN // Semicond. Sci. Technol. 2004. 19. P. 1024-1028.

## Релаксация диэлектрической проницаемости при низких температурах в мультиферроике $\text{Bi}_{0.80}\text{Tb}_{0.20}\text{FeO}_3$

Павелко А.А.

Аспирант

Научно-исследовательский институт физики Южного федерального университета,  
Ростов-на-Дону, Россия

E-mail: [dipoleglass@gmail.com](mailto:dipoleglass@gmail.com)

Феррит висмута  $\text{BiFeO}_3$  является представителем обширного класса мультиферроиков – материалов, сочетающих в себе сегнетоэлектрические, ферромагнитные и сегнетоэластические свойства. Благодаря высоким значениям электрического и магнитного упорядочения (Смоленский, 1982), феррит висмута и его твердые растворы (ТР) в настоящее время подробно изучаются с целью возможного их применения в новых устройствах, основанных на взаимном контроле магнитного и электрического полей. В качестве компонентов таких ТР часто выступают редкоземельные элементы (РЗЭ). Исследования диэлектрических свойств таких ТР при температурах, значительно ниже комнатной, малочисленны, несмотря на то, что именно здесь следует ожидать проявления взаимосвязи магнитной и электрической подсистем. В связи с этим целью данной работы является исследование диэлектрических свойств ТР состава  $\text{Bi}_{0.80}\text{Tb}_{0.20}\text{FeO}_3$  в интервале температур от 140 до 290 К и частот от 0,1 Гц до 1 МГц.

Эксперимент проводили с помощью измерительного комплекса Novocontrol. Исследовались зависимости реальной  $\epsilon'(T)$  и мнимой  $\epsilon''(T)$  частей комплексной диэлектрической проницаемости неполяризованных керамических образцов состава  $\text{Bi}_{0.80}\text{Tb}_{0.20}\text{FeO}_3$ . Кривые анализируемых характеристик проходят через сильно размытые максимумы, значение которых снижается при увеличении частоты измерительного поля  $f$ , а положение на температурной шкале ( $T_m$ ) смещается в сторону больших температур. При этом при нагреве и охлаждении ниже температуры максимума  $\epsilon'$   $T_m$  наблюдается ярко выраженная частотная дисперсия. Во всем температурном интервале также имеет место значительный гистерезис между прямой и обратной зависимостью  $\epsilon'(T)$ . Полученные данные позволили построить зависимость  $f$  от  $T_m$  в координатах Аррениуса, иллюстрирующую её отклонение от линейного закона, что обуславливает применимость в данном случае соотношения Фогеля-Фулчера  $f = f_0 \exp[E_a/k(T-T_f)]$ , где  $f_0 = 1,55 \cdot 10^{12}$  Гц,  $E_a \approx 0,08$  эВ и  $T_f = 131$ К. Таким образом, наблюдаемый релаксационный процесс, по-видимому, является следствием сложного кооперативного движения, характерного для процессов стеклования.

Особо следует отметить особенность, свойственную частотной зависимости  $\epsilon''(T)$ : при охлаждении до температуры 225К диэлектрические потери обратно пропорциональны частоте измерительного поля, ниже данной температуры потери прямо пропорциональны частоте, что, согласно (Сканави, 1949), может быть связано с уменьшением проводимости и появлением в диэлектрике новых, ярко выраженных релаксационных процессов. Такая зависимость потерь от частоты измерительного поля подобна наблюдаемой другими авторами в  $\text{BiFeO}_3$  (Kamba, 2007) и, по-видимому, является характерной чертой этого соединения, в том числе, с небольшими добавками.

### Литература

- Сканави Г.И. (1949) Физика диэлектриков (область слабых полей). М.: Государственное издательство технико-теоретической литературы, 253 с.
- Смоленский Г.А., Чупис И.Е. (1982) Сегнетомагнетики // Успехи физических наук, № 137
- Kamba S., Nuzhnyy D., Savinov M. (2007) Infrared and terahertz studies of polar phonons and magnetodielectric effect in multiferroic  $\text{BiFeO}_3$  ceramics // Phys. Rev. B., V. 75, p. 024403

**Напыление буферных слоев  $\text{CeO}_2$ ,  $\text{YSZ}$ ,  $\text{Y}_2\text{O}_3$  на  $\text{Ni}(\text{W})$  подложку методом лазерной абляции для ВТСП-лент второго поколения.**

**Порохов Н.В., Чухаркин М.Л., Левин Э.Е.**

*Аспирант*

*РНИЦ 'Курчатовский институт', Физический факультет, Москва, Россия*

*E-mail: prorokhov@gmail.com*

В настоящее время в ряде коммерческих фирм и компаний успешно изготавливаются высокотемпературные длинномерные сверхпроводники второго поколения. Такой проводник представляет собой сложную пленочную структуру, нанесенную на металлическую ленту-подложку. Так компания «NKT Holding» (Дания), объявила о начале проекта по созданию трехфазного ВТСП кабеля на основе таких лент длиной 6 км. Рабочее напряжение кабеля составит 50 кВ, номинальный ток 2900 А, а передаваемая мощность достигнет 250 МВА. Американская фирма «SuperPower Inc.» изготовила ВТСП-ленту длиной 1311 м с минимальным критическим током 153 А и ленту длиной 1030 м с током 227 А. Параллельно с увеличением длины выпускаемых лент для кабелей улучшаются и их основные физические характеристики – плотность критического тока и величина критического магнитного поля. Использование ВТСП-лент в энергосистемах является одним из перспективных практических применений сильноточной сверхпроводимости [4]

Процесс изготовления ВТСП-лент становится все более доступным и технологичным, однако все еще имеется разрыв между возможностями производства и потребностью энергетиков. Кроме того, технология изготовления высокотемпературных длинномерных сверхпроводников второго поколения в России находится на стадии зарождения, и потому разработки в этой области являются особенно актуальными.

Современная ВТСП лента второго поколения имеет многослойную структуру. Она состоит из текстурированной подложки сплава  $\text{NiW}$  изготовленной по технологии RABiTS (аббревиатура от английского – Rolling - Assisted Biaxial Textured Substrate), буферных слоев и слоя ВТСП ( $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ). Одной из основных задач при изготовлении ВТСП лент второго поколения является достижение малого расхождения по параметрам элементарной ячейки кристаллической решетки подложки с осаждаемым слоем ВТСП. Для решения этой проблемы необходимо напыление промежуточных буферных слоев.

Типичная структура буферных слоев при изготовлении длинномерных проводников на текстурированном материале следующая. Сначала создается тонкий защитный буферный слой назначение этого слоя – предотвращение диффузии атомов никеля в слой  $\text{YBCO}$  и кислорода в металлическую подложку в процессе осаждения последующих слоев. Этот слой может наноситься различными способами. (PLD, IBAD) [1]. Следующий слой предназначен для согласования типа и размера кристаллических решеток защитного слоя и слоя сверхпроводника. В этом слое разориентация кристаллитов буфера в плоскости уменьшается, например, до  $7-8^\circ$  для буфера  $\text{ZrO}_2 + \text{Y}_2\text{O}_3$  (YSZ), что позволяет достигать очень хороших электрических характеристик сверхпроводника. Поэтому YSZ является хорошим материалом для буферного слоя. Этот слой оксида обычно осаждается методом PLD в вакууме при температуре порядка 700 - 800  $^\circ\text{C}$ . [2]

На данный момент в мире существует небольшое количество методов получения ВТСП лент. Среди них наиболее часто используются такие методы как: IBAD (Ion Beam Assisted Deposition) – осаждение при помощи ионного пучка), PLD (Pulsed Laser Deposition – импульсное лазерное осаждение или лазерная абляция). Метод лазерной абляции имеет ряд преимуществ. Наличие большой доли возбужденных атомов и ионов позволяет понизить температуру эпитаксиального роста, а высокая скорость образования зародышей позволяет напылять чрезвычайно тонкие сплошные пленки.[3] Этот метод позволяет гибко контролировать стехиометрию переносимого вещества на подложку при напылении многокомпонентных веществ. Осаждение с помощью ионного пучка (IBAD) было разработано компанией исследовательского центра Fujikura. Этот метод уступает методу лазерной абляции в скорости роста пленок, более дорогой и реализует более сложный процесс напыления.

Целью нашей работы было получить однослойный буферный слой для ВТСП лент второго поколения методом лазерной абляции с характеристиками не уступающим многослойным буферным структурам. В работе получены буферные слои из материалов  $\text{CeO}_2$  YSZ,  $\text{Y}_2\text{O}_3$  и исследованы их структурные и поверхностные характеристики с помощью методов рентгеновской дифракции и атомно-силовой микроскопии.

Для напыления использовалась специализированная установка PLD на основе эксимерного лазера, которая позволяет без разрыва вакуума наносить на подогреваемую до нужной температуры подложку буферный слой заданной толщины. Это существенным образом повышает качество процесса при получении образца. В процессе исследований варьировались многие параметры температура подложки в момент роста пленки, плотность энергии лазерного излучения, давление кислорода в камере, частота импульсов лазерного излучения, количество импульсов лазерного излучения подаваемых на мишень.

В результате, на подложках NiW размером  $81 \text{ мм}^2$  были получены пленки  $\text{CeO}_2$  YSZ,  $\text{Y}_2\text{O}_3$ , с рассчитанной из рентгеновских измерений величиной параметра элементарной ячейки  $a = 0,541 \text{ нм}$  для  $\text{CeO}_2$ ,  $a = 0,518 \text{ нм}$  для YSZ,  $a = 1,06 \text{ нм}$  для  $\text{Y}_2\text{O}_3$ . Шероховатость пленок соответствовала шероховатости подложки. Методом атомно-силовой микроскопии получены представленные снимки поверхностей пленок. Так же представлены и дифрактограммы образцов, полученных в ходе работы.

В результате проведенных исследований были установлены оптимальные режимы нанесения буферных слоев для ВТСП лент с требуемыми свойствами и, тем самым, создан технологический задел в разработке методики изготовления ленточных ВТСП проводов второго поколения.

Работа проводилась в рамках Государственного контракта № 01.648.12.3014 Федеральной целевой программы “Развитие инфраструктуры nanoиндустрии в Российской Федерации на 2008 - 2010 годы”.

## Литература

1. A Vannozzi, A Rufoloni, G Celentano, A Augieri, L Ciontea, F Fabbri, V Galluzzi, U Gambardella, A Mancini and T Petrisor, Cube-textured substrates for YBCO-coated conductors: microstructure evolution and stability. // Supercond. Sci. Techn. 19, 1240, (2006).

2. Yutaka Yamada, Tekemi Muroga, Hiroyuki Iwai, Teruo Izumi, Yuh Shiohara Present status and perspective of IBAD and PLD system in SRL and self-epitaxy in PLD-CeO<sub>2</sub> on IBAD seed layer. // *Physica C* 392–396 (2003) 777–782.
3. Yasuhiro Iijima<sup>1</sup>, Kazuomi Kakimoto, Yasunori Sutoh, Shoji Ajimura and Takashi Saitoh Development of long Y-123 coated conductors by ion-beam-assisted-deposition and the pulsed-laser-deposition method. // *Supercond. Sci. Technol.* vol.17 (2004) pp. S264–S268.
4. Superconductor Week: // [www.superconductorweek.com](http://www.superconductorweek.com)

#### **Слова благодарности**

Выражаю благодарность своему научному руководителю Снигиреву О. В. за всестороннюю поддержку во время выполнения работы и благодарность Полякову С. Н. за помощь в проведении экспериментов.

**Сверхпроводимость фуллеридов состава  $A_nHg_xC_{60}$  (A=K, Rb; n=2, 3; x<1), синтезированных из амальгам**

**Усанова Анастасия Александровна**

Студент

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия  
E-mail: usanova\_n@inbox.ru

Кристаллический фуллерен  $C_{60}$ , получивший название фуллерит, при интеркаливации (внедрении) в него атомов металлов образует новое вещество – фуллерид. Интеркалирование фуллерита различными металлами позволяет менять его электронные свойства от полупроводниковых до металлических, а фуллериды некоторых щелочных, щелочноземельных и редкоземельных металлов обладают сверхпроводящими свойствами. Однако, до настоящего времени остается невыясненным вопрос – в фуллеридах каких составов возможна сверхпроводимость и каковы пути повышения критической температуры  $T_c$ .

Исследованные в данной работе фуллериды синтезированы новым методом, в котором используется жидкий сплав металла с ртутью. Данный способ [1] не накладывает ограничений, связанных с растворимостью солей металлов в среде органического растворителя. Внедриться в структуру фуллерена ртуть может только с самовнедряющимся металлом, так как сама не обладает таким свойством. Для лучшей доставки металлического реагента к молекулам фуллерена и для облегчения последующей операции отделения ртути от фуллерида взаимодействие между компонентами проводилось в среде органического растворителя, в котором растворим сам фуллерен. При синтезе образцов исходное содержание ртути превышало содержание металла в 10-15 раз. В конечном продукте ее содержание меньше 1.

Для всех образцов был проведен рентгенофазовый анализ. По полученным данным все гетерофуллериды, синтезированные из амальгам, являются кристаллическими веществами и содержат одну или две кристаллические фазы. Так же в диапазоне от 4,2 до 297 К была снята температурная зависимость магнитной восприимчивости с использованием низкочастотного индуктивного метода. По полученным кривым определена температура перехода в сверхпроводящее состояние.

Температура сверхпроводящего перехода образца  $K_2Hg_xC_{60}$  составляет 22 К (рис. 1), что превышает температуру перехода в  $K_3C_{60}$  ( $T_c=19$  К). Гетерофуллерид состава  $K_2Hg_xC_{60}$  кристаллизуется в ГЦК решетку с параметром решетки  $a=1.428$  нм, что близко к значению, полученному для  $K_3C_{60}$  ( $a=1.424$  нм). И скорее всего, именно эта фаза является сверхпроводящей с  $T_c=22$  К.

Фуллерид  $K_3Hg_xC_{60}$  не является сверхпроводником. Рентгенограмма образца указывает на наличие моноклинной решетки ( $a=1.652$  нм,  $b=1.082$  нм,  $c=1.041$  нм,  $\beta=108.170$ ). Эти данные показывают, что ртуть, внедренная в решетку фуллерида, может изменить тип решетки, что и влияет на сверхпроводимость.

Образец  $Rb_3Hg_xC_{60}$  является сверхпроводником с  $T_c=24$  К (см. рис. 1) и кристаллизуется в ГЦК решетку с параметром  $a=1.445$  нм. Образец  $Rb_2Hg_xC_{60}$  состоит из двух фаз –  $Rb_{2.92}C_{60}$  (ГЦК) и  $Rb_{0.91}C_{60}$  (ромбической). Параметр решетки ГЦК-фазы равен

1.446 нм. Параметры ромбической фазы следующие:  $a=0.914$  нм,  $b=1.011$  нм,  $c=1.423$  нм. Температура перехода для образца  $Rb_2Hg_xC_{60}$  составляет 25К, хотя  $Rb_2C_{60}$  не является сверхпроводником. Температуры обнаруженных сверхпроводящих переходов ниже температуры перехода в фуллериде  $Rb_3C_{60}$  (28 К). Наблюдение низкой температуры перехода может быть связано с замещением рубидия ртутью и отклонением зарядового состояния молекулы  $C_{60}$  от  $-3$ .

Таким образом, присутствие ртути в исходных материалах существенно влияет на температуру сверхпроводящего перехода. Так несверхпроводник  $K_2C_{60}$  становится сверхпроводящим фуллеридом  $K_2Hg_xC_{60}$ , а классический сверхпроводник  $K_3C_{60}$  с ртутью  $K_3Hg_xC_{60}$  теряет сверхпроводящие свойства.

### Литература

1. Bulychev B.M., Lunin R.A., Kulbachinskii V.A., Shpanchenko R.V., and Privalov V.I. Fullerides: heterometallic superconductors with composition  $M_2M'C_{60}$  ( $M=K, Rb$ ;  $M'=Yb, Lu, Sc$ ) // *Izv. Akad. Nauk, Ser. Khim.*, 2004, v.53, No. 8, p. 1623-1628 (*Russ. Chem. Bull., Int. Ed.*, 2004, 53, No. 8, p.1686-1692).

### Слова благодарности

Автор выражает признательность к.ф.-м.н., с.н.с. Лунину Р.А. за помощь в подготовке тезисов.

### Иллюстрации

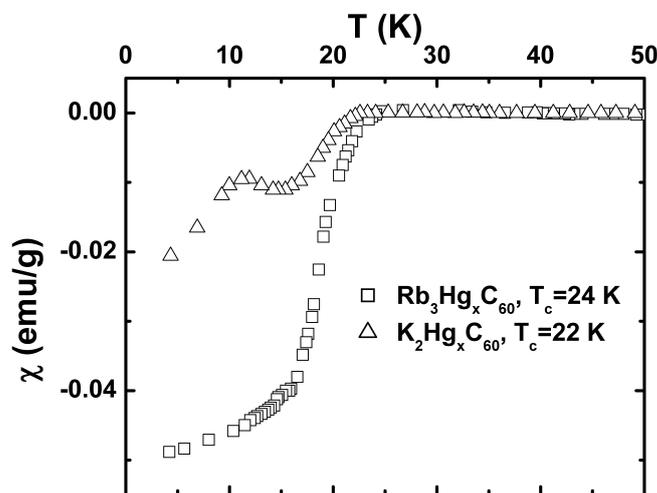


Рис. 1: Температурная зависимость магнитной восприимчивости образцов  $Rb_3Hg_xC_{60}$  и  $K_2Hg_xC_{60}$

## Исследование двухщелевой сверхпроводимости в соединении FeSe

Шаныгина Т.Е.<sup>1</sup>, Кузьмичёв С.А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Специалист, <sup>2</sup>младший научный сотрудник

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет,  
кафедра физики низких температур и сверхпроводимости*

*E-mail: eldereth@list.ru*

Соединение FeSe относится к новому классу железосодержащих сверхпроводников, открытому в 2008 году [1]. FeSe имеет слоистую кристаллическую структуру типа PbO (пространственная группа симметрии  $P4/nmm$ ): атомы железа расположены в тетраэдрическом окружении из атомов селена [2]. Расчёты зонной структуры [3] показали, что поверхность Ферми FeSe состоит из двух типов зон, образованных квазидвумерными электронными и дырочными листами. Можно предположить, что на различных участках поверхности Ферми при переходе в сверхпроводящее состояние образуются два конденсата (двухзонная модель), причём общая плотность состояний формируется, в основном, из d-состояний железа. Как было замечено в обзоре [4], FeSe и LaOFeAs, другой сверхпроводник на основе железа, в котором мы ранее наблюдали двухщелевую сверхпроводимость [5,6,7], имеют сходный вид поверхностей Ферми. Общим является и квазидвумерный характер транспорта в этих соединениях.

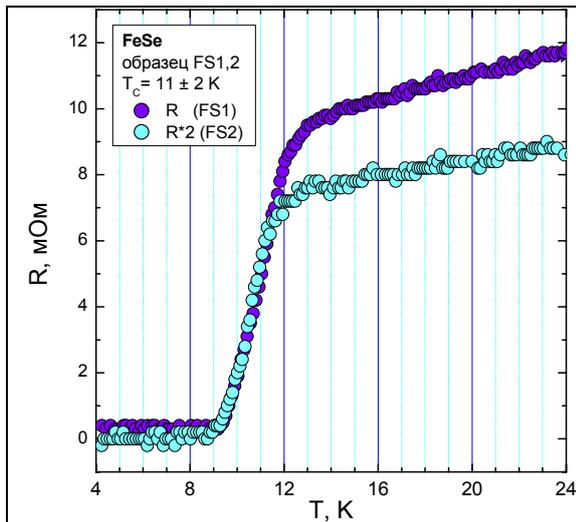
Мы использовали поликристаллические образцы FeSe с критическими температурами  $T_C = 11$  К, любезно предоставленные нам Т. Вольфом. Зависимости сопротивления от температуры для этих образцов приведены на рис. 1 ( $T_C$  определялись по середине резистивного перехода образцов до формирования микротрещины).

Для определения сверхпроводящих щелей в FeSe использовался метод андреевской спектроскопии; контакты на микротрещине создавались путём образования криогенных сколов в объёме образца при гелиевой температуре по технике «break-junction». Для записи  $I(V)$ - и  $dI(V)/dV$ -характеристик контактов использовалась автоматическая установка на базе персонального компьютера и цифровой карты АТ-М10-16Х.

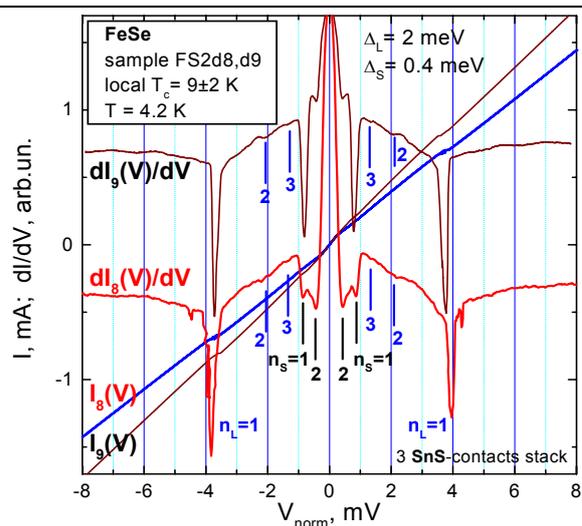
Как известно, в **SnS**-контактах на производных вольтамперных характеристиках (ВАХ) возникает субгармоническая щелевая структура – серия минимумов дифференциальной проводимости при смещениях  $V_n = 2\Delta/n e$ , где  $n=1,2,\dots$ , связанная с эффектом многократных андреевских отражений. В случае двухщелевого сверхпроводника должны наблюдаться две субгармонические щелевые структуры, соответствующие двум сверхпроводящим щелям. Именно такие характеристики обычно наблюдаются нами на контактах на базе FeSe. На рисунке 2 показаны ВАХ и их производные двух **SnS**-контактов, полученных перестройкой микровинта. Несложно заметить, что, несмотря на изменение внешнего вида производной ВАХ в области малых смещений, положение минимумов, соответствующих субгармоническим щелевым структурам от большой и малой щели, сохраняется. Мы исследовали более 50 **SnS**-контактов и воспроизводимо наблюдали на производных ВАХ две независимые субгармонические щелевые структуры. Таким образом, можно с уверенностью сказать, что в FeSe реализуется двухщелевая сверхпроводимость [8]. По данным этих графиков были определены значения сверхпроводящих щелей: в данном случае при  $T = 4,2$  К энергия большой щели  $\Delta_L = 2$  мэВ, а малой щели  $\Delta_S = 0,45$  мэВ.

На рисунке 3 приведены  $I(V)$ - и  $dI(V)/dV$ -характеристики ещё одного **SnS**-контакта, снятые при  $T = 4,2$  К, на которых также видны две серии андреевских минимумов, соответствующие значению  $\Delta_S = 0,85$  мэВ и максимальному полученному нами значению большой щели  $\Delta_L = 3,5$  мэВ. Необходимо также учесть, что, так как температура 4,2 К составляет примерно треть от  $T_C$ , то значения щелей при  $T \rightarrow 0$  К будут несколько больше, чем при 4,2 К.

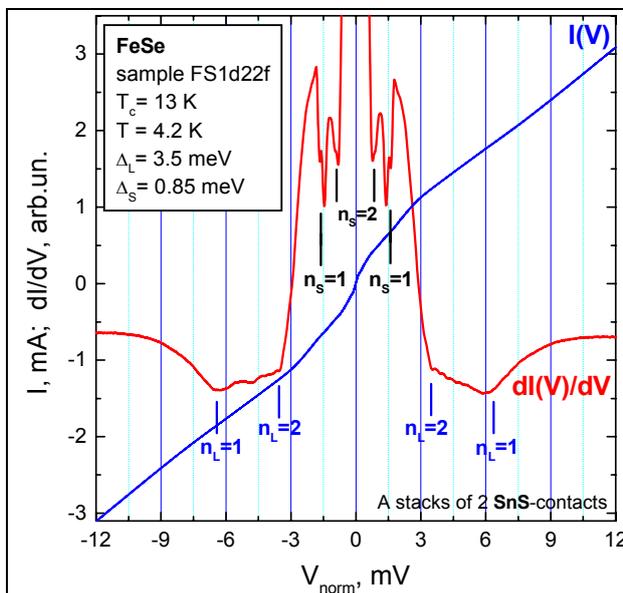
Влияние температуры на субгармонические щелевые структуры от  $\Delta_L$  и  $\Delta_S$  для контактов с различными локальными  $T_C$  показано на рисунке 4. Локальная  $T_C$  этого контакта равна 13 К и является наибольшей критической температурой, которую можно



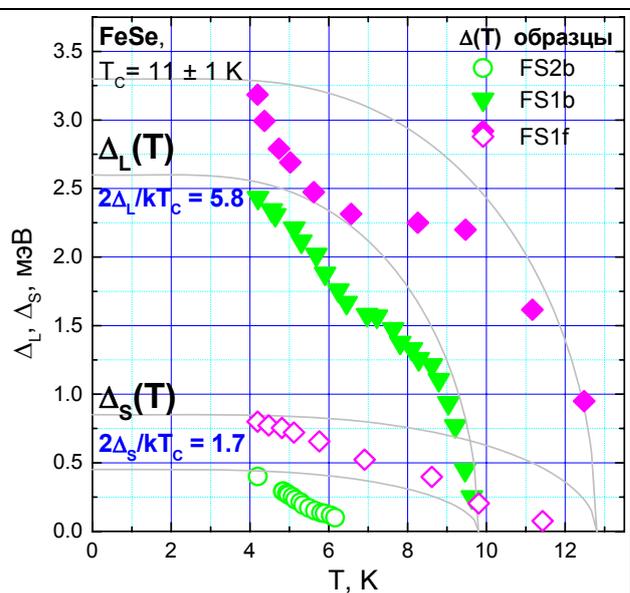
**Рис. 1.** Зависимости сопротивления от температуры для двух образцов FeSe с критической температурой  $T_c = 11$  К.



**Рис. 2.** Нормированные  $I(V)$ - и  $dI(V)/dV$ -характеристики двух SnS-контактов FeSe, снятые при  $T = 4,2$  К. Вертикальными штрихами отмечены положения андреевских рефлексов от большой и малой щелей. Цифрами подписаны соответствующие рефлексам номера  $n$ . Значения сверхпроводящих щелей:  $\Delta_L = 2$  мэВ,  $\Delta_S = 0,4$  мэВ. Локальная  $T_c$  контакта равна  $9 \pm 2$  К.



**Рис. 3.**  $I(V)$ - и  $dI(V)/dV$ -характеристики SnS-контакта на базе FeSe, снятые при  $T = 4,2$  К. Вертикальными штрихами отмечены положения андреевских рефлексов от большой и малой щелей. Цифрами подписаны соответствующие рефлексам номера  $n$ . Значения щелей:  $\Delta_L = 3,5$  мэВ и  $\Delta_S = 0,85$  мэВ. Локальная  $T_c$  контакта равна  $13 \pm 2$  К.



**Рис. 4.** Температурные зависимости большой и малой сверхпроводящих щелей контактов FS1f (ромбы), FS1b (кружки) и FS2b (треугольники) в образцах FeSe. Сплошные линии соответствуют зависимостям БКШ-типа.

получить на образцах этой серии (см. рис. 1). Уникальной особенностью симметричных **SnS**-контактов является тот факт, что для определения температурных зависимостей щелей не требуется дополнительных расчётов: значения щелей при температурах  $T < T_C$  могут быть получены из формулы  $V_n = 2\Delta/ne$ .

Температурный ход малой щели сильно отклоняется от БКШ-типа: при собственной  $T_C$ , примерно равной  $1/3 \div 1/2$  общей  $T_C$ , малая щель начинает закрываться, но не обращается в нуль, а тянется вплоть до общей  $T_C$  контакта. Небольшая величина отношения  $2\Delta_L/kT_C = 1,7 < 3,52$  позволяет заключить, что в зонах с малой щелью преобладает наведённая сверхпроводимость.

Температурная зависимость большой щели также нестандартна: на месте закрытия малой щели функция  $\Delta_L(T)$  прогибается, то есть проходит ниже БКШ-зависимости, а характеристическое отношение БКШ  $2\Delta_L/kT_C$  заметно превосходит БКШ-предел и равно 5,8. Таким образом, из-за межзонного взаимодействия наблюдаемая общая  $T_C$  несколько понижается. Такое поведение обеих щелей хорошо соответствует теории Николя и Карботте [9]. Поскольку характеристическое отношение БКШ для FeSe приближается к 6, то это соединение является аналогом  $MgB_2$  и его можно отнести к высокотемпературным сверхпроводникам.

#### Литература

1. Kamihara Y., Hiramatsu H., Hirano M. et al., Iron-Based Layered Superconductor  $LaO_{1-x}F_xFeAs$  ( $x = 0.05-0.12$ ) with  $T_C = 26$  K // *J. Am. Chem. Soc.* 2008. No. 130. С. 3296
2. Chu C.W., Lorenz B., High Pressure Studies on Fe-Pnictide Superconductors // *arXiv.org*: 0902.0809. 2009
3. Subedi A., Zhang L., Singh D.J., Du M.H., Density functional study of FeS, FeSe, and FeTe: Electronic structure, magnetism, phonons, and superconductivity // *Phys. Rev. B.* 2008. No. 78. С. 134514.
4. Садовский М.В., Высокотемпературная сверхпроводимость в слоистых соединениях на основе железа // *УФН.* 2008. No. 178. С. 12.
5. Ponomarev Ya.G., Kuzmichev S.A., Mischeev M.G. et al., Andreev spectroscopy of  $LaFeAsO_{0.9}F_{0.1}$  // *Phys. Rev. B.* 2009. No. 79. С. 224517.
6. Шаныгина Т.Е., Кузьмичёв С.А., Двухщелевая сверхпроводимость и леггеттовские плазменные резонансы в  $LaOFeAs$  // Сборник тезисов конференции «Ломоносов-2009». 2009. С. 183.
7. Кузьмичёв С.А., Кульбачинский С.В., Шаныгина Т.Е., Особенности двухщелевой сверхпроводимости в соединении  $LaOFeAs$  // Сборник аннотаций работ 7-й Курчатовской молодёжной научной школы. 2009. С. 281.
8. Кузьмичёв С.А., Шаныгина Т.Е., Двухщелевая сверхпроводимость в FeSe // Сборник аннотаций работ 7-й Курчатовской молодёжной научной школы. 2009. С. 313.
9. Nicol E.J., Carbotte J.P., Properties of the superconducting state in a two-band model // *Phys. Rev. B.* 2005. No. 71. С. 054501.

# **ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ НАНОЭЛЕКТРОНИКА**

**Председатель подсекции  
проф. Тимошенко Виктор Юрьевич**

**Динамика рассеяния света на продуктах пикосекундной импульсной лазерной абляции кремниевых мишеней**

**Алехин А.И., Перминов П.А.**

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия  
E-mail: a.i.alekhin@gmail.com*

Метод лазерной абляции применяется при прецизионной обработке твердотельных поверхностей и получении наночастиц. Это достаточно простой и сравнительно дешевый метод. Он не требует использования катализаторов и других химических веществ. Также данный метод позволяет существенно расширить круг материалов, используемых для формирования наноструктур. Несмотря на большое количество работ, посвященных лазерной абляции, механизмы процессов остаются во многом неизученными. Единой и полной теории, на основе которой можно было бы моделировать процессы формирования наночастиц при лазерной абляции, не существует [1]. В связи с этим большой интерес вызывают исследования динамики процессов, происходящих во время и после взаимодействия короткого лазерного импульса с веществом.

В настоящей работе представлены результаты исследований рассеяния лазерного излучения на продуктах лазерной абляции образцов кристаллического (c-Si) и пористого (por-Si) кремния. Данные исследования важны не только в теоретическом, но и в практическом смысле, так как понимание физики процессов позволит сделать этот метод более контролируемым и получать наноструктуры с заданными свойствами путем простого варьирования параметров лазерного излучения и условий, при которых будет производиться лазерная абляция.

В результате проведенного исследования было отмечено наличие двух ярко выраженных пиков («быстрая» и «медленная» компоненты) на временных зависимостях сигнала упругого рассеяния света на продуктах абляции c-Si (см. рис. 1) и por-Si. Также был произведен качественный и количественный анализ зависимостей сигналов «быстрой» и «медленной» компонент от высоты зондирующего излучения, от мощности лазера, с помощью которого производилась абляция, получена индикатриса рассеяния (см. рис. 2).

### Литература

1. С.И. Анисимов, Б.С. Лукьянчук, УФН, 172, №3, 301-333, (2002).

### Слова благодарности

Авторы выражают благодарность за плодотворные дискуссии и научное руководство Заботнову С.В. и Голованю Л.А.

### Иллюстрации

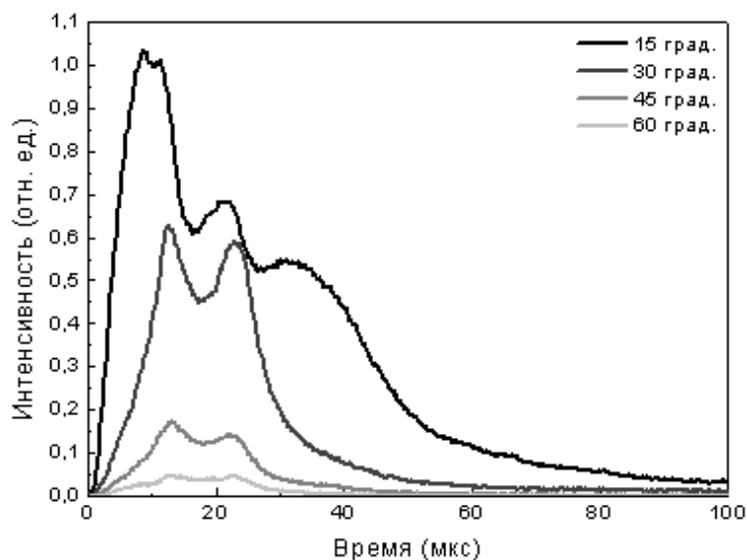


Рис. 1: Кинетики рассеяния для различных углов рассеяния зондирующего излучения на продуктах абляции мишени c-Si

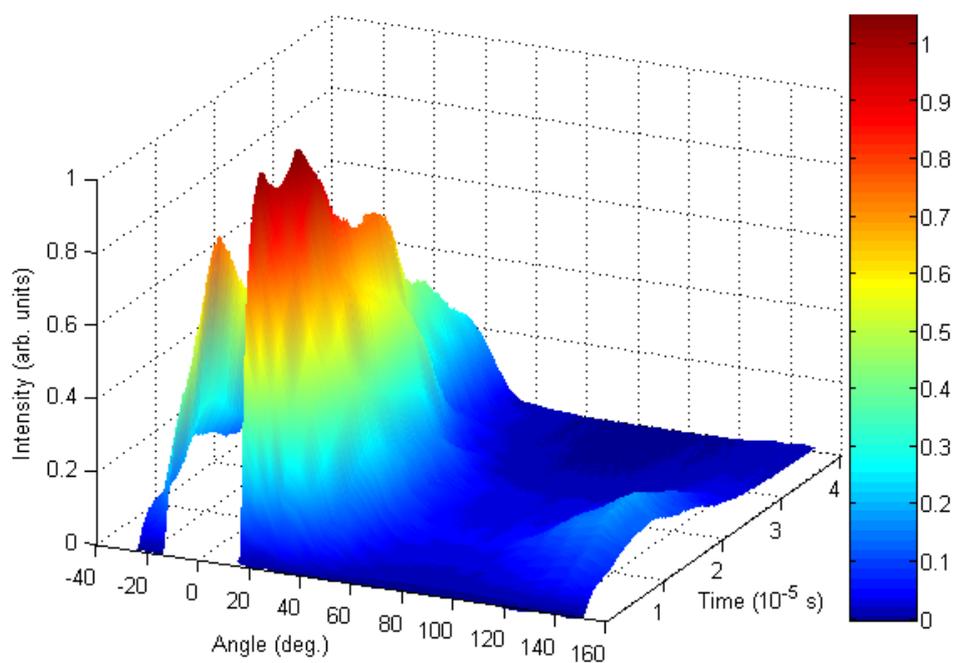


Рис. 2: Угловая диаграмма временной зависимости сигнала рассеяния зондирующего излучения на продуктах абляции мишени c-Si

**Влияние размера образца аммония тетрафенилбората на образование  
экситонных состояний.**

*Антонова Ольга Викторовна*

*Аспирант*

*Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН, Физический*

*факультет, Новосибирск, Россия*

*E-mail: antonovaov1987@yandex.ru*

Одним из вариантов развития современного материаловедения является создание наноразмерных материалов, обладающих управляемыми свойствами при помощи внешних полей. Интерес к комплексным соединениям обусловлен наличием доноров и акцепторов электронов, что может быть использовано в микро и нанoeлектронике. Одним из таких материалов является тетрафенилборат аммония (ТФБА), который был синтезирован более чем 30 лет назад, но его свойства не были до конца изучены. Нами было обнаружено свойство саморазгорающейся люминесценции при температуре 77 К. При изучении этого явления было показано, что при облучении светом поликристаллических образцов ТФБА при низких температурах образуются долгоживущие триплетные экситонные состояния, обладающие интенсивной люминесценцией. При исследовании зависимости концентрации образующихся триплетных экситонов от дозы облучения светом было обнаружено, что при большой дозе образуются диамагнитные биэкситоны, которые не проявляются в ЭПР спектрах. Также было обнаружено образование экситонов с большим набором расстояний между дыркой и электроном. Предполагая, что увеличение расстояния между локализацией дырки и электрона связано с захватом электрона на дырку уже существующего экситона, в данной работе проведены исследование влияния объема пленочных структур и наночастиц ТФБА, локализованных в мезопорах разного размера, на образование биэкситонов и экситонов с разбросом расстояния между дыркой и электроном. Исследования проводились на пленках ТФБА, нанесенных на кварцевые подложки, и на кварцевых подложках с тонкими мезопористыми пленками, в поры разных диаметров которых наносился ТФБА. Была проведена оценка концентрации парамагнитных состояний пленки ТФБА на кварцевой подложке: при длительности засветки 10 минут концентрация парамагнитных состояний дает величину  $n = 2$  рассчитанного количества комплексов ТФБА в пленке на кварцевой подложке. Для ТФБА был проведен эксперимент по определению зависимости интенсивности ЭПР спектра от времени экспонирования для пленок на чистой кварцевой подложке и на подложках с нанесенными на нее мезопористыми структурами с диаметрами пор 3 и 6 нм (рис. 1). После снятия каждого спектра проводился отжиг при температуре 373 К для удаления экситонов. Для пленок ТФБА интенсивность спектра ЭПР увеличивается с увеличением длительности облучения, но имеется тенденция к насыщению. Для пленок мезопористых структур с размером пор 6 нм, содержащих ТФБА, уже после 30 минут облучения наблюдается выход интенсивности спектра ЭПР на постоянный уровень. А для мезопористых структур с размером пор 3 нм после полу-часовой экспозиции наблюдается спад интенсивности сигнала ЭПР.

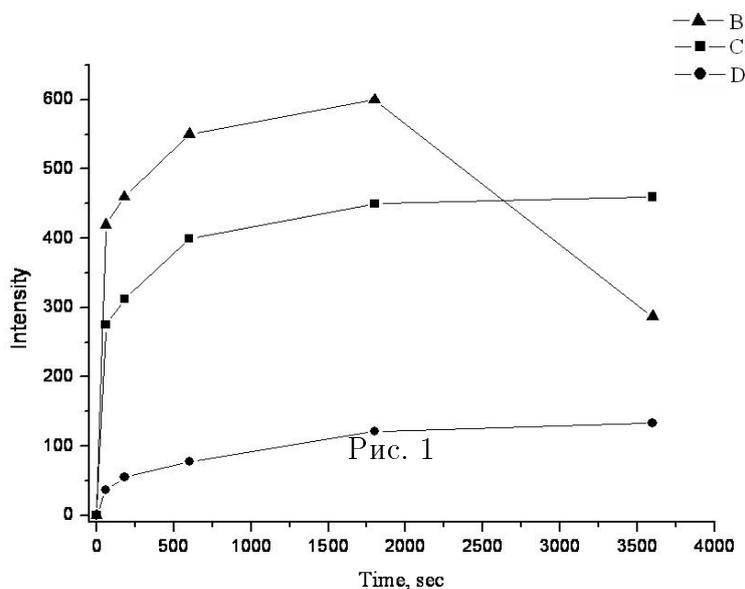
В результате проведенных исследований показано существование размерных эффектов в образце ТФБА. Они связаны с тем, что при уменьшении диаметров пор до 3 нм.

для ТФБА уменьшается вероятность образования экситонов с большим расстоянием в парах электрон-дырка. А спад интенсивности ЭПР сигнала по сравнению с пленками отвечает преобладанию процесса образования диамагнитных биекситонов при большой концентрации экситонов. Низкотемпературный отжиг облученных мезопористых структур с размерами пор 3 нм с нанесенным ТФБА показывает быструю рекомбинацию электрон-дырочной пары и объясняется преобладание экситонов с короткими расстояниями между электронами и дырками экситонов в ансамбле таких наноразмерных мезопор. Из проведенных экспериментов следует, что запись информации эффективней производить на наноразмерных частицах ТФБА, так как в таком случае отсутствует экситоны с большим расстоянием между электроном и дыркой, которые препятствовали быстрому стиранию записанной информации.

### Слова благодарности

Выражаю благодарность: Научному руководителю д. ф.-м. н. Надолинному В. А.; Шелудяковой Л. А. – за снятие ИК –спектров; Юшиной И. В. – за снятие оптических спектров поглощения; Юрьевой О. П. – за снятие спектров люминесценции; Ильинчику Е. А. – за синтез ТФБА; Королеву В. В. – за снятие спектров люминесценции;

### Иллюстрации



**Оптическое переключение в фотонных кристаллах на основе пористого кремния для устройств нанофотоники**

**Афонина С.М., Масленников Е.Д.**

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия  
E-mail: sm.afonina@gmail.com*

Тенденции развития современной оптики твердого тела тесно связаны с исследованием оптических и нелинейно-оптических явлений в микроструктурах с фотонной запрещенной зоной – фотонных кристаллах. Такие материалы позволяют увеличивать эффективность нелинейно-оптического отклика, например, как преобразование оптической частоты и самовоздействие света, а также контролируемо усиливать в определенном спектральном диапазоне сечения фотолюминесценции или рамановского рассеяния [1]. Фотонные кристаллы на основе кремния служат основой нового поколения компактных элементов и устройств интегральной оптики, а также волоконно-оптических линий связей. На их основе возможно создание элементов оптической схемы, широкоугольных отражателей и антиотражающих покрытий, активных матриц для оптических модуляторов, мультиплексоров и переключателей, лазеров с распределенной обратной связью, микроструктурированных оптических волокон [2] и т.д.

В данной работе показана возможность полного оптического переключения фотонных кристаллов на основе пористого кремния за счет изменения комплексного показателя преломления слоев в поле интенсивного лазерного излучения. Для нахождения условий оптического переключения исследовалось явление самовоздействия света с использованием импульсного лазера EKSP LA PL2143A на кристалле Nd:YAG и параметрического генератора света EKSP LA PG501P, позволяющего плавно перестраивать длину волны в диапазоне от 680 до 2300 нм.

В процессе эксперимента определялась зависимость полного отражения образцов от интенсивности излучения путем измерения интенсивностей падающего пучка и пучка, прошедшего через образец. Исследование показало, что в области, соответствующий краю фотонной запрещенной зоны, зависимость имела нелинейный характер, что можно интерпретировать как возможность полного оптического переключения за счет изменения комплексного показателя преломления слоев из-за нелинейной рефракции.

Таким образом, фотонные кристаллы на основе пористого кремния можно использовать для проектирования и создания полностью оптических переключателей, интегрируемых в кремниевые оптоэлектронные приборы, используемые в современных телекоммуникационных приложениях.

### Литература

1. Л.А. Головань, В.Ю. Тимошенко, П.К. Кашкаров. Успехи Физических Наук, том 177, №6. 2007.
2. А.М. Желтиков. Успехи физических наук. Приборы и методы исследований. 177, №7. 2007.

**Влияние топографии каталитической поверхности на рост углеродных нанотрубок**

***Бачурин К.Е., Воробьева Е.А.***

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия  
E-mail: gen.kirill@gmail.com*

Для синтеза УНТ необходимо подготовить каталитическую поверхность для последующего роста на ней нанотрубок. Синтез нанотрубок возможен лишь при условии создания на подложке ультра-мелкозернистой структуры поверхности катализатора. На большом числе примеров прослежена связь диаметра образующихся УНТ с диаметром частиц катализатора, установлена близость этих диаметров[2]. При получении катализаторов для синтеза однослойных, двухслойных и тонких многослойных УНТ необходимо добиться, чтобы размер частиц активной фазы не превышал 3-5 нм. При получении многослойных УНТ было обнаружено, что на одном островке катализатора может вырасти несколько (до 7- трубок, причем диаметр трубок значительно (в 2-3 раза) меньше диаметра островков[2]. При этом, чем меньше диаметр островков, тем меньшее число трубок на нем вырастет[2].

Наибольшей каталитической активностью в процессах пиролитического газофазного осаждения (ПГО) УНТ среди металлов обладают Fe, Co, Ni. Большинство авторов полагают, что наиболее важное значение при проявлении каталитической активности металлов в процессах пиролиза имеют характеристики систем металл-углерод. Именно на поверхности частиц катализатора происходит разложение углеводорода с образованием нанотрубки[1].

Помимо свойств катализаторов, в случае катализаторов на носителе (подложке), важны также свойства носителей. Испытание различных носителей катализаторов показало, что MgO превосходит SiO<sub>2</sub>, ZrO<sub>2</sub>, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, CaO по устойчивости и достигаемому выходу ОУНТ. Различное действие подложек на рост УНТ связывают с шероховатостью поверхности подложки, которая влияет на величину удельной поверхности, плотность дефектов и, впоследствии, на размеры частиц катализатора. Имеющиеся данные свидетельствуют, что наиболее предпочтительны шероховатые подложки.

В проведенных нами экспериментах, наблюдалась связь количества полученных УНТ с шероховатостью поверхности. Было установлено, что многослойные нанотрубки растут предпочтительнее на дефектах поверхности.

В докладе описывается метод ПГО используемый нами для синтеза УНТ. Описывается установка, процесс нанесения и исследования катализатора, обсуждаются режимы синтеза, и результаты исследований синтезированных УНТ различными методами. Описывается и анализируется влияние различных факторов, как на промежуточном этапе, при исследовании слоя катализатора, так и на конечном этапе, при исследовании нанесенных УНТ.

В большинстве наших экспериментов каталитические поверхности формировались методом магнетронного напыления на подложку. В этом случае диаметр УНТ можно

регулировать, изменяя толщину напыленной пленки катализатора. В серии экспериментов напыление проводилось через маски, обеспечивая рост УНТ на определенных участках подложки и организацию их в виде тех или иных структур. На основе полученных результатов анализируется зависимость выхода и размеров УНТ от метода обработки и, соответственно, от шероховатости поверхности, длительности и скорости нанесения катализатора, от которых зависит размер, плотность и дисперсность каталитических частиц. Установлено, что вариация условий предварительной обработки подложки и, затем, обработки подложки с нанесенным слоем катализатора, в частности условий отжига, приводят к существенно различным топографии поверхности каталитического слоя и результатам синтеза УНТ.

### **Литература**

1. Дьячков П.Н. Углеродные нанотрубки: свойства, строение, применение. Бином. 2006
2. Раков Э.Г. Методы получения углеродных нанотрубок // Успехи химии. 2000. Т. 69. № 1. С. 41-59.

### **Слова благодарности**

Выражаю благодарность научному руководителю Чеченину Николаю Гавриловичу, за чуткое руководство.

**Исследование оптических свойств наноструктурированного кремния,  
полученного методом лазерной абляции.**

**Гайдученко Игорь Андреевич**

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический  
факультет, Москва, Россия  
E-mail: igorandg@gmail.com*

В последнее время большое внимание уделяется исследованию свойств наноструктурированных материалов и композитов. Эти объекты замечательны тем, что обладают новыми свойствами, которые появляются в результате наноструктурирования. Но главным образом, большой интерес к ним вызван тем, что можно контролируемым образом изменять свойства нанокompозитов в широких пределах, изменяя количественное соотношение составляющих компонентов и их размеры.

Одним из примеров наноструктурированного материала может служить микро- и мезо- пористый кремний. Огромный интерес к исследованию оптических свойств микропористого кремния был вызван обнаружением фотолюминесценции в видимом диапазоне при комнатной температуре в 1990г. [1]. На данный момент одним из перспективных методов получения наноструктурированного кремния является метод лазерной абляции. Преимуществом данного способа является возможность внедрения в поры различных атомных кластеров, тем самым создавая нанокompозиты. В нашей работе исследуются спектры пропускания и отражения плёнок пористого кремния, полученного методом лазерной абляции, в ИК диапазоне для образцов различной пористости.

Образцы наноструктурированного кремния были приготовлены методом лазерной абляции пластин кристаллического кремния [2]  $n$  типа с удельным сопротивлением 10 Ом·см. Излучение KrF лазера (длина волны 248 нм, длительность импульса 15 нс, частота повторения 30 Гц) фокусировалось на поверхность мишени в пятно размером 2мм·1мм. Интенсивность излучения  $5 \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>. На расстоянии 2 см от мишени располагалась кремниевая подложка. Процесс облучения мишени производился в атмосфере гелия при различном давлении.

Измерения оптических спектров проводились на инфракрасном спектрометре Bruker IFS-66v/S. Для измерения спектров отражения использовалась приставка с переменным углом отражения. Спектры комбинационного рассеяния света были получены на микрорамановской установке Horiba Yobin Yvon HR800.

На предоставленном рисунке показаны типичные спектры ИК отражения плёнок наноструктурированного кремния под различными углами падения, на которых хорошо видны интерференционные пики, позволяющие определить эффективный показатель преломления и толщину плёнок. Спектры ИК пропускания позволили определить химический состав поверхности образцов. Полученные экспериментальные результаты позволили получить оценки эффективного показателя преломления и толщины плёнки, которые соответственно равны 1.71 и 2.87 мкм

## Литература

1. Canham L.T., Silicon Quantum Wire Array Fabrication by Electrochemical and Chemical Dissolution of Wafers //Appl. Phys. Lett., v.57, 1990, n.10, pp.1046-1048.
2. M. Meunier, J.-S. Bernier, J.-P.Sylvestre, A. V. Kabashin Modeling the influence of the porosity of laser-ablated silicon films on their photoluminescence properties // Appl. Surf., Sci. , 254, 2008, pp. 2771-2775.

## Иллюстрации

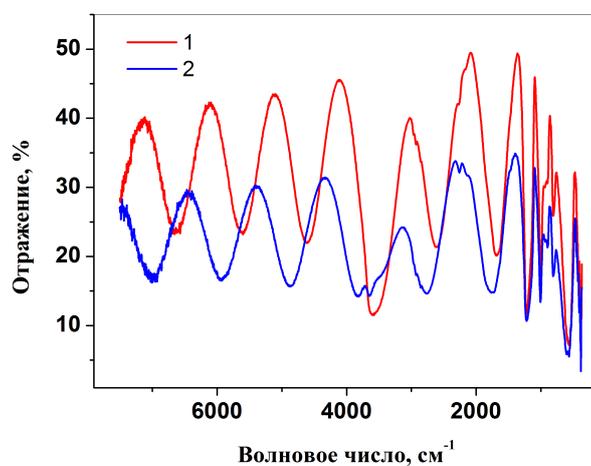


Рис. 1: Спектры ИК отражения плёнок наноструктурированного кремния, полученные под углами 1 - 13 и 2 - 30 градусов

**Эффекты локализации света в фотолюминесценции и рамановском  
рассеянии в кремниевых наноструктурах**

*Гончар Кирилл Александрович*

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический*

*факультет, Москва, Россия*

*E-mail: gonchiiy\_pes@bk.ru*

Эффект локализации света заключается в увеличении времени жизни фотона вследствие многократного отражения от элементов структуры или флуктуаций диэлектрической проницаемости среды. Такой эффект представляет большой интерес как для фундаментальной науки, так и для его практического применения, в том числе при создании лазеров, оптических переключателей и других устройств нанофотоники. В данной работе рассматривается проявление эффектов локализации света для фотолюминесценции (ФЛ) и комбинационного (рамановского) рассеяния для двух типов образцов. Образцы первого типа представляют собой неупорядоченные структуры в виде совокупности кремниевых нитей с диаметрами 10-50 нм, выращенными на кремниевой подложке методом ПЖК (пар-жидкость-кристалл), используя золотые капли как затравку. Образцами второго типа являлись одномерные фотонные кристаллы в виде чередующихся слоёв пористого кремния толщиной 100-150 нм, имеющих различную пористость и размеры кремниевых нанокристаллов 5-10 нм. Данные образцы были сформированы методом электрохимического травления кристаллического кремния (с-Si) в растворе плавиковой кислоты и этилового спирта в соотношении 1:1, путём периодического изменения плотности тока травления.

Для образцов первого типа было обнаружено значительное увеличение интенсивности спектров ФЛ и рамановского рассеяния света по сравнению с подложкой с-Si (рис.1). С учётом соотношения между глубиной проникновения лазерного излучения и толщиной слоя кремниевых нитей получаемое усиление составляет порядка 1000. Данные эффекты можно объяснить проявлением явления локализации света, при котором увеличивается время жизни фотона в ансамблях кремниевых нитей вследствие многократного отражения в неупорядоченной структуре. Указанное явление подобно андерсовской локализации для электронов в неупорядоченных твёрдых телах.

Для упорядоченных структур фотонных кристаллов были сняты спектры отражения в ближнем инфракрасном диапазоне (рис.2). Видно, что при изменении времени травления слоёв можно сдвигать фотонную запрещённую зону (ФЗЗ) в широком спектральном интервале. Эксперименты показали, что положение ФЗЗ может быть изменяемо путём изменения угла наклона падающего излучения. Измерения спектров ФЛ и рамановского рассеяния продемонстрировали немонотонную зависимость интенсивности сигнала от положения ФЗЗ. Указанные зависимости можно также объяснить проявлением эффекта локализации света, возбуждаемого в фотонно-кристаллической структуре. Данный эффект может быть применён для понижения порога лазерной генерации в таких структурах.

**Слова благодарности**

Автор выражает благодарность проф. В.Ю. Тимошенко и доц. Л.А. Голованю за поставленную задачу, предоставленные образцы и обсуждение полученных результатов.

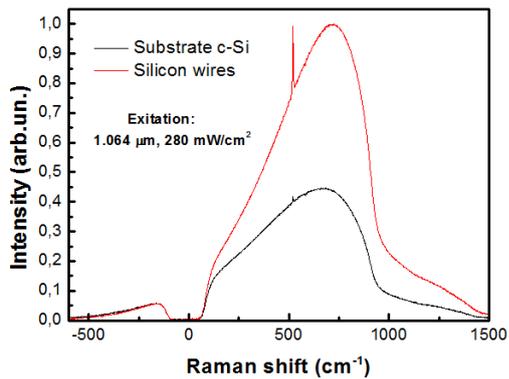


Рис. 1: Спектры ФЛ (широкие пики) и комбинационного рассеяния света (острые пики на частоте 520 см<sup>-1</sup>) образцов первого типа (ансамбль неупорядоченных кремниевых нитей) (красная кривая) и пластины c-Si (чёрная кривая).

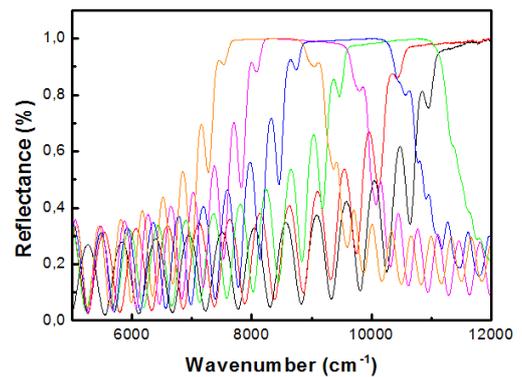


Рис. 2: Спектры отражения фотонных кристаллов, полученных при различных временах травления, что задаёт различные толщины слоёв.

### Морфология нанодисперсных магнитных частиц.

*Дадина Любовь Александровна*

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Кимры, Россия  
E-mail: lubovmsu@mail.ru*

Нанодисперсные магнитные жидкости представляют собой коллоидные растворы с ферромагнитными частицами, распределенными в жидкой фазе, в качестве которой обычно используют органический растворитель или воду. Стабилизацию наночастиц магнетита в растворе осуществляют с помощью адсорбции на них поверхностно-активного вещества (ПАВ), в результате чего образуется защитная оболочка вокруг наночастиц, которая препятствует их агрегации. Благодаря своим уникальным свойствам, магнитные жидкости успешно используются во многих технологических решениях, биологических и медицинских областях [1].

Несмотря на широкое применение, нет полного понимания зависимости оптимальных размеров наночастиц магнетита от типа стабилизирующего вещества. Для изучения этой проблемы исследовали магнитные наночастицы покрытые различными поверхностно – активными веществами - монокарбоновые кислоты, а именно: ненасыщенная олеиновая и насыщенные лауриновая, миристиновая, пальмитиновая и стеариновая. Покрытые частицы наномангнетита диспергировали в органический растворитель – декалин. Концентрация частиц в магнитных жидкостях зависела от используемого ПАВ [2]. Исследования размерных параметров наночастиц проводили с помощью малоуглового рассеяния рентгеновских лучей на дифрактометре АМУР-К, в лаборатории малоуглового рассеяния Института кристаллографии РАН. Обработку кривых малоуглового рассеяния проводили с помощью взаимодополняющих методов интерпретации данных рассеяния, реализованных в программах GNOM [3] и MIXTURE [4].

Исходя из возможностей двух независимых подходов, рассчитаны объемные распределения по размерам наночастиц в приближении жестких сфер. Проведя сравнительный анализ функций распределений размеров наночастиц, удалось выяснить, что наномagnetиты, стабилизированные насыщенными монокарбоновыми кислотами (лауриновая, миристиновая, пальмитиновая и стеариновая) имеют практически одинаковые формы кривых распределений с максимумом в области 5-6 нанометров. Использование же ненасыщенной олеиновой кислоты приводит к образованию частиц большего размера (10-20 нм) с более широким распределением, поэтому олеиновая кислота эффективно стабилизирует практически весь наномagnetит в отличие от насыщенных кислот, которые стабилизируют только фракцию мелких частиц.

### Литература

1. Pankhurst Q. A. et al. Applications of magnetic nanoparticles in biomedicine // J.Phys. D: Appl. Phys.2003, v. 36 p.167-181 .
2. Avdeev M.V., Bica D., Vekas L., et al. // J. Mag. Mag. Mater. 2007, v. 311, p. 6.
3. Svergun D.I. // Journal of Applied Crystallography. 1992. v. 25, p.495-503
4. Svergun D. I., Konarev P. V and. Volkov V. V. Koch M. H. J Sager W. F. C. Smeets J. and Blokhuis E. M. A small angle x-ray scattering study of the droplet–cylinder transition in oil-rich sodium bis(2-ethylhexyl) sulfosuccinate microemulsions // Journal of chemical physics. 2000. V., No. 4, p. 15.

### Слова благодарности

Автор выражает глубокую благодарность своему научному руководителю Волкову В.В. за помощь в подготовке тезисов, старшему научному сотруднику Института кристаллографии Штыковой Э.В. за консультации и помощь в обработке данных, а также заведующему кафедрой нейтронографии Аксенову В.Л. за ценные замечания при обсуждении работы.

**Дисперсионный анализ частиц методом лазерной дифракции на приборе  
“ASNALISETTE 22”**

**Домкин Кирилл Иванович**

*Аспирант*

*Пензенская государственная технологическая академия, образовательных  
технологий, Пенза, Россия*

*E-mail: ego85@mail.ru*

Обязательным методом контроля всех технологических операций, связанных с измельчением материалов и использованием порошков, является дисперсионный анализ.

Основные методы дисперсионного анализа применимы для анализа порошков с размерами частиц более 500 нм (0,5 мкм)[1]. Наибольшую достоверность эти методы имеют для частиц сферической формы. Возможность гранулометрического анализа частиц меньших размеров предоставляет рентгеновская седиментография [2] за счет меньшей длины рентгеновского излучения по сравнению со световой волной.

Наиболее современными, перспективными и быстрыми методами анализа гранулометрического состава порошков представляются методы, основанные на рассеивании света. Они делятся на 3 категории в зависимости от размера частицы ( $d$ ) относительно длины световой волны ( $\lambda$ ):

- рассеивание Релея (для частиц с  $d \ll \lambda$ );
- рассеивание Ми (для частиц с  $d = \lambda$ );
- дифракция Фраунгофера (для частиц с  $d > 25$  мкм).

Интенсивность рассеяния Ми определяется по формуле

$$I(\omega) = E\{k^2 A^4 [J_1]^2 W^{-1} + [K_1 W]^1 + [K_2 W]^3 + [K_3 W]^5 + k^4 A^6 (m - 1)^2 W^6 \div 8\pi^2\}$$

В пределе это упрощается до Релея для малых частиц:

$$I(\omega) = E\{k^2 A^4 [J_1]^2 W^{-1}\}$$

и до Фраунгофера для больших частиц:

$$I(\omega) = E\{k^4 A^6 (m - 1)^2 W^6 \div 8\pi^2\}$$

Различают статическое рассеяние света (СРС = лазерная дифракция), основанное на свойствах рассеивания света и имеющее диапазон измерений от нескольких нм до нескольких мм, и динамическое рассеивание света (ДРС), основанное на эффекте броуновского движения частиц, эффекте Доплера и имеющее диапазон измерений от 1 нм до нескольких мкм.

Наиболее широкое применение этих методов в промышленности осуществлено в оборудовании фирмы «FRITCH», и в частности, в приборе «Analysette 22» СОМРАСТ (лазерный дифракционный микроанализатор), который позволяет измерять распределение частиц по размерам в диапазоне 100 нм - 1000 мкм. Продолжительность одного измерения составляет около 2-х минут, что делает этот прибор пригодным также для контроля качества продукции и для управления производственным процессом. Так как при измерении с помощью лазерного дифракционного микроанализатора в результат не входят никакие специфичные данные, то можно исследовать распределение по размерам частиц проб различного состава и различной плотности. Для измерения в суспензии необходимое количество пробы составляет лишь около 0,1 ... 2 грамм. Благодаря

этому «Analysette 22» СОМРАСТ применим также для анализа небольших проб. Для измерений сухим способом нужно около 5 ... 220 см<sup>3</sup>.

Доступны два способа измерений: с использованием модуля суспензии и модуля сухой дисперсии. Выбор применимых для измерений в суспензии жидкостей практически неограничен, при условии, что проба в процессе измерений не изменяется по размерам вследствие набухания или растворения. Пригодными жидкостями, кроме воды, являются и различные спирты, бензины, минеральные и органические масла. Система устойчива также к алканам, альдегидам и циклическим ароматам.

С помощью очень эффективного алгоритма, основанного на решении интегрального уравнения Фредгольма первого рода, из распределения интенсивности рассеянного света можно рассчитать распределение частиц по размерам. В результате получают диаметр частицы, эквивалентный диаметру сферы с таким же распределением рассеянного света. Измеряются средние объемные диаметры. Получающееся распределение частиц по размерам является распределением по объему.

Авторами с использованием прибора «Analysette 22» СОМРАСТ были проанализированы порошки свинцово-боро-силикатных стекол для толсто пленочной технологии марок ЗС-41, С-279, С-71К. Распределение частиц по размерам близко к нормальному

Размер медианы для метода суспензии составляет 8,73 мкм, а для метода сухой дисперсии составляет 8,35 мкм. Анализ гистограмм (рисунок 1) показал, что результаты данных методов отличаются менее чем на 5%, на основе чего можно сделать заключение об их высокой сходимости. Но, в конечном счете, выбор методики зависит от свойств исследуемых материалов.

### Литература

1. Коузов П.А. Основы анализа дисперсионного состава промышленных пылей и измельченных материалов Ленинград, 1971.
2. Недорезов В.Г., Каминская Т.П. Рентгеновская седиментография в исследовании составов высокодисперсных порошков // Петербургский журнал электроники. 1999. - №. 1. С. 12-15.

### Слова благодарности

Автор выражает благодарность к.т.н., доценту, сотруднику КОФ МГУ Каминской Т.П. за помощь в подготовке тезисов

### Иллюстрации

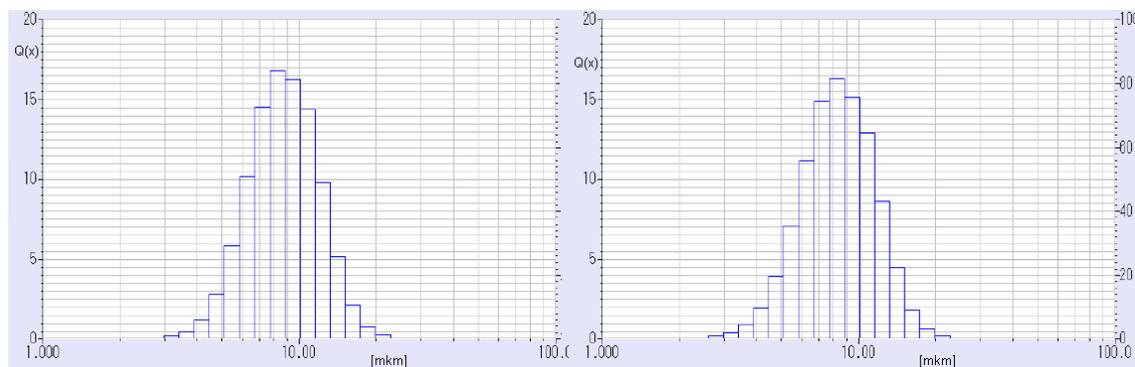


Рис. 1: Сравнение результатов, полученных методом суспензии (слева) и методом сухой дисперсии (справа)

# Исследование процессов передачи и релаксации энергии в системе кремниевых нанокристаллов методом фотолюминесцентной спектроскопии с временным разрешением

*Емельянов А.В., Швыдун Н.В.<sup>1</sup>*

*Студенты*

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,*

*Физический факультет, Москва, Россия*

*E-mail: [emelyanov.andrey@mail.ru](mailto:emelyanov.andrey@mail.ru)*

В эру информационных технологий все больший интерес привлекается к применению кремниевых наноструктур в полупроводниковой микро- и оптоэлектронике. Благодаря исследованиям, проведенным за последние годы, открываются широкие перспективы создания эффективных светоизлучающих приборов на основе кремниевых нанокристаллов (nc-Si) [2]. Одним из вариантов формирования nc-Si является реактивное распыление порошка  $\text{SiO}_x$  ( $1 < x < 2$ ) на подложку с последующим термическим отжигом. Известно, что  $\text{SiO}_x$  в результате термической обработки при температурах 1100-1200°C разделяется на  $\text{SiO}_2$  и nc-Si [3]. Несмотря на хорошо развитую технологию формирования nc-Si, до сих пор остается актуальным вопрос изучения процессов передачи энергии в системе взаимодействующих кремниевых нанокристаллов различных размеров. Для ответа на этот вопрос прибегают к различным методикам, таким, как вынужденное нестационарное поглощение и фотолюминесцентная спектроскопия с временным разрешением [1].

В данной работе были изготовлены и исследованы тонкие пленки  $\text{SiO}_x$  с различными значениями параметра стехиометрии  $x$ , от которого зависят размер и концентрация образующихся nc-Si. Образцы были получены путем термического распыления порошка SiO в вакуумной камере и отожжены при температуре 1100°C в атмосфере азота для формирования кремниевых нанокристаллов. Для каждого образца измерены спектры фотолюминесценции с временным разрешением при различных временах задержки относительно импульса возбуждения. Анализ полученных результатов позволил сделать выводы о механизмах передачи и релаксации энергии в системе взаимодействующих nc-Si.

## Литература

1. Boer W. de, Zhang H., Gregorkiewicz T. (2009) Optical spectroscopy of carrier relaxation processes in Si nanocrystals // *Material Science and Engineering B* 159-160, p. 190-193
2. Godefroy S., Hayne M., Jivanescu M., Stesmans A., Zacharias M., Lebedev O.I. (2008) Classification and control of the origin of photoluminescence from Si nanocrystals // *Nature nanotechnology*, Vol. 3, p. 174-178.
3. Zacharias M., Heitmann J., Scholz R., Kahler U., Schmidt M., Bläsing J. (2002) Size-controlled highly luminescent silicon nanocrystals: A SiO/SiO<sub>2</sub> superlattice approach // *Appl. Phys. Lett.*, v. 80, p. 661-663.

<sup>1</sup> Авторы выражают благодарность научному сотруднику Д.М. Жигуну за научное руководство работой.

**Электрические явления при взаимодействии ионизирующих излучений с наноструктурами.**

*Кошелев Семён Витальевич*

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,*

*физико-химический, Москва, Россия*

*E-mail: seten410@yandex.ru*

В последнее время одной из наиболее развивающихся отраслей науки и промышленности стали нанотехнологии, в частности, это взаимодействие ионизирующего излучения с наноструктурами, которое дает новые перспективы в развитии промышленности и науки. В частности, для разработки детекторов ионизирующих излучений со значительно улучшенными чувствительностью, быстродействием и радиационной прочностью. Последнее особенно актуально для улучшения внутриреакторного контроля потоков ионизирующих излучений и повышения эффективности автоматического управления работой атомных электростанций. В настоящее время остро стоит проблема ускоренного развития атомной энергетики как единственно реальной в промышленных масштабах альтернативы тепловым электростанциям, которые опасным образом загрязняют атмосферу углекислым газом, создавая парниковый эффект.

Нами было исследовано взаимодействие рентгеновского излучения с сэндвичевыми структурами из нанослоев металлов и изоляторов, приводящее к возникновению электрических сигналов. Полученные результаты могут быть использованы для регистрации интенсивных потоков радиации непосредственно в активных зонах ядерных реакторов, что значительно повысит надежность работы последних. Кроме того, показана возможность непосредственного преобразования ионизирующих излучений в электроэнергию, что может заметно повысить КПД атомной энергетики.

В связи с этим нами выполнены эксперименты, в основу которых была положена идея о том, что сечение поглощения рентгеновских квантов атомами платины, свинца и ряда других тяжелых металлов для рентгеновских квантов более чем в 1000 раз превосходит сечение поглощения атомов алюминия. Была создана ячейка из слоев алюминия и платины, разделенных между собой тонким слоем диэлектрика (оксид алюминия). При попадании рентгеновских квантов на слой платины происходит выброс электронов за счет внешнего фотоэффекта, затем электроны диффундируют через слой диэлектрика в слой алюминия, заряжая его отрицательно, а слой платины положительно, создавая, таким образом, радиационную ЭДС. Нами был снят сигнал с такой ячейки при облучении квантами с энергией порядка 30 кэВ, который составил порядка  $10^{-10}$  Ампер. А время отклика было гораздо меньше, чем у приборов, которые в настоящее время используются для регистрации радиационных потоков (у таких приборов время отклика составляет порядка нескольких десятков секунд). Кроме того, при рентгеновском облучении происходило резкое падение сопротивления диэлектрической прослойки между слоями алюминия и платины на два-три порядка, что, в свою очередь, приводило к утечке заряда, наводимого облучением, через изолятор, и соответствующему уменьшению измеряемой радиационной ЭДС. Поэтому эффективность переброса электронов из платины в алюминий была в действительности значительно выше полученной из

измерений тока, наведенного радиацией. С другой стороны, столь значительное падение электросопротивления изолятора при рентгеновском облучении сэндвичевой наноструктуры представляет собой достаточно интересное явление. Для его исследования нами был расширен круг вовлекаемых в данный эксперимент веществ. В качестве рентгенопоглощающих материалов использовалось несколько металлов, различающихся по величинам работ выхода электронов. Посредством сканирующей электронной микроскопии и рентгеноспектрального микроанализа исследовались морфология изолирующих слоев и их химический состав. Кроме того, варьировались методы формирования этих слоев. Была обнаружена квазирегулярная система цилиндрических пор, перпендикулярных плоскости изолирующего слоя, с размерами от 8 нм до 60 нм с различными периодами их расположения, в зависимости от условий электрохимического оксидирования алюминия. Можно предположить, что подобные поры играют роль ловушек и накопителей электронов, эмитируемых из платины при рентгеновском облучении. В таком случае резкое падение электросопротивления можно объяснить свободными перемещениями захваченных электронов вдоль этих цилиндрических каналов под действием внешнего поля. С другой стороны, столкновения быстрых электронов, эмитированных из тяжелого металла в изолятор, с атомами изолятора создает в последнем повышенную концентрацию вторичных электронов, что также приводит к увеличению его электропроводности.

О накоплении эмитированных электронов либо в самом изоляторе, либо в расположенных внутри него цилиндрических порах может свидетельствовать обнаруженное нами в ходе эксперимента изменение знака измеряемой ЭДС после определенного времени рентгеновского облучения нанослоистого образца. Один из вариантов объяснения этого явления – переполнение слоя изолятора эмитированными электронами, когда в результате кулоновских взаимодействий они устремляются назад к положительно заряженной платине.

Таким образом, величина полезного сигнала от подобных структур при использовании их для регистрации радиации может быть значительно повышена за счет более детального рассмотрения природы образования пор в оксидированном алюминии и исследовании механизма падения сопротивления диэлектрической прослойки под действием ионизирующего излучения, а также формирования многослойных наноструктур сэндвичевого типа. Кроме того, возможно использование таких многослойных структур в качестве дешевых и экологически чистых источников электроэнергии в местах повышенной радиации (например, при расположении их в защитных оболочках атомных реакторов или хранилищ радиоактивных отходов).

**Исследование оптических свойств слоев кремния методом  
комбинационного рассеяния света**

**Миргородский И.В., Маслова Н.Е.**

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический  
факультет, Москва, Россия*

*E-mail: ivan.mirgorodskij@gmail.com*

В последние годы интенсивно исследуются свойства нанокompозитных материалов, обладающих свойством эффективной люминесценции при активном электрическом или оптическом возбуждении. Это вызвано поиском новых материалов для фотоники и наноэлектроники. Данная работа посвящена изучению тонких кремниевых пленок, представляющих собой смесь аморфной и кристаллической фаз. Структура и в первую очередь размеры кристаллических вкраплений определяют свойства излучаемого света: длину волны и интенсивность. При изменении размеров кристаллитов кремния до единиц нанометров вследствие квантово-размерного эффекта происходит существенное изменение их оптических свойств. В качестве метода контроля размеров нанокристаллов кремния широко используется спектроскопия комбинационного (рамановского) рассеяния света (КРС). В данной работе были проведены экспериментальные исследования спектров КРС композитных слоев, состоящих из кремниевых нанокристаллов и аморфного кремния.

Исследуемые образцы, были приготовлены быстрым термическим отжигом слоев аморфного кремния с последующим травлением в растворах на основе плавиковой кислоты. Измерения спектров КРС проводились на рамановском спектрометре LabRam HR 800 с использованием возбуждающего излучения на длине волны 488 нм.

Полученные спектры содержат полную информацию о фазовом составе и размере нанокристаллитов в получаемых образцах. Анализ спектров позволяет получить размер и объемную долю кристаллических вкраплений, а также объемную долю аморфной фазы. Метод извлечения этих характеристик основывается на использовании эффекта сильного пространственного конфайнмента фононов, имеющего место в наноразмерных кристаллах[1]. В нашем случае спектр тонких аморфных пленок можно представить в виде суперпозиции широкой и низкочастотной линии аморфной фазы с максимумом в  $480\text{ см}^{-1}$ , узкой нанокристаллической линии с максимумом в  $520\text{ см}^{-1}$  и линии, имеющей кристаллическое происхождение с центром в  $500\text{ см}^{-1}$ :

$$I(\omega) = I_a(\omega) + I_c(\omega) + I_d(\omega)$$

Если пренебрегать распределением по размерам кристаллов, то интенсивность кристаллической линии имеет вид[1],[2]:

$$I_c(\omega) = A \int \frac{\exp(-q^2 L^2 / 4) d^3 q}{[\omega - \omega(q)]^2 + (\Gamma_c / 2)^2}$$

где  $\omega(q)$  – дисперсия фононов,  $\Gamma_c$  – естественная ширина линии в объемном кристалле,  $A$  – константа,  $L$  – диаметр кристалла.

Аморфная компонента спектра аппроксимируется с помощью гауссовой функции[3]:

$$I_a(\omega) = B \exp\left(\frac{-(\omega - \omega_a)^2}{2\delta^2}\right)$$

где  $\delta = \Gamma_a/2(2 \ln(2))^{1/2}$ ,  $\omega_a$  – положение максимума аморфной линии,  $\Gamma_a$  – ее ширина на полувысоте,  $B$  – константа.

Дополнительная кристаллическая линия тоже описывается гауссианом:

$$I_d(\omega) = C \exp\left(\frac{-(\omega - \omega_d)^2}{2\sigma^2}\right)$$

где  $\sigma = \Gamma_d/2(2 \ln(2))^{1/2}$ ,  $\omega_d$  – положение максимума аморфной линии,  $\Gamma_d$  – ее ширина на полувысоте,  $C$  – константа.

Таким образом, выбирая параметры  $A$ ,  $B$ ,  $C$  и  $L$  можно определить средний размер нанокристаллов и вклад в интенсивность рассеяния каждой из компонент.

Вычисление доли кристаллической и аморфной фазы проводят по формуле[3]:

$$\chi_c = \frac{I_c/I_a}{y + I_c/I_a}$$

где  $\chi_c = V_{cryst}/V_{exp}$  – доля кристаллической фазы,  $\chi_a = V_{amorph}/V_{exp}$  – доля аморфной фазы,  $y = 0.1 + \exp(-L/25.0)$ .

Полученные результаты представлены в виде таблицы.

	L, нм	$\chi_c$	$I_c$	$I_a$
N1	3.9	0.420	17.0	24.60
N2	5.0	0.877	13.2	2.0
N3	8.0	0.860	8.3	1.6
N4	3.8	0.508	17.7	17.8

### Литература

1. Н. Richter, Z.P. Wang, L. Ley. Solid State Commun. 39, 6, 625 (1981).
2. L.H. Campbell, P.M. Fauchet. Solid State Commun. 58, 10, 739 (1986).
3. E. Bustarret, M.A. Hachicha, M. Brunel. Appl. Phys. Lett. 52, 20, 1675 (1988).

### Слова благодарности

Автор выражает благодарность профессору Тимошенко В.Ю. за помощь в подготовке тезисов.

**Фотоприемники ультрафиолетового излучения на основе синтетического алмаза**

**Наумчик Е.В., Ермакова А.В.**

*Соискатель*

*Белорусский государственный университет, Физический факультет, Минск, Белоруссия*

*E-mail: 4st4r0th@gmail.com*

Для регистрации излучения ультрафиолетового (УФ) диапазона алмаз на сегодняшний день является одним из наиболее перспективных материалов. Фотоприемники на его основе являются «солнечно-слепыми» и не требуют систем фильтрации излучения видимого диапазона спектра. Однако использование природного сырья сдерживается как его высокой стоимостью, так и широким разбросом характеристик от кристалла к кристаллу. В связи с этим интерес представляет синтетический алмаз.

Целью данной работы было оценка характеристик фотоприемников УФ диапазона на основе синтетического алмаза производства РУП «Адамас БГУ», Беларусь.

Монокристаллы синтетического алмаза были выращены методом температурного градиента в интервале температур 1750-1800 К и давлении 5,4-5,5 ГПа в беспрессовых аппаратах высокого давления типа «разрезная сфера» (метод НРНТ – high-pressure high-temperature). Из кристаллов вырезались плоскопараллельные пластины толщиной 300 мкм.

В работе исследовались три серии экспериментальных образцов фотоприемников УФ излучения на основе НРНТ алмаза, схематическое изображение которых приведено на рисунке 1. В образцах первой серии с помощью имплантации ионов бора была сформирована встречно-штыревая система контактов на освещаемой и сплошной контакт на тыльной поверхности детектора. В образцах второй серии с помощью имплантации ионов бора был создан сплошной контакт на одной поверхности. В образцах третьей серии бором были легированы обе поверхности алмазной пластинки, на которые сплошным слоем было напылено золото Au. На освещаемой поверхности было оставлено окно для засветки. Для сравнения приборных характеристик был также исследован фотоприемник первой серии на основе специально отобранного природного алмаза типа IIa.

Для исследуемых фотоприемников были измерены вольт-амперные характеристики (ВАХ) в темноте и при освещении излучением дейтериевой лампы ДДС-30. Низкие значения величины темнового тока (порядка единиц пА при напряжении смещения 100 В) характерны для всех алмазных фотоприемников независимо от исходного сырья и типа приемной структуры. Это преимущество алмазных фотоприемников позволяет регистрировать низкие уровни УФ излучений. Интересен тот факт, что исследуемые фотоприемники регистрировали фототок без внешнего напряжения смещения, что характерно для фотоприемников барьерного типа, работающих в фотовольтаическом режиме. Это обусловлено наличием p+-i-переходов, на которых разделяются генерированные светом заряды.

На рисунке 2 представлены спектры абсолютной чувствительности экспериментальных образцов фотоприемников.

Наибольшую чувствительность все фотоприемники имеют в области собственного поглощения на участке длин волн 200 -230 нм. Форма спектров для образцов первой серии не зависит от исходного сырья. Фотоприемники данной серии являются солнечно-слепыми, чувствительны в УФ области спектра и не регистрируют видимое излучение. Отношение сигналов в УФ и видимой области спектра (220/500 нм) достигает 4 порядков при смещении 30 В.

Для приемников второй серии форма спектра зависит от выбора освещаемой поверхности (рисунок 3). При освещении нелегированной поверхности приемника второй серии спектр имеет такой же вид, как и в образцах первой серии. При освещении легированной бором поверхности максимум сдвинут в более длинноволновую область спектра, и появляется длинноволновый хвост чувствительности, который тянется до 300 нм. Как видно из рисунка 2, для фотоприемников второй и третьей серии в ближней УФ области наблюдается подъем абсолютной спектральной чувствительности, который продолжается в видимую область. Бор вносит вклад в чувствительность образцов при меньших в сравнении с запрещенной зоной значениях энергии падающих фотонов. Следовательно, такие фотоприемники не являются солнечно-слепыми в полном смысле. Однако отношение сигналов в УФ и видимой областях спектра в некоторых образцах фотоприемников на основе НРНТ алмаза достигает 6-7 порядков величины (рисунок 2б).

Типичные значения абсолютной чувствительности в максимуме фотоприемников из природного сырья составляют около 10 мА/Вт (рисунок 2). Чувствительность приемников на основе НРНТ алмаза колеблется от 1 до 540 мА/Вт. В некоторых образцах приемников на основе синтетического НРНТ алмаза абсолютная чувствительность достигает значений нескольких единиц А/Вт (рисунок 2б). Это в сотни раз превышает теоретически рассчитанный предел величины абсолютной токовой чувствительности (0,18 А/Вт) и свидетельствует о внутреннем усилении фотоэлектрического сигнала.

В фотовольтаическом режиме регистрации токовая чувствительность алмазных фотоприемников первой серии на основе НРНТ алмаза составляет единицы мА/Вт, что является вполне достаточным для детектирования интенсивных световых потоков.

Таким образом, фотоприемники ультрафиолетового излучения на основе синтетического алмаза производства РУП "Адамас БГУ" являются солнечно-слепыми и по чувствительности могут превосходить фотоприемники на основе специально отобранного безазотного природного алмаза типа IIa. Структура спектра чувствительности может варьироваться в зависимости от типа алмазной фотоприемной структуры.

#### **Слова благодарности**

Авторы выражают благодарность научному руководителю Казючицу Николаю Михайловичу, заведующему научно-исследовательской лабораторией высокоэнергетической ионной имплантации и функциональной диагностики БГУ, и Русецкому Михаилу Семеновичу, старшему научному сотруднику лаборатории.

### Иллюстрации

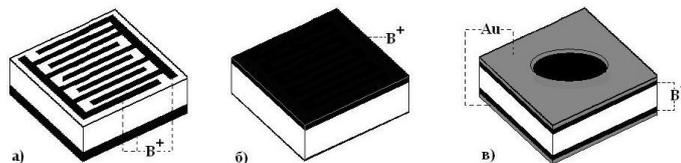


Рис. 1: Схематическое изображение алмазных фотоприемных структур первой (а), второй (б) и третьей (в) серии.

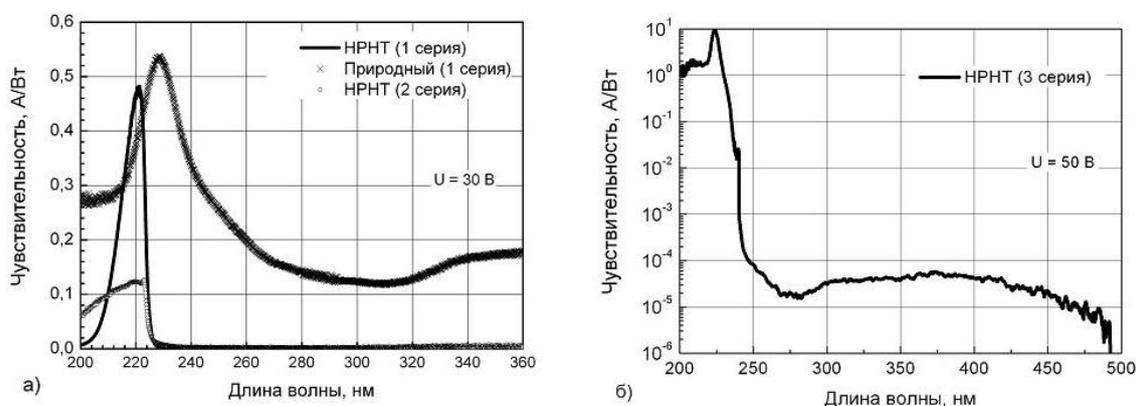


Рис. 2: Абсолютная спектральная чувствительность образцов фотоприемников первой, второй (а) и третьей серии (б) на основе синтетического и природного сырья.

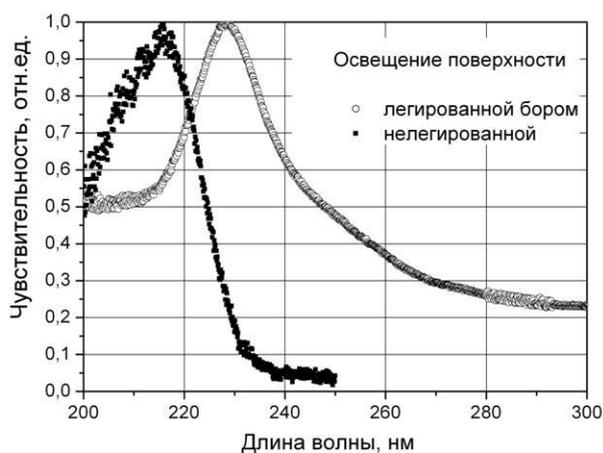


Рис. 3: Спектры чувствительности фотоприемника второй серии на основе синтетического алмаза при освещении легированной бором и нелегированной поверхности.

**Исследование особенностей андерсоновской локализации в двумерной системе с диагональным беспорядком.**

*Осипов Алексей Александрович*

*Аспирант*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия*

*E-mail: spinor@ct-qmc.org*

Для исследования особенностей андерсоновской локализации в двумерных системах с диагональным беспорядком предлагается диаграммная техника, являющаяся развитием среднеполевого подхода. Данный метод позволяет естественным образом получить результаты соответствующие методу среднего поля и когерентного потенциала. Основным достоинством данного метода является возможность построения более высоких порядков приближения над приближениями среднего поля, а также хорошая точность в широком диапазоне параметров системы, в том числе в той области параметров, для которой описание с помощью стандартных асимптотических и среднеполевых методов дают неудовлетворительные результаты (переходный режим от слабой к сильной локализации).

Вычисление ФГ второго порядка и вершинной части четвертого порядка проводится с использованием предложенного подхода в лестничном приближении.

Использование данного подхода позволяет учесть нелокальность собственно-энергетической части ФГ и вершинной части четвертого порядка, что позволяет учесть особенности локализации в рассматриваемой системе.

Проводится сравнение результатов прямого численного расчета ФГ первого и второго порядков для системы конечных размеров и результатов полученных с помощью стандартных диаграммных техник, а также с помощью предложенного метода. Для прямого численного вычисления усредненных обратных матриц отклика применяется алгоритм, учитывающий особенность диагонального беспорядка системы и позволяющий эффективно векторизовать вычисления и использовать современную технологию высокопроизводительных вычислений на графических адаптерах.

Данное сравнение показывает улучшение точности описания системы при использовании предлагаемого метода, особенно в промежуточной области параметров, а также учет нелокальных особенностей, невозможный при использовании стандартных среднеполевых методов.

**Литература**

1. Займан Дж. М. Модели беспорядка. Теоретическая физика однородно неупорядоченных систем. – М.: "Мир" 1982.
2. Абрикосов А. А., Горьков Л.П., Дзялошинский И.Е. Методы квантовой теории поля в статистической физике. – М. 1962.

**Иллюстрации**

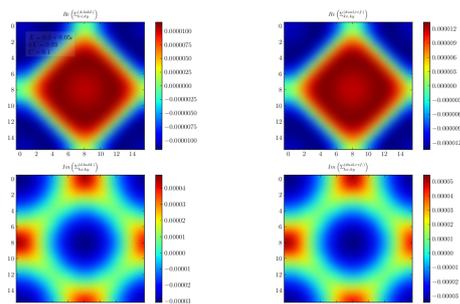


Рис. 1: Собственно-энергетические части дуальной ФГ, полученные аналитически (лев.) и численно (прав.).

**Влияние ионно-плазменной обработки на электронно-энергетическое строение и фазовый состав монокристаллических пластин кремния КЭФ и КДБ**

*Паринаева Елена Владимировна*

*Студент*

*Воронежский государственный университет, Физический факультет, Воронеж, Россия*

*E-mail: parinova777@mail.ru*

Изучение структур, подвергнутых современным методам обработки поверхности, например, обработка в плазме, представляет большой практический интерес. Такие методы могут существенно изменить свойства материала. Особый интерес для исследований представляют образцы, подвергнутые низкоэнергетической ионно-лучевой обработке. Возможное изменение ряда свойств стандартных кремниевых пластин позволит расширить спектр их применения в современной электронике.

Представлены результаты исследований пластин кремния КДБ и КЭФ, подвергнутых низкоэнергетической ионно-лучевой обработке водородом или аргоном при температурах 25 С и 350 С (энергия ионов – 300 эВ, плотность тока ионов – 0,13-0,17 мА/см<sup>2</sup>, длительность обработки – 30 мин) методами ультрамягкой рентгеновской спектроскопии, в том числе, с использованием синхротронного излучения.

Метод спектроскопии ближней тонкой структуры края рентгеновского поглощения XANES (X-ray absorption near edge structure) был использован для получения данных о локальной парциальной плотности свободных электронных состояний в зоне проводимости. Были исследованы XANES L<sub>2,3</sub> спектры кремния. Исследования были проведены на канале MARK V синхротронного центра SRC (Стоутон, США). Глубина анализируемого слоя составляла порядка 5 нм. Вакуум в камере спектрометра поддерживался на уровне 10<sup>-10</sup> Торр.

Исследования методом ультрамягкой рентгеновской эмиссионной спектроскопии USXES (Ultrasoft X-ray emission spectroscopy) были проведены на лабораторном ультрамягком спектрометре-монокроматоре РСМ-500. Спектры USXES дают информацию о локальной парциальной плотности занятых электронных состояний вблизи потолка валентной зоны. Глубина анализа составляла 60 нм. Более того, при помощи специального программного обеспечения был проведён анализ фазового состава поверхностных слоёв исследованных образцов по результатам математического моделирования экспериментально полученных USXES L<sub>2,3</sub> спектров кремния.

Анализ данных XANES всех обработанных в плазме образцов, сопоставление их с данными эталонных спектров монокристаллического кремния, аморфного кремния и диоксида кремния, показывает существенные изменения в тонкой структуре резкого края поглощения кремния. Тем не менее, полученные спектры характеризуются «ступенью» при энергии 100 эВ и отсутствие тонкой структуры, обусловленной спин-орбитальным расщеплением Si 2р уровня. Это означает, что для всех исследованных образцов было установлено наличие элементарного кремния в поверхностном слое 5 нм. В тоже время, отсутствие тонкой структуры краев поглощения характерно для аморфного кремния. Однако, для двух образцов КЭФ (Ar<sup>+</sup>, 25 С) и КДБ (Ar<sup>+</sup>, 350 С)

были зарегистрированы два «аномальных» спектра XANES, согласно которым наблюдается отсутствие элементарного кремния в поверхностных слоях указанных образцов наряду с изменением ближнего порядка и сильным искажением структуры кремний-кислородного тетраэдра. Для остальных образцов, подвергнутых обработке в плазме, таких нарушений поверхностного оксида не наблюдалось, что следует из сопоставления с тонкой структурой, характерной для эталонного спектра SiO<sub>2</sub>.

Исследования электронного строения и фазового состава образцов методом USXES показали следующее. Результаты моделирования спектра образца, подвергнутого низкотемпературной ионно-лучевой обработке водородом при температуре 25 С марки КЭФ, можно сказать, что при обработке водородом, в данном случае, увеличивается дефектность поверхности. Скорее всего, это обусловлено более «рыхлой» структурой поверхности за счет удаления части атомов кремния в ближайшем окружении. При увеличении температуры до 350 С (подложка КЭФ) дефектность поверхности ниже, чем в случае низкотемпературной обработки. Здесь USXES данные сопоставимы со спектрами исходной пластины.

Сравнение USXES спектра исходной пластины КДБ со спектрами пластин КДБ, обработанных водородом при температурах 25 С и 350 С, позволяет говорить об отсутствии заметных изменений в распределении плотности состояний. Возможно, это происходит вследствие того, что структура исследованных нами поверхностных слоев самой исходной пластины КДБ более дефектная, нежели в случае пластины КЭФ, согласно полученным USXES данным.

Обработка аргоном образца КЭФ при температуре 25 С приводит к значительной аморфизации, совместно с окислением поверхностного слоя пластины кремния, как и в случае пластин КДБ, при той же температуре обработки. Однако, в последнем случае, результат менее заметен, чем в случае пластины КЭФ. В случае обработки аргоном при температуре 350 С мы видим, что отжиг приводит к восстановлению кристаллической структуры.

Таким образом, проведенные исследования электронно-энергетического строения позволяют сказать следующее. При ионно-плазменной обработке происходит частичное разупорядочение поверхностных слоев монокристаллических пластин КЭФ и КДБ. Получены данные о фазовом составе поверхностных слоев. Ряд исследованных пластин при обработке в плазме аргона подвергается сильному разупорядочению, чего не наблюдается при обработке в плазме водорода при тех же режимах. Скорее всего, это обусловлено более «рыхлой» структурой пластин КЭФ.

Часть данной работы выполнена на the Synchrotron Radiation Center, University of Wisconsin-Madison, при поддержке NSF грант No. DMR-0537588.

Данная работа выполнена при поддержке федеральной целевой программы "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009-2013 годы.

#### **Слова благодарности**

Автор доклада выражает благодарность научному руководителю, профессору, д.ф.-м.н. Терехову В.А.

**Изучение свойств нанокристаллического диоксида олова методом ЭПР**

**Пентегов Иван Сергеевич**

*Студент*

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический, Троицк, Россия*

*E-mail: sandre.fuego@gmail.com*

Среди материалов для полупроводниковых сенсоров наибольшую популярность завоевал диоксид олова  $SnO_2$  благодаря превосходным сенсорным характеристикам, легкости получения в высокодисперсном состоянии, возможности варьирования морфологии от наночастиц до вискероов [1]. По отношению к СО сенсоры на основе нанокристаллического  $SnO_2$  обладают достаточной чувствительностью, но только при температурах нагрева материала не ниже 250 - 350 °С в зависимости от морфологии. Эффективным методом изменения химических свойств поверхности полупроводниковых оксидов с целью снижения их рабочей температуры и сенсбилизации является модифицирование оксидной матрицы палладием. Наличие парамагнитных центров в структуре образца  $SnO_2$  меняет его проводимость, тем самым оказывая существенное влияние на работу электронных приборов на его основе. целью нашей работы являлось изучение природы и свойств спиновых центров в диоксиде олова, исходном и модифицированном благородным металлом палладием.

Образцы были изготовлены по методу, подробно описанному в работе [2]. ЭПР спектры были измерены с помощью спектрометра Bruker EPR ELEXSYS-500 (чувствительность  $10^{10}$  спин/Гс).

Детектируемый нами сигнал ЭПР имеет сложную форму и представляет собой суперпозицию нескольких линий (рис.1). Вычисление g-факторов сигнала и сопоставление их с литературными данными позволило сделать следующие выводы [3]. Основным типом спиновых центров в нанокристаллическом диоксиде олова являются

$O_2$  - и ОН - радикалы. Их интегральная концентрация увеличивается пропорционально росту площади удельной поверхности исследуемых образцов. Модифицирование поверхности диоксида олова элементами палладия и молекулами воды приводит к существенному уменьшению концентрации  $O_2$ - радикалов (рис.2). Это обусловлено формированием на поверхности образцов слоя PdO. В то же время, интенсивность линии, соответствующей ОН радикалам увеличивается (рис.2). Полученные данные могут быть использованы для целенаправленного улучшения сенсорных характеристик электронных устройств на основе диоксида.

**Литература**

1. M. Batzill, U. Diebold, Progress in Surface Science, 79, 47 (2005).
2. J. C. Belmonte, J. Manzano, J. Arbiol, A. Cirera, J. Puigcorbe, A. Vila, N. Sabate, I. Gracia, C. Cane, J.R. Morante, Sensors and Actuators B: Chemical, 114, 881 (2006).
3. R.B. Vasiliev, M.N. Rumyantseva, S.G. Dorofeev, Yu.M. Potashnikova, L.I. Ryabova, A.M. Gaskov, Mendeleev Commun., 14, 167 (2004).

4. D.F. Cox, T.B. Fryberger, S. Semancik, Phys. Rev. B, 38, 2072 (1988).

### Слова благодарности

Данная работа была спонсирована в рамках программы FP7 NMP-2009 и совместно-го Европейско-Российского проекта CP-FP 247768 S3 / 02.527.11.0008. Измерения были выполнены на аппаратуре центра коллективного пользования МГУ им.М.В.Ломоносова

### Иллюстрации

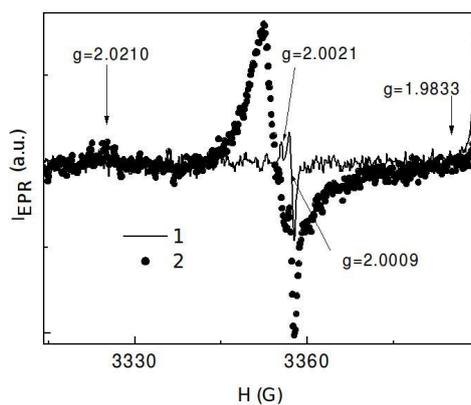


Рис. 1: Рис. 1 Спектры ЭПР порошков SnO<sub>2</sub>, измеренные при 110 К.

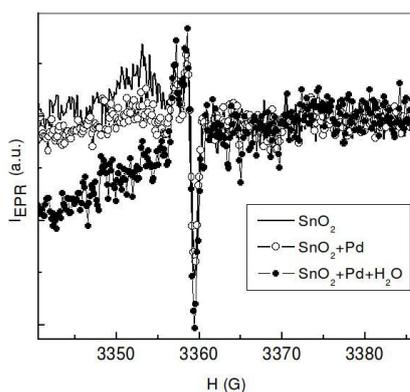


Рис. 2: Рис. 2 Спектры ЭПР исходного порошка SnO<sub>2</sub>(1), диоксида олова, модифицированного палладием SnO<sub>2</sub>(2) и диоксида олова модифицированного водой и палладием водой SnO<sub>2</sub>(3).

Секция «Физика»

Особенности процесса электронного обмена ионов с атомными цепочками

*Поливникова Татьяна Николаевна*

*Аспирант*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия  
E-mail: tpolivnikova@gmail.com*

Целью исследований являлось изучение электронного обмена отрицательного иона водорода с атомными цепочками и последующего электронного транспорта вдоль цепочки.

В начальный момент времени электрон находится отрицательном ионе водорода. Распространение электрона вдоль цепочки обуславливается резонансным туннелированием и происходит в отсутствие внешнего электрического поля. Рассматривались статический (ион водорода неподвижен) и динамический (ион водорода подлетает к цепочке с некоторой скоростью) случаи. Были изучены такие характеристики процесса, как эффективность и скорость электронного транспорта, исследовалось влияние различных неоднородностей (смещение атомов цепочки и замена одного атома инородным атомом) в цепочках на эти характеристики. Проводился сравнительный анализ данных параметров для водородных и алюминиевых цепочек.

Исследования показали, что:

- При небольших расстояниях между ионом и атомной цепочкой осуществляется интенсивный переход электрона на цепочку атомов. При этом электрон распространяется вдоль цепочки с постоянной скоростью.

- Эффективность электронного транспорта вдоль эквидистантной цепочки атомов определяется расстоянием между соседними атомами цепочки и экспоненциально убывает с ростом периода цепочки. Также эффективность электронного транспорта равномерно уменьшается с увеличением расстояния от отрицательного иона водорода до цепочки.

- В динамическом случае эффективность максимальна при скоростях налетающего иона порядка 0.5 – 1 ат. ед. скорости.

- Скорость электронного транспорта как функция периода цепочки убывает экспоненциально с ростом периода цепочки и практически не зависит от расстояния от иона до цепочки в статическом случае. В динамическом случае скорость распространения электрона в цепочке максимальна при скоростях налетающего иона порядка 1 – 2 ат. ед. скорости.

- При смещении атомов цепочки или замене одного атома инородным атомом, электронный переход блокируется в месте возникновения неоднородности, вследствие нарушения резонансных условий.

- Переход электрона вдоль цепочки атомов алюминия осуществляется на полпорядка эффективнее, чем переход электрона вдоль цепочки атомов водорода.

Литература

1. Сатарин К.К., Аманбаев Е.Р., Гайнуллин И.К. // Особенности электронного транспорта вдоль неоднородных атомных цепочек. Известия РАН сер. физ., 2009, Т. 74, № 2, с. 167-171.

2. Сатарин К.К., Шестаков Д.К., Гайнуллин И.К., Уразгильдин И.Ф. // Переход электрона вдоль атомной цепочки. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2007, № 7, с. 98-101.
3. Ames, W.F. // Numerical Methods for Partial Differential Equations. 2nd ed. New York: Academic Press. Chapter 2. 1977. P. 41-90.
4. Ermoshin V. A., Kazansky A. K. Wave packet study of H- decay in front of a metal surface // Physics Letters A. 1996. July. Vol. 218, no. 1-2. P. 99-104.
5. Faleev S. V., Leonard F., Stewart D. A., M. van Schilfgaarde // Ab initio tight-binding lnto method for nonequilibrium electron transport in nanosystems. Phys. Rev. B. 2005. Vol. 71, no. 19. P.195422.
6. Guillemot L. and Esaulov V. A. // Phys. Rev. Lett. 82. 1999. P. 4552.
7. Nordlander P., Tully J.C. // Phys. Rev. Lett. V. 61. 1988. P. 990.
8. Urazgil'din I.F., Guseva M.Yu., and Klushin D.V. // Phys. Rev. B V. 50. 1994. P. 5582.

#### **Слова благодарности**

Авторы благодарят за поддержку Российский Фонд Фундаментальных Исследований ([www.rffi.ru](http://www.rffi.ru)) и Федеральную Целевую Программу ([www.kadryedu.ru](http://www.kadryedu.ru)).

**СТРУКТУРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА  
НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ МОС-ГИДРИДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР  
AlGaAs/GaAs(100) НА ОСНОВЕ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ ВЫЧИТАНИЯ**

*Руднева Вера Евгеньевна*

*Студент*

*Воронежский государственный университет, Физический факультет, Воронеж,  
Россия*

*E-mail: verrarrudneva@mail.ru*

Исследования системы AlAs – GaAs ведутся достаточно давно и на сегодняшний день все основные свойства её полупроводниковых твердых растворов прекрасно изучены. Однако, влияние различных факторов, таких как неравновесные термодинамические процессы в реакторах, наличие полей деформации, возникающих из-за малейших рассогласований параметров решетки пленки и подложки и др. даже в такой хорошо изученной системе позволяют получать у этого типа гетероструктур принципиально новые свойства. Таким образом, получение новых химических соединений в системе AlAs - GaAs представляет несомненный интерес, а свойства таких соединений заслуживают тщательного изучения различными методами. Тестируемые образцы, представляющие собой гетероструктуры AlGaAs/GaAs(100), выращивались с целью исследования процессов автолегирования для достижения максимальной концентрации углеродного акцептора. Для этого проводились эксперименты при пониженной температуре и минимальном (3 –5) соотношении 5 и 3 групп элементов в зависимости от задаваемого состава твердого раствора.

Образцы выращивались на установке МОС-гидридной эпитаксии «EMCORE GS 3/100» в вертикальном реакторе с высокой скоростью вращения подложкодержателя. Температура подложкодержателя поддерживалась 550 °С давление в реакторе 77Торр, скорость вращения подложкодержателя 1000 об/мин. В качестве исходных реагентов использовались триметил галлия (Ga(CH<sub>3</sub>)<sub>3</sub>), триметил алюминия (Al(CH<sub>3</sub>)<sub>3</sub>) и арсин (AsH<sub>3</sub>). Толщина и состав выращиваемых слоев рассчитывалась исходя из данных, определенных по слоям, выращиваемых при “нормальных условиях” (температура роста 700 – 800 °С, соотношение элементов пятой и третьей групп 100-200). Для сравнения свойств образцов полученных по новой методике и при нормальных условиях использовался образец, выращенный по обычной технологии. Структурное качество образцов и определение параметров решеток твердых растворов проводили с использованием рентгеновской дифракции на дифрактометре ARL X'TRA Thermo Techno с высоким угловым разрешением на CuK $\alpha$ <sub>1,2</sub> излучении. ИК-спектры отражения от гетероструктур были получены с использованием ИК–Фурье спектрометра Vertex-70 Bruker. Изучение морфологии поверхности было проведено на растровом электронном микроскопе JOEL, концентрации элементов в твердом растворе были уточнены методом рентгеновского микроанализа с использованием приставки Oxford Instruments. Анализируя данные, полученные методами рентгеновской дифракции, растровой электронной микроскопии и ИК-спектроскопии, можно сделать несколько важных выводов о структуре твердых растворов AlGaAs, выращенных по новой технологии.

Эпитаксиальные пленки низкотемпературных твердых растворов AlGaAs, как и неупорядоченные твердые растворы, имеют структуру сфалерита, что достаточно хорошо прослеживается в случае роста гомоэпитаксиальной структуры GaAs/GaAs(100), поскольку из результатов рентгеновской дифракции следует, что кристаллические решетки твердого раствора и подложки прекрасно согласованы. Однако существенным отличием является то, что параметр кристаллической решетки у эпитаксиальной пленки, выращенной при пониженной температуре, хоть и увеличивается с ростом концентрации атомов Al в металлической подрешетке, но по своей величине он меньше, чем у GaAs, что противоречит общеизвестному закону Vegарда. Эти данные, полученные вначале из анализа результатов рентгеновской дифракции, подтверждаются и методом ИК-спектроскопии, исходя из данных о частотах и интенсивностях ТО и LO фононов основных мод. Стоит так же отметить, что состав низкотемпературных твердых растворов, рассчитанный исходя из данных, определенных по слоям, растущих при нормальных условиях (температура роста 600 – 700 degC, соотношение элементов пятой и третьей групп 100-200), не совпадает с определенным методом рентгеновского микроанализа. Таким образом, на основании полученных результатов можно утверждать, что термодинамические условия эпитаксиального роста при пониженной температуре и минимальном соотношения элементов 5 и 3 групп, приводят к тому, что при различных концентрациях атомов алюминия происходит образование твердого раствора вычитания AlGaAs.

#### Слова благодарности

Автор благодарит старшего научного сотрудника кафедры Физики твердого тела и наноструктур П.В. Середина за ценные советы при обсуждении результатов.

## Расчет электропроводности структур, содержащих кремниевые нанокристаллы в оксидной матрице

Антоновский А.А.<sup>1</sup>, Сысоев И.Д.<sup>1</sup>, Фори Е.А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>студент, <sup>2</sup>аспирант

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: atomp4fx@gmail.com

Кремниевые нанокристаллы в оксидной матрице являются перспективными материалами для создания электронных и оптоэлектронных приборов, в частности, светоизлучающих диодов, солнечных батарей и устройств памяти. В настоящее время хорошо изучены структурные и оптические свойства этих структур. Однако для создания светоизлучающих приборов на основе структур с кремниевыми нанокристаллами в оксидной матрице необходимо исследование механизмов транспорта носителей заряда в них, а также изучение влияния на электропроводность структур концентрации и размера нанокристаллов. В связи с этим основная цель работы заключалась в разработке модели переноса носителей заряда в структурах, представляющих собой слои квазиупорядоченных нанокристаллов кремния, разделенных слоями SiO<sub>2</sub> (nc-Si/SiO<sub>2</sub>). Число слоев в структурах nc-Si/SiO<sub>2</sub> варьировалось от 1 до 40, средний размер нанокристаллов, имеющих почти сферическую форму, изменялся от 3 до 6 нм.

В результате проведенных экспериментальных исследований были получены вольтамперные характеристики (ВАХ) образцов nc-Si/SiO<sub>2</sub> с разным числом слоев и размером нанокристаллов. Численное решение уравнения Шредингера для сферической потенциальной ямы в приближении метода эффективной массы позволило рассчитать энергетические уровни электрона и провести оценку перекрытия волновых функций от соседних квантовых ям. В результате расчетов предложена энергетическая зонная диаграмма исследованных структур. Для теоретического описания ВАХ был произведен расчет туннельного тока между локализованными состояниями нанокристаллов. При этом учитывалось, что длина структуры много меньше длины свободного пробега электрона (т.е. на движение электрона влияют только потенциальные барьеры) и коэффициент пропускания структуры не зависит от энергии носителей. Проведенные теоретические расчеты хорошо описывают полученные экспериментальные данные. Поэтому можно заключить, что в исследованных структурах перенос носителей заряда происходит посредством туннелирования между локализованными состояниями нанокристаллов сквозь потенциальные барьеры между nc-Si и SiO<sub>2</sub>.

Изменение размеров нанокристаллов от 3 до 6 нм практически не влияет на электропроводность образца. В то же время уменьшение числа слоев приводит к резкому возрастанию электропроводности. Данные факты свидетельствуют об определяющей роли слоев SiO<sub>2</sub> в процессах переноса носителей заряда в структурах nc-Si/SiO<sub>2</sub>.

Таким образом, в данной работе в приближении метода эффективной массы рассчитаны уровни размерного квантования в кремниевых нанокристаллах и предложена энергетическая зонная диаграмма исследованных структур nc-Si/SiO<sub>2</sub>. На основе проведенных теоретических расчетов показано, что перенос носителей заряда в структурах nc-Si/SiO<sub>2</sub> осуществляется путем последовательного туннелирования через потенциальные барьеры между nc-Si и SiO<sub>2</sub>.

**Влияние легирования на вольтамперные характеристики органических  
солнечных фотоэлементов**

**Труханов Василий Андреевич**

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический  
факультет, Москва, Россия  
E-mail: vtrukhanov@mail.ru*

Органические солнечные фотоэлементы на основе полупроводниковых полимеров являются перспективной альтернативой кремниевым солнечным фотоэлементам благодаря низкой стоимости, простоте производства и замечательным механическим свойствам. Однако, несмотря на то, что ведётся активная работа по их созданию, на сегодняшний день не появилось конкурентоспособных органических фотоэлементов. В частности, это связано с недостатком понимания процесса фотоэлектрического преобразования энергии в таких относительно новых для области твердотельной электроники устройствах. Настоящая работа посвящена разработке адекватной модели органических солнечных фотоэлементов.

Объектом исследования данной работы является органический солнечный фотоэлемент с объёмным гетеропереходом. Объёмный гетеропереход – это смесь двух органических материалов с различными значениями электронного сродства и потенциала ионизации. Объёмный гетеропереход нужен для расщепления экситонов, образующихся при поглощении фотонов, на свободные носители заряда. Использовалась численная модель, основанная на уравнениях непрерывности для плотности токов электронов и дырок и уравнении Пуассона, которая позволяет рассчитывать вольтамперные характеристики органических солнечных элементов. Параметры, описывающие свойства органического солнечного элемента, брались из статьи [1].

В модели впервые учтено легирование органического полупроводника примесями: электронными донорами либо акцепторами. В докладе обсуждается влияние концентрации легирующих примесей на ток короткого замыкания, напряжение холостого хода, точку максимальной мощности и фактор заполнения вольтамперной характеристики фотоэлемента.

Показано, что учёт в численной модели легирующих примесей приводит к существенному изменению вольтамперных характеристик, а именно тока короткого замыкания и фактора заполнения. При сильном легировании  $N_d = 10^{24} \text{ м}^{-3}$  ток короткого замыкания уменьшается с  $45 \text{ А/м}^2$  до  $8 \text{ А/м}^2$ . Также показано, что в солнечных элементах с дисбалансом подвижностей электронов и дырок ток короткого замыкания может быть увеличен за счёт введения примесей: доноров, если подвижность электронов меньше подвижности дырок, или акцепторов, если подвижность дырок меньше подвижности электронов.

### Литература

1. Koster, L.J.A. Device model for the operation of polymer/fullerene bulk heterojunction solar cells // Physical Review B 72, 085205 (2005)

### Слова благодарности

Автор выражает благодарность Бруевичу Владимиру Васильевичу и Паращуку Дмитрию Юрьевичу за руководство работой, всестороннюю помощь и поддержку.

### Иллюстрации

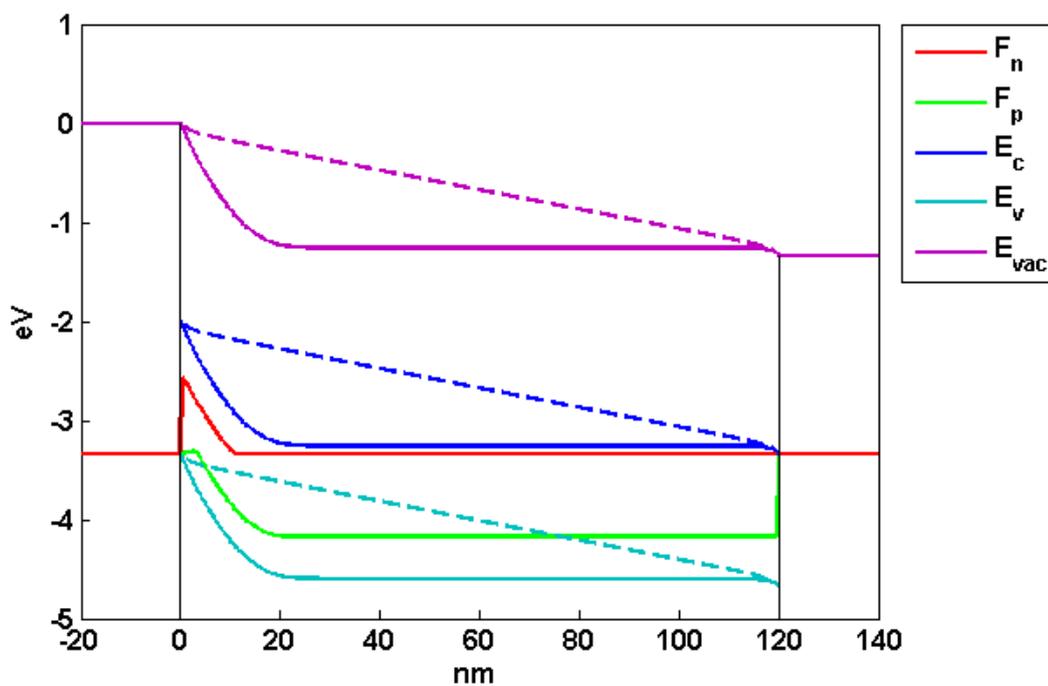


Рис. 1: Энергетическая диаграмма фотоэлемента в режиме короткого замыкания при концентрации доноров  $10^{24} \text{ м}^{-3}$  (сплошные линии) и при отсутствии примесей (штриховые линии). Здесь  $F_n$  - квазиуровень Ферми для электронов,  $F_p$  - для дырок,  $E_c$  - нижний край зоны проводимости,  $E_v$  - верхний край валентной зоны,  $E_{vac}$  - вакуумный уровень.

**Частотные зависимости проводимости нанокристаллических слоев оксида индия**

**Форш Е.А., Марикуца А.В., Сысоев И.Д., Антоновский А.А.**

*Аспирант*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия*

*E-mail: forsh\_kate@list.ru*

Нанокристаллический оксид индия ( $In_2O_3$ ), состоящий из монокристаллических зерен (нанокристаллов) с размерами от нескольких единиц до нескольких десятков нанометров, является перспективным материалом для формирования газочувствительных слоев в полупроводниковых газовых сенсорах [1,2]. В случае газовых сенсоров резистивного типа ключевым вопросом становится определение механизмов переноса носителей заряда в нанокристаллическом оксиде индия. Одним из эффективных методов определения электрофизических характеристик гетерогенных систем является импедансная спектроскопия [3]. В данной работе методом импедансной спектроскопии исследованы частотные зависимости проводимости нанокристаллического оксида индия.

Синтез нанокристаллических образцов  $In_2O_3$  проводили золь-гель методом. К раствору 10 г  $In(NO_3)_3 \cdot 4.5H_2O$  в 100 мл деионизованной воды при перемешивании прикапывали 1 М раствора аммиака в деионизованной воде до достижения  $pH \sim 8.0 - 8.5$ . Синтез проводили при комнатной температуре, выдерживая маточный раствор с осадком 1 час. Затем студенистый осадок гидроксида индия отделяли центрифугированием, промывали деионизованной водой до начала пептизации для удаления нитрат-ионов. Полученный гель гидроксида индия высушивали в течение 24 часов при  $50^{\circ}C$ , затем отжигали в печи при температурах  $300^{\circ}C$ ,  $500^{\circ}C$  и  $700^{\circ}C$  в течение 24 часов.

Для измерения электрических характеристик полученные порошки прессовались в таблетки толщиной приблизительно 2 мм. На противоположные поверхности таблеток напылялись золотые контакты площадью  $1 \text{ мм}^2$ . Измерения термоЭДС показали, что образцы обладают проводимостью n-типа. Частотные зависимости проводимости измерялись с помощью импеданс-анализатора HP 4192A в интервале частот (f) от 5 Гц до 13 МГц в области температур  $T=50-300 \text{ К}$ .

С помощью рентгенофазового анализа и просвечивающей электронной микроскопии было установлено, что образцы состоят из зерен кристаллического оксида индия в кубической модификации. С повышением температуры отжига образцов средний размер зерен увеличивался от 7–8 нм для температуры отжига  $300^{\circ}C$  до 18–20 нм в случае образцов отожженных при  $T=700^{\circ}C$ .

Анализ годографов полного импеданса показал, что для всех исследованных образцов эквивалентная схема может быть представлена в виде последовательно соединенных сопротивления  $R_c$  и параллельной цепочки, состоящей из сопротивления  $R_s$  и емкости  $C_s$ . Параллельную  $R_s C_s$ -цепочку можно отождествить с сопротивлением  $R_s$  и емкостью  $C_s$  образца, а добавочное сопротивление  $R_c$  – с сопротивлением контактов. При этом отметим, что сопротивление образца на несколько порядков превышает сопротивление контактов.

Можно показать [4], что для данной эквивалентной схемы в области низких частот, при условии  $R_c R_s (2\pi f)^2 C_s^2 < 1$ , проводимость (реальная часть адмиттанса) определяется проводимостью самого образца и не зависит от сопротивления контактов. Было обнаружено, что при указанных частотах в области температур  $T < 210$  К проводимость изменяется с частотой по степенному закону с показателем степени, уменьшающимся от 0.6 до 0.4 при увеличении размера кристаллических зерен. Степенная зависимость проводимости от частоты характерна для прыжкового механизма проводимости. В то же время в области температур  $T > 210$  К проводимость образцов практически не зависит от частоты, что указывает на перенос носителей по зоне делокализованных состояний.

Таким образом, на основании проведенных исследований можно заключить, что перенос электронов в исследованных образцах нанокристаллического  $In_2O_3$  при температурах  $T < 210$  К осуществляется путем прыжков по локализованным состояниям, а при более высоких температурах транспорт электронов происходит по зоне проводимости.

### Литература

1. Epifani M., Comini E., Arbiol J. et al. Nanocrystals as Very Active Interfaces: Ultrasensitive Room-Temperature Ozone Sensors with  $In_2O_3$  Nanocrystals Prepared by a Low-Temperature Sol-Gel Process in a Coordinating Environment // J. Phys. Chem. C, V. 111, 2007. Pp. 13967-13971.
2. Rout C.C., Ganesh K. and Govindaraj A. Sensors for the nitrogen oxides,  $NO_2$ , NO and  $N_2O$ , based on  $In_2O_3$  and  $WO_3$  nanowires // Appl. Phys. A, V. 85, 2006. Pp. 241-246.
3. Поклонский Н.А., Горбачук Н.А. Основы импедансной спектроскопии композитов. Минск, БГУ, 2005.
4. Ben-Chorin M., Moller F., Koch F. Hopping transport on a fractal: ac conductivity of porous silicon // Phys. Rev. B, V. 51, 1995. Pp.2199-2213.

**Фотолюминесцентные и структурные свойства образцов кремниевых нанокристаллов в матрице диоксида кремния, сформированных в процессе термического отжига тонких пленок  $SiO_x$  с различными значениями параметра стехиометрии  $x$**

**Швыдун Наталья Владимировна**

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия  
E-mail: natalchik-sh@rambler.ru*

В последние годы активное развитие коммуникационных технологий предъявляет огромный спрос на оптоэлектронные устройства, интегрированные в электронные схемы. Эффективное объединение в одном приборе элементов микро- и оптоэлектроники

## Секция «Физика»

позволит существенно увеличить скорость обработки информации. Для подобных целей кремний мог бы стать лучшим материалом благодаря разработанной технологии и своему преобладанию в микроэлектронике [1,3]. Тем не менее, долгие годы этому препятствовало отсутствие кремниевых эффективных источников света. В настоящее время одним из найденных решений, предоставляющих возможность повышения эффективности межзонной излучательной рекомбинации в кристаллическом кремнии (с-Si), стало создание нанокристаллов кремния (nc-Si) в диоксидной матрице SiO<sub>2</sub>. При этом для применения таких структур в оптоэлектронных устройствах крайне необходим контроль размера и концентрации nc-Si. Одним из эффективных путей формирования nc-Si в диоксидной матрице SiO<sub>2</sub> является реактивное распыление порошка SiO<sub>x</sub> (с параметром стехиометрии  $x$  от 1 до 2) на подложку с последующим термическим отжигом при температуре 1100 °C, что позволяет, благодаря возможности варьирования параметра стехиометрии  $x$ , контролировать размеры и концентрацию образующихся nc-Si [2,4].

В данной работе изготовлен набор монослойных структур SiO<sub>x</sub> с различными толщинами ( $d = 100, 300, 500$  нм) и различными значениями параметра стехиометрии  $x$ , что достигалось варьированием давления кислорода в вакуумной камере в процессе распыления мишени SiO. Для каждого образца исследованы его структурные свойства (определены значения параметра  $x$ ) и оценены размер и концентрация nc-Si, которые оказывают существенное влияние на интенсивность и положение максимума фотолюминесценции (ФЛ) исследуемых образцов. Путем измерения кинетик ФЛ исследован процесс передачи энергии в зависимости от концентрации и размеров nc-Si. Установлено, что при увеличении параметра стехиометрии  $x$  наблюдается уменьшение размеров nc-Si, что приводит к сдвигу положения максимума интенсивности ФЛ в высокочастотную область спектра.

### Литература

1. Canham L. (2000) Gaining light from silicon // Nature, v. 408, pp. 411- 412.
2. Iacona F., Priolo F., Boninelli S., Bongiorno C., Spinnella C. Formation and evolution of luminescent Si nanoclusters produced by thermal annealing of SiO<sub>x</sub> films // Journal of applied physics, 2004, vol. 95, 7.
3. Pavese L., Dal Negro L., Mazzoleni C., Franzo G., Priolo F. (2000) Optical gain in silicon nanocrystals // Nature, v. 408, pp. 440- 444.
4. Zacharias M., Yi L. X., Heitmann J., Scholz R., Reiche M. Size-controlled Si nanocrystals for photonic and electronic applications // Solid state phenomena, 2003, vol. 94, pp. 95-104

### Слова благодарности

Выражаю благодарность научному руководителю Д.М. Жигунову за поставленную задачу и помощь в работе.

**Электронный транспорт в РНЕМТ структурах с квантовой ямой  
AlGaAs/InGaAs/GaAs на различном расстоянии от поверхности  
Юзеева Н.А., Клочков А.Н.**

*Соискатель*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический  
факультет, Москва, Россия*

*E-mail: yuzeeva.nataliya@gmail.com*

Поверхностный потенциал играет значительную роль в формировании зонного профиля в РНЕМТ (псевдоаморфных транзисторах с высокой подвижностью электронов). При приближении квантовой ямы (КЯ) с двумерными электронами к поверхности влияние поверхностного потенциала становится всё более заметным, что отражается на электрофизических и оптических свойствах структур.

В данной работе изучено влияние поверхностных эффектов на зонную структуру и электрофизические параметры образцов с различным расстоянием  $L_b$  между поверхностью и дельта-слоем Si ( $L_b$  изменялось от 5 до 27 нм). Установлена зависимость концентрации электронов в квантовой яме от толщины барьерного слоя  $L_b$ . Рассчитано компенсирующее увеличение концентрации донорного легирования при уменьшении  $L_b$ , необходимое для сохранения постоянной концентрации электронов в квантовой яме.

Методом молекулярно-лучевой эпитаксии была изготовлена серия образцов с различной толщиной барьерного слоя. В спектрах фотолюминесценции, один из которых приведён в качестве примера на рис. 1, для всех образцов присутствуют пики в области  $h\omega = 1.28 \div 1.30$  эВ и  $h\omega = 1.35 \div 1.38$  эВ, которые идентифицированы как переходы из первой и второй электронных подзон в первую подзону тяжелых дырок, e1-hh1 и e2-hh1, соответственно. Отношение интенсивности второго и первого пика увеличивается при уменьшении  $L_b$ . Благодаря одинаковой концентрации электронов в образцах, удалось разделить вклады при изменении правил отбора в оптических переходах от двух факторов: наклона зон и кривизны дна заполненной электронами КЯ. В данном случае эффект связан с изменением наклона зон – увеличением градиента потенциала при приближении квантовой ямы к поверхности.

Исследовались также холловские концентрации  $n_{Hall}$  и подвижности  $\mu_{Hall}$  электронов и квантовый эффект Холла при  $T = 4.2$  К. На рис. 2 приведён квантовый эффект Холла и осцилляции магнетосопротивления для образца 724. Некоторые параметры образцов приведены в таблице 1.

Измеренные значения концентрации электронов для серии образцов оказались близки и равны  $(1.2 \div 1.7) \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>. Обнаружено, что холловская подвижность электронов  $\mu_{Hall}$  имеет немонотонную зависимость от  $L_b$  и имеет максимум при  $L_b \approx 15$  нм, ( $\mu_{Hall} = 36800$  см<sup>2</sup>/(В·с) при  $T = 300$  К,  $\mu_{Hall} = 34900$  см<sup>2</sup>/(В·с) при  $T = 77$  К). Методом самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона были рассчитаны зонные диаграммы структур, которые приведены на рис. 3. При малых  $L_b < 10$  нм уменьшение подвижности связано с увеличением рассеяния на удалённых ионизированных донорах, поскольку уровень легирования значительно увеличивается, а также с флуктуациями потенциала поверхности. При  $L_b > 10$  нм уменьшение  $\mu_{Hall}$  связано с

понижением энергии дна зоны проводимости в области дельта-слоя Si и возрастанием амплитуды хвоста электронной волновой функции в области ионизированных доноров.

**Иллюстрации**

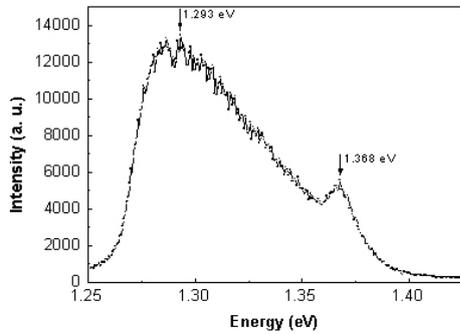


Рис. 1: Спектр фотолуминесценции при  $T = 77$  К для образца 724

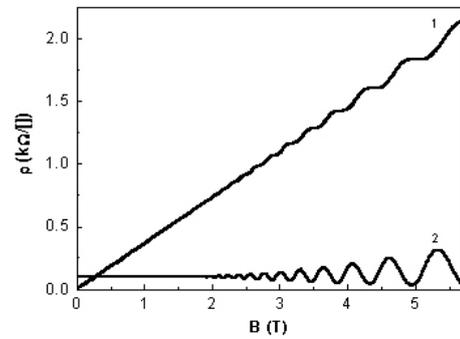


Рис. 2: Квантовый эффект Холла (1) и осцилляции магнетосопротивления (2) при  $T = 4.2$  К для образца 724

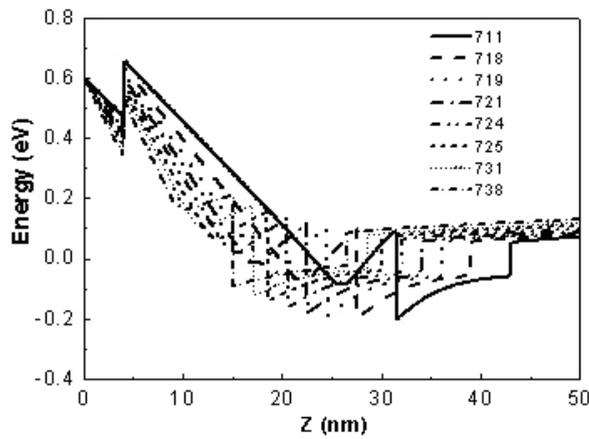


Рис. 3: Зонные диаграммы структур с квантовой ямой InGaAs с разным расстоянием  $L_b$  для всех образцов;  $Z$  – расстояние от поверхности структуры

Таблица 1. Расстояния  $L_b$  от поверхности до дельта-слоя, концентрации электронов  $n$  из расчёта по осцилляциям магнетосопротивления, холловские концентрации  $n_{\text{Hall}}$  и подвижности  $\mu_{\text{Hall}}$  при  $T = 4.2$  К для образцов 718, 724 и 738

образец	$L_b$ , нм	$n$ , $10^{12} \cdot \text{см}^{-2}$	$n_{\text{Hall}}$ , $10^{12} \cdot \text{см}^{-2}$	$\mu_{\text{Hall}}$ , $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$
718	22	1.53	1.54	21380
724	15	1.68	1.71	36800
738	9.5	1.29	1.22	20700

Рис. 4

# **ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА**

**Председатель подсекции  
проф. Жуковский Владимир Чеславович**

Секция «Физика»

Развитие модели Valence Force Field для расчёта фононных свойств  
гетероструктур из Si/Ge

Аскеров Артур Сейфединович

Соискатель

Государственный Университет Молдовы, Физический факультет, Кишинёв,  
Молдова

E-mail: art\_ask@rambler.ru

Германий и кремний являются на сегодняшний день основными материалами, используемыми в микроэлектронике. Они имеют алмазоподобную кристаллическую решётку. Толщины полупроводниковых слоёв в современных микросхемах составляют меньше 100 нм, в результате чего их свойства стали зависеть от новых тонких эффектов, которые не проявляются в объёмных образцах. Наиболее полно рассчитать свойства таких наноструктур можно с помощью решёточных моделей, так как в них учитывается атомарное строение вещества. Континуальные модели, в которых пренебрегается решёточной структурой кристаллической решётки, пригодны для описания явлений с участием только длинноволновых фононов. Среди решёточных моделей можно упомянуть face-centered cubic модель, в которой две взаимопроникающие алмазоподобные решётки Браве представлены одной face-centered cubic решёткой. Такая модель хорошо описывает акустические колебания решётки, однако не включает оптические колебания. Более полно описывает колебательные свойства решётки VALENCE FORCE FIELD модель, использующая различные типы потенциалов взаимодействия между атомами. Используемая нами VALENCE FORCE FIELD модель построена на основе динамических уравнений, записанных в гармоническом приближении. Мы учитывали взаимодействия атома с ближайшими (1-я сфера) и более дальними (2-я сфера) атомами [1]. Использовались радиальные и угловые двух – и трёхчастичные взаимодействия. Для расчёта дисперсионных кривых мы использовали: stretchingNEAR, stretchingFAR, stretching-stretching, bending и др. межатомные взаимодействия [2, 3].

Расчёты проводились для гетероструктур и сверхрешёток из Si и из Ge, а так же объёма. Силовые константы играли роль подгоночных параметров для лучшего воспроизведения экспериментальных объёмных дисперсионных кривых. В зависимости от конфигурации гетероструктуры и типа колебательных мод, колебания происходят либо по всей гетероструктуре, либо сосредотачиваются в одном из составляющих ее материалов. Было показано, что в гетероструктурах и сверхрешётках возникает сильное расщепление дисперсионных кривых, вызванное пространственным конфинментом фононов и уплощение кривых дисперсии фононов. Средние групповые скорости фононов в сверхрешетке практически равны нулю в широком интервале энергий фононов  $\hbar\omega > 10\text{meV}$ . Полученные результаты позволяют прогнозировать низкие значения решеточной теплопроводности в сверхрешетках по сравнению с обычными квантовыми нитями.

Литература

1. Keating, P.N. Effect of Invariance Requirements on the Elastic Strain Energy of Crystals with Application to the Diamond Structure. Tyco Laboratories, Incorporated, Waltham, Massachusetts. 1965.

2. Musgrave, M.J.P., Pople, J.A. A General Valence Force Field for Diamond. National Physical Laboratory, Teddington, Middlesex. 1962.
3. Tubino, R., Piseri, L., Zerbi, G. Lattice Dynamics and Spectroscopic Properties by a Valence Force Potential of Diamondlike Crystals: C, Si, Ge, and Sn. The Journal of Chemical Physics. 1972.

### Слова благодарности

Автор благодарит научного руководителя и Академию Наук Молдовы за поддержку исследований (проект финансирования 17/ind (08.819.05.05F) и институциональный проект (06.408.036F))

## Непертурбативная модель для инвариантного заряда КХД и конфайнмент кварков

*Белякова Юлия Олеговна*

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия  
E-mail: algebra.lie@gmail.com*

Сильное взаимодействие обладает двумя характерными особенностями: асимптотической свободой и конфайнментом цвета. Явление асимптотической свободы, заключающееся в уменьшении интенсивности взаимодействия между цветными объектами при увеличении характерной энергии процесса, может быть описано с привлечением методов теории возмущений. Однако, адронная динамика при малых энергиях, и, в частности, конфайнмент кварков, будучи существенно непертурбативным явлением, не может быть описана в рамках теории возмущений.

Одним из способов количественного описания кваркового конфайнмента является модель одноглюонного обмена [1,2]. В рамках этой модели статический потенциал кварк-антикваркового взаимодействия  $V(r)$  определяется как трехмерное Фурье-преобразование

$$V(r) = -\frac{16\pi}{3} \int_0^\infty \frac{\alpha_{\text{eff}}(\vec{Q}^2)}{\vec{Q}^2} \frac{\exp(i\vec{Q}\vec{r})}{(2\pi)^3} d\vec{Q}, \quad (1)$$

где  $\alpha_{\text{eff}}(Q^2)$  обозначает эффективную бегущую константу связи сильного взаимодействия. При этом  $\alpha_{\text{eff}}(Q^2)$  должна удовлетворять как условию асимптотической свободы ( $\alpha_{\text{eff}}(Q^2) \rightarrow 4\pi/[\beta_0 \ln(Q^2/\Lambda^2)]$  при  $Q^2 \rightarrow \infty$ ), так и условию конфайнмента [1,2] ( $\alpha_{\text{eff}}(Q^2) \rightarrow 4\pi\Lambda^2/(\beta_0 Q^2)$  при  $Q^2 \rightarrow 0$ ). Здесь  $\beta_0 = 11 - 2n_f/3$ ,  $n_f$ —число активных кварков,  $\Lambda$ —масштабный параметр квантовой хромодинамики.

Перечисленным требованиям, накладываемым на бегущую константу связи в рамках модели одноглюонного обмена, удовлетворяет инвариантный заряд, полученный в работе [3]

$$\alpha_{\text{eff}}(Q^2) = \frac{4\pi}{\beta_0} \frac{1}{W_0(Q^2/\Lambda^2)}. \quad (2)$$

В этом уравнении  $W_0(x)$  обозначает главную ветвь так называемой  $W$ -функции Ламберта [4]. Статический потенциал кварк-антикваркового взаимодействия (1), построенный с использованием бегущей константы связи (2), является линейно растущим на больших расстояниях

$$V(r) \rightarrow \frac{8\pi}{3\beta_0} \Lambda^2 r, \quad r \rightarrow \infty, \quad (3)$$

что соответствует конфайнменту кварков. На малых расстояниях полученный потенциал обладает стандартным поведением

$$V(r) \rightarrow \frac{8\pi}{3\beta_0} \Lambda \frac{1}{\Lambda r \ln(\Lambda r)}, \quad r \rightarrow 0, \quad (4)$$

которое соответствует асимптотической свободе теории.

В качестве дальнейшего развития полученных результатов планируется сравнить построенный потенциал кварк-антикваркового взаимодействия с данными соответствующих решеточных расчетов и получить оценку значения масштабного параметра теории.

Автор выражает благодарность к.ф.-м.н. А.В.Нестеренко за постановку задачи и научное руководство.

### Литература

1. J.L.Richardson, Phys. Lett. B **82**, 272 (1979).
2. W.Lucha, F.F.Schoberl, D.Gromes, Phys. Rep. **200**, 127 (1991).
3. Ю.О.Белякова, сборник тезисов Ломоносов-2009, секция физика, с.215 (2009).
4. R.M.Corless, et al., Adv. Comput. Math. **5**, 329 (1996).

**Сравнение неравновесных моделей затвердевания многокомпонентных систем**

**Вакилова Гульнара Нуришаеховна**

*Студент*

*Удмуртский государственный университет, Физический факультет, Ижевск, Россия*

*E-mail: vakilovag@mail.ru*

Два основных подхода к исследованию задач затвердевания в настоящее время связаны с теорией двухфазной зоны и методом фазового поля [1, 2, 3]. Их сравнение позволит более эффективно использовать преимущества каждого из методов в задачах моделирования процессов затвердевания сплавов и растворов. В связи с этим целью работы являлось, произвести сравнительный анализ процесса затвердевания расплава Cu-Ni в неоднородной одномерной области: 1) на основе квазиравновесной теории кристаллизации; 2) на основе кинетической модели кристаллизации; 3) в рамках метода фазового поля.

При моделировании затвердевания расплава Cu-Ni на основе квазиравновесной теории была использована следующая система уравнений, включающая в себя уравнение теплопроводности с учетом процессов усадки

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a\Delta T - q\frac{\partial L}{\partial t} - (Lv\nabla T), \quad (1)$$

уравнение баланса массы

$$-n\frac{\partial L}{\partial t} + \text{div}(Lv) = 0, \quad (2)$$

закон Дарси (уравнение движения жидкой фазы), описывающий движение жидкости в сложной системе

$$\vec{v} = -K(L)\nabla p_l, \quad \text{где } K(L) = \frac{L^3\lambda_2^2}{180(1-L)^2\mu_0}, \quad (3)$$

уравнение состояния (уравнение ликвидуса)

$$T_l = T_0 - \alpha C, \quad (4)$$

уравнение диффузии

$$\frac{\partial(LC)}{\partial t} = D\text{div}(L\nabla C) - \text{div}(LCV) + kC\frac{\partial L}{\partial t}. \quad (5)$$

Решения системы уравнений в квазиравновесной теории кристаллизации были получены численно методом вариации постоянных интегрирования уравнений в зоне жидкой фазы (рис.1).

Для учета переохлаждения в системе при затвердевании расплава Cu-Ni необходимо воспользоваться кинетической теорией кристаллизации, при этом к уравнениям баланса в квазиравновесной теории кристаллизации необходимо добавить кинетическое уравнение для доли жидкой фазы

$$\dot{L} = -\alpha(T - T_L)\theta(T_L - T) \quad (6)$$

Система уравнений в кинетической теории кристаллизации была разрешена с помощью абсолютно неявной разностной схемы для уравнения теплопроводности (рис. 2). Полученные решения были использованы для сравнения с расчетом процесса затвердевания в рамках метода фазового поля (рис. 3, 4), в котором за последние годы были достигнуты большие успехи в моделировании процессов структурообразования.

Основными критериями сравнительного анализа были: 1) Достоинства и недостатки рассмотренных моделей; 2) Сложность проводимых расчетов; 3) Адекватность полученных решений.

Общий вывод, который следует из сравнения моделей, заключается в том, что все подходы качественно дают похожие результаты, а модель фазового поля является более общей моделью кристаллизации, в частности включает задачу Стефана как предельный случай, когда ширина межфазной области стремится к нулю. Окончательное сравнение моделей должно опираться на экспериментальные результаты по затвердеванию в сильнонеравновесных условиях.

### Литература

1. Журавлев В.А. Затвердевание и кристаллизация сплавов с гетеропереходами, Инст. комп. иссл., Москва-Ижевск, 2006.
2. Boettinger W.J., Warren J.A., Beckermann C., Karma A. Phase-field simulation of solidification, 2002.
3. Miettinen J. Thermodynamic-kinetic simulation of solidification in binary fcc copper alloys with calculation of thermophysical properties. //Comp. Mat. Science. 2001, p. 240-260.

### Иллюстрации

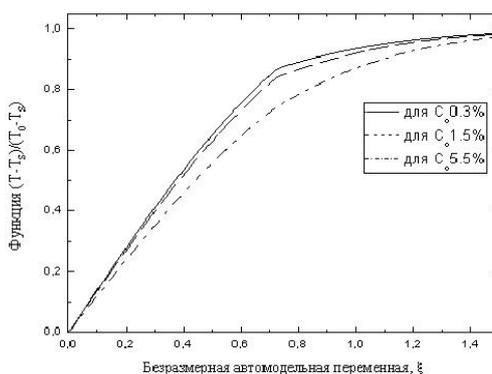


Рис. 1: Распределение температуры при различном содержании примеси (по квазиравновесной теории кристаллизации).

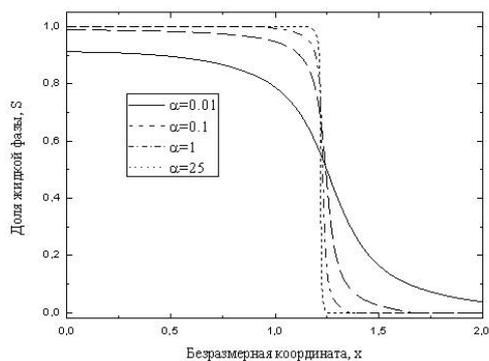


Рис. 2: Распределение доли жидкой фазы в одинаковые моменты времени при различном значении кинетического коэффициента (по кинетической теории кристаллизации).

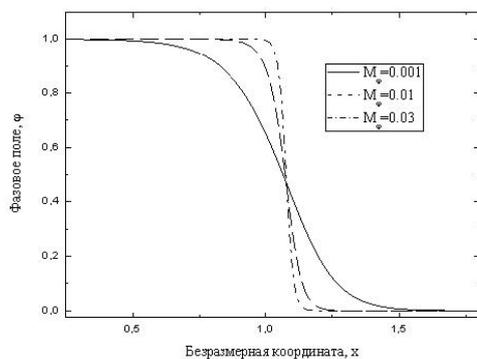


Рис. 3: Фазовое поле в одинаковые моменты времени при различном значении кинетического коэффициента (по методу фазового поля).

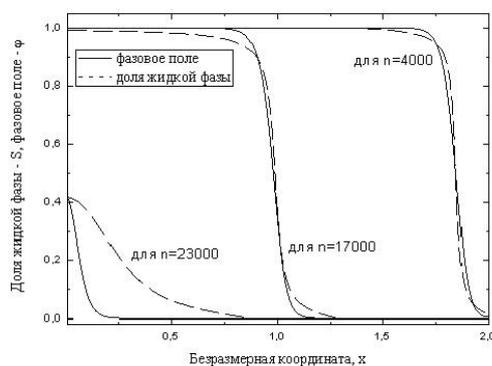


Рис. 4: Доля жидкой фазы и фазовое поле в одинаковые моменты времени.

**Нахождение регуляризованной функции Грина методом эффективных  
поверхностных зарядов**

**Воронина Юлия Сергеевна**

Аспирант

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический  
факультет, Москва, Россия

E-mail: voronina-yulya@yandex.ru

В настоящей работе предлагается метод регуляризации функции Грина и ее производных внутренней задачи Дирихле для уравнения Гельмгольца в двумерной области  $D$  с гладкой границей  $\Gamma$ . Этот метод можно использовать для нахождения регулярных частей производных от функции Грина при вычислении регуляризованного давления Казимира [2].

Для определенности будем рассматривать задачу регуляризации на примере поверхностной функции Грина. Эту функцию можно разбить на два слагаемых – конечное и расходящееся

$$S(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = S^{(s)}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) + S^{(r)}(\mathbf{x}, \mathbf{y}), \quad (1)$$

которые внутри рассматриваемой области удовлетворяют однородному уравнению Гельмгольца, а на границе выполняется условие  $S^{(r)}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \delta(\mathbf{x} - \mathbf{y}) - S^{(s)}(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ . При этом сингулярную часть следует выбирать так, чтобы она определялась только заданной на границе точкой  $\mathbf{y}$  и не зависела от остальных точек области, а регулярная часть должна определяться всей остальной областью. Такое разбиение поверхностной функции Грина на два слагаемых является произвольным в указанном смысле. Регулярную часть можно искать в виде интеграла по замкнутому контуру  $\Gamma$ , ограничивающему рассматриваемую область

$$S^{(r)}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \oint_{\Gamma} G_0(\mathbf{x}, \mathbf{z}) \rho(\mathbf{z}, \mathbf{y}) dl_z, \quad (2)$$

где  $G_0(\mathbf{x}, \mathbf{y})$  представляет собой свободную функцию Грина уравнения Гельмгольца, а  $\rho(\mathbf{z}, \mathbf{y})$  – неизвестная ограниченная непрерывная функция переменной  $\mathbf{z} \in \Gamma$ , имеющая смысл плотности поверхностных зарядов, распределенных вдоль контура  $\Gamma$ . Функцию  $\rho$  следует строить таким образом, чтобы выполнялось граничное условие для регулярной части. Тем самым, задача поиска регулярной части по поверхностной функции Грина свелась к решению интегрального уравнения для плотности эффективных поверхностных зарядов  $\rho$ .

В настоящей работе предлагается метод приближенного вычисления  $\rho$ . Разобьем замкнутую кривую  $\Gamma$  на  $N$  частей точками  $\mathbf{x}_m$  и  $\mathbf{z}_n$ , соответственно. ( $m, n = 0 \dots N$ ,  $\mathbf{z}_N = \mathbf{z}_0$ ,  $\mathbf{x}_N = \mathbf{x}_0$ .) На участке кривой  $\mathbf{z} \in \mathbf{z}_n \mathbf{z}_{n+1}$  функцию  $\rho(\mathbf{z}, \mathbf{y})$  зададим в виде интерполяции, например полиномиальной степени  $2i + 1$ , по эффективным зарядам  $\rho_k = \rho(\mathbf{z}_k, \mathbf{y})$ , расположенных в точках  $\mathbf{z}_k$ ,  $k = n - i \dots n + 1 + i$ .

Учитывая теперь граничное условие на регулярную и сингулярную части в граничных точках  $\mathbf{x}_m \in \Gamma$ , получим систему линейных уравнений для дискретных зарядов  $\rho_n$

$$\delta(\mathbf{x}_m - \mathbf{y}) - S^{(s)}(\mathbf{x}_m, \mathbf{y}) = \sum_{n=0}^{N-1} \rho_n \cdot \int_{z_{n-1} z_{n+1}} G_0(\mathbf{x}_m, \mathbf{z}) P(\mathbf{z}) dl_z, \quad (3)$$

где  $P(\mathbf{z})$  – полином соответствующего порядка. После нахождения зарядов  $\rho_n$ , затем можно отыскать значения регулярной части поверхностной функции Грина во всех точках области  $\bar{D}$ .

Как нетрудно видеть, предложенный метод представляет собой модифицированный вариант метода конечных элементов [1].

### Литература

1. Бахвалов Н.С., Жидков Н.П., Кобельков Г.М. Численные методы. М., 2003.
2. Воронина Ю.С., Силаев П. К. Регуляризация давления Казимира в двумерных полевых моделях // Вестник Моск. ун-та, Сер. 3. Физика. Астрономия. 2009. No. 3. С. 14-18.

### Collective elementary excitations of 2D magnetoexcitons in the Bose-Einstein Condensation state with wave vector $\mathbf{k}=0$

*Думанов Евгений Викторович*

*Кандидат наук*

*Институт прикладной физики АНМ, Кишинёв, Молдова*

*E-mail: dum\_evg@mail.ru*

The collective elementary excitations of a system of two-dimensional magnetoexcitons in a state of Bose-Einstein condensation (BEC) with arbitrary wave vector was investigated in Hartree-Fock-Bogoliubov approximation. The breaking of the gauge symmetry of the Hamiltonian was introduced following the idea proposed by Bogoliubov in his theory of quasi-averages. The equations of motion were written in the frame of the starting electron and hole creation and annihilation operators. The chains of equations of motion for a set of Green's functions describing the exciton-type excitations as well as the plasmon-type excitations were deduced. Their disconnections were introduced using the perturbation theory with a small parameter of the theory proportional to the filling factor multiplied by the phase space filling factor.

Energy spectrum of collective elementary excitations in the ground state of the system, representing the Bose-Einstein condensation of magnetoexcitons, consists of excitonic energy branches accompanied by plasmon satellites and pure plasma branches. It is important to note, that concentration corrections of excitonic branches of spectrum appear in the form of Plasmon satellites and actually the system has exciton-plasmon branches and pure plasma branches of spectrum. Excitonic component of exciton-plasmon branches has an energy gap defined by the value of chemical potential, which in conditions of metastable dielectric liquid phase has negative values, depending on the filling factor. An energy gap in the spectrum results from the energy required for detachment of magnetic exciton from the composition of dielectric liquid in the process of formation of elementary collective excitation.

**Динамические аспекты бозе-эйнштейновской конденсации атомов и молекул**

**Жуков Евгений Владимирович**

*Студент*

*Государственный Университет Молдовы, Физический факультет, Кишинёв, Молдова*

*E-mail: logarifmus@gmail.com*

В последние годы большой интерес представляет исследование явления бозе-эйнштейновской конденсации и различных процессов с участием бозе-конденсированных атомов, молекул, а также экситонов и биэкситонов в полупроводниках. В [1-3] был изучен процесс атомно-молекулярной конверсии с образованием двухатомных молекул с участием импульсов резонансного лазерного излучения. Поэтому весьма актуальным является исследование более сложных процессов с участием атомов и молекул.

Ниже представлены основные результаты теоретического исследования возможности образования бозе-конденсированных тримеров, т.е. гомоядерных молекул, состоящих из трех одинаковых атомов. Это исследование затрагивает такие вопросы, как рассмотрение квантовых процессов и волн материи на макроуровне, т.е. создание макроскопической квантовой технологии; образование новой формы материи; возникновение новых научных направлений, таких как «суперхимия» и атоматроника; а также создание квантовых компьютеров и атомных лазеров.

В данной работе доказана возможность образования трехатомного молекулярного состояния из атомного бозе-конденсата посредством резонанса Фешбаха и фотоассоциации. Расчеты показали, что димеры в стационарном процессе атомно-тримерной конверсии не образуются. Это позволило в дальнейшем изучить процесс конверсии как единый (не двухступенчатый) процесс.

Был предложен гамильтониан задачи, используя который была получена система нелинейных эволюционных уравнений для плотностей частиц и компонент поляризации, описывающих динамику атомов и молекул в процессе атомно-тримерной конверсии в бозе-эйнштейновском конденсате. При этом исключается из рассмотрения возможность образования димеров. Используя полученную систему нелинейных уравнений, найден ряд интегралов движения, отражающих законы сохранения числа частиц. В результате получено одно нелинейное уравнение для плотности тримеров, которое включает в себя такие параметры задачи, как начальные плотности частиц, начальную разность фаз и расстройку резонанса. Уравнение для временной эволюции тримеров можно рассматривать как уравнение колебаний нелинейного осциллятора, обладающего кинетической, потенциальной и полной энергиями. Качественно поведение плотности тримеров можно установить, изучая зависимость потенциальной энергии нелинейного осциллятора при различных соотношениях между параметрами.

Удалось получить точные аналитические решения этого уравнения при различных начальных условиях. В общем случае показано, что процесс конверсии может быть как периодическим, так и аperiodическим во времени. В зависимости от начальных условий возможно установление различных режимов процесса конверсии. Была предсказана

возможность установления особого состояния системы — покоя — при ненулевых значениях начальных плотностей частиц, так как процессы связывания атомов в молекулы и распада молекул сбалансированы.

Если предположить, что в начальный момент времени в системе имеются только атомы и расстройка резонанса равна нулю, то в этом случае плотность атомов монотонно убывает со временем, стремясь на больших временах к нулю, тогда как плотность тримеров монотонно растёт и стремится к значению одной трети от первоначального числа атомов. Скорость изменения на начальном этапе тем больше, чем больше начальная концентрация атомов. Временная зависимость плотности тримеров носит аperiодический характер, поэтому обратный процесс, т.е. распад тримеров с образованием атомов, не идет. Это обусловлено особенностями нелинейного стимулирования реакции образования тримеров.

Если рассматривать временную эволюцию системы для случая точного резонанса в условиях, когда в начальный момент времени имеются как атомы, так и тримеры, и начальная разность фаз равна нулю, то эволюция системы является периодической. Аналитическое решение для плотности тримеров выражается через эллиптические функции Якоби. Имеют место периодические изменения концентраций атомов и тримеров. При этом чем больше начальные плотности атомов и тримеров, тем меньше период колебаний плотности тримеров. Показано, что амплитуда и период колебаний плотности тримеров существенно зависят от начальных плотностей частиц и начальной разности фаз. Благодаря периодичности эволюции плотности тримеров можно сделать вывод, что динамика системы характеризуется последовательными актами образования и распада тримеров, чего не наблюдалось в случае аperiодической зависимости плотности тримеров. Также было показано, что в данном случае при определенных начальных условиях возможно установление такого состояния системы, при котором она покоится при ненулевых значениях начальных плотностей частиц. Это обусловлено тем, что в начальный момент времени осциллятор находится на дне потенциальной ямы и его начальная скорость равна нулю.

В результате в работе была доказана возможность образования трехатомного молекулярного состояния из атомного бозе-конденсата посредством резонанса Фешбаха и фотоассоциации. Изученные процессы представляют собой пример новой химии — «суперхимии», в которой имеет место когерентное стимулирование химических реакций. Коллективные осцилляции плотностей атомов и молекул свидетельствуют о существовании когерентности в системе. Стимулированная квантовая динамика может заменить обычную при сверхнизких температурах, давая полностью новый тип коллективного поведения системы. В будущем специфика бозе-стимулированной химической динамики может открыть путь для новых типов квантово-контролируемых химических реакций.

Предварительные результаты исследований докладывались на конференции физиков Молдовы [4].

## Литература

1. Хаджи П.И., Ткаченко Д.В. Динамика стимулированной рамановской атомно-молекулярной конверсии в бозе-эйнштейновском конденсате // Письма в ЖЭТФ. Т. 83. 2006. С. 120-125.

2. Хаджи П.И., Ткаченко Д.В. Особенности динамики стимулированной рамановской атомно-молекулярной конверсии в бозе-эйнштейновском конденсате // ЖЭТФ. Т. 131. Вып. 3. 2007. С. 425-442.
3. Khadzhi P.I., Tkachenko D.V. Dynamics of Stimulated Atomic-Molecular Raman Conversion in a Bose-Einstein Condensate // Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics. Vol. 4. No. 1. 2009. P. 1-17.
4. Хаджи П.И., Зинган А.П., Жуков Е.В. Когерентная суперхимия // В сб. Abstracts, Conferinta Fizicienilor din Moldova, CFM-2009, 26-27 noiembrie 2009, Chisinau, R. Moldova. P. 184.

**Нелинейные уравнения, линеаризуемые с помощью обобщенных подстановок Коула-Хопфа. Точно интегрируемые модели процессов в сферически симметричных самогравитирующих системах.**

*Дмитрий Зиновьев Александрович*

*Аспирант*

*Ульяновский государственный университет, Инженерно-физический факультет  
высоких технологий, Ульяновск, Россия*

*E-mail: zinovjev\_d@mail.ru*

В работе рассмотрен новый метод построения нелинейных уравнений, которые линеаризуются с помощью подстановок, обобщающих подстановку Коула-Хопфа для уравнения Бюргерса. На основе предложенного подхода строится метод анализа общей структуры решений и вычисления точных решений в задачах о течениях сжимаемой жидкости. Приведено матричное обобщение данной модели течений. Проанализирована задача о динамике пылевидной материи нулевым давлением и газопылевой смеси. [1]

В работе [3], был предложен новый подход к линеаризации большого класса нелинейных уравнений на основе метода, использующего подстановки типа Коула-Хопфа. Этот подход опирается на результат, полученный ранее в работе [4], который “объясняет” с достаточно общих позиций смысл наличия подстановки Коула-Хопфа для уравнения Бюргерса. Основной смысл этого результата состоит в том, что уравнение Бюргерса является условием совместности семи линейных алгебраических уравнений относительно первых семи смешанных частных производных функции  $T(x,t)$ , являющейся решением уравнения теплопроводности:  $T_t = aT_{xx}$  и переноса изолиний:  $T_t + V(x,t)T_x = 0$ . ( $T_t = \delta T \div \delta t$ ,  $T_{xx} = \delta^2 T \delta x^2$  и т.д.) В данной работе мы показываем, что этот результат можно обобщить и применить к построению более широкого класса нелинейных уравнений, линеаризуемых с помощью подстановки:  $V = -T_t/T_x$  типа Коула-Хопфа.

Развитый подход линеаризации нелинейных уравнений с помощью подстановок типа Коула-Хопфа-Урюкова в приложении к задачам одномерных течений сжимаемой жидкости, как показано в работе, дает общее представление о структуре решений этих уравнений. Важным результатом этого явилось, то что в работе найден аналог уравнения Бюргерса для сжимаемой вязкой жидкости и указан метод вычисления точных его решений. Предложенный подход может быть распространен на более широкий класс уравнений гидродинамического типа и применен в частности к задачам прикладной динамики газопылевых смесей [1].

Дальнейшим развитием предложенного в работе подхода явилось построение его матричных аналогов. В результате чего было рассмотрено расширение метода интегрирования нелинейных уравнений на случай размерности  $1+2$ . Был проведен анализ общей структуры уравнений Эйлера двумерных течений сжимаемой жидкости. Создан метод построения новых точных решений двумерных течений сжимаемой и несжимаемой жидкости [2].

С помощью описанного выше метода, в работе проведен углубленный анализ задачи о сферически симметричных самогравитирующих системах. Наряду с выражениями, описывающими поведение ударных волн в подобных системах, найдены специфические решения системы гидродинамических уравнений в прямоугольной и сферической системах координат. Показана тесная взаимосвязь системы гидродинамических уравнений не только с задачами астрофизики, но и с задачами космологии, т.к. найденные решения могут быть интересны в качестве интерпретации явлений и процессов, происходивших в момент Большого взрыва.

### **Литература**

- 1 Журавлев В.М., Зиновьев Д.А. Письма в ЖЭТФ, т. 87, вып. 5 (2008)
- 2 Журавлев В.М., Зиновьев Д.А. Письма в ЖЭТФ, т. 88, вып. 3 (2008)
- 3 Журавлев В.М., Никитин А.В. Нелинейный мир, , N 9, 603 (2007)
- 4 Урюков Б.А. Теплофизика и аэромеханика. , N 3, 421 (1999)

**Гиперболическое электростатическое зеркало**

**Камбарова Жанар Турсыновна**

*Соискатель*

*КарГУ им.Е.А.Букедова, Физический факультет, Караганда, Казахстан*

*E-mail: kambarova@bk.ru*

В предшествующих работах [1-3] была обоснована принципиальная возможность построения светосильного высокодисперсионного энергоанализатора. Использовался элемент, обладающий высокой угловой дисперсией по энергии. Расположенными за ним соосными цилиндрическими зеркалами угловая дисперсия трансформировалась в линейную. В качестве элемента с высокой угловой дисперсией использовалась система из электростатических цилиндрического зеркала (ЦЗ) и сферического зеркала (СЗ). Идея применения источника повышенной угловой дисперсии по энергии получила дальнейшее развитие в работах [4,5]. В этих работах предлагается заменить СЗ новым элементом. В качестве этого элемента было предложено использовать электростатическое поле сформированное между коническими электродами, находящимися под нулевым потенциалом, и электродом гиперболической формы под потенциалом, одноименным по знаку заряду частиц. В предлагаемом для рассмотрения случае поле, сформированное между коническими электродами и электродом гиперболической формы, является промежуточным между двумя каскадами в ЦЗ. Соответственно, проникновение пучка заряженных частиц в область отклоняющего поля и выход из него осуществляется через гиперболический электрод, что подразумевает прозрачность участков гиперболического электрода.

Для оптимизации процесса расчетов и выбора оптимальных условий прохождения траекторий в работе рассмотрены различные варианты проникновения частиц в область отклоняющего поля гиперболического зеркала (ГЗ). Следует отметить, что на участке между внутренним цилиндрическим электродом, находящимся под нулевым потенциалом, и гиперболическим электродом действие поля отсутствует, поэтому отрезки траекторий частиц на этом участке являются отрезками прямых. Это позволило провести предварительный анализ с целью сужения области численных расчетов.

Исследована область допустимых значений для координат входа траектории в поле ГЗ (расчеты выполнены с использованием пакета MathCAD Professional).

**Литература**

1. Зашквара В.В., Саулебеков А.О., Юрчак Л.С. Электронно-оптические свойства электростатического сферического зеркала и систем на его основе. 3. Системы из сферического и цилиндрического зеркал //ЖТФ, 1992г., т.62, в.6, С.189-204.
2. Саулебеков А.О. Высокосперсионный светосильный электростатический энергоанализатор // Вестник Карагандинского университета, 2003г., No. 3 (31), в.1, С.141-146
3. Саулебеков А.О. Высокосперсионный электростатический энергоанализатор для анализа поверхности твердого тела // Труды межд. науч. конф. «Наука и образование- ведущий фактор стратегии «Казахстан – 2030», Караганда, 2003г., в.2, С. 68-71.

4. Саулебеков А.О., Мукатов Т.М., Тажибаева С.Д. Использование электростатического гиперболического зеркала как элемента с повышенной угловой дисперсией по энергии // Материалы 5 научной конференции “Физика твердого тела”, Караганда, 1999, С.53-55.
5. Зашквара В.В, Ильин А.М., Крючков В.Ф. Два случая фокусировки осесимметричного пучка заряженных частиц в электростатическом гиперболическом поле // Журнал технической физики. 1976. В. 5. С. 1572 – 1574.

### Соотношение неопределенности и фотонная статистика для одномодового сжатого света

*Колесников А.А., Анисимов М.А.*

*Аспирант*

*Московский физико-технический институт, факультет проблем физики и энергетики, Долгопрудный, Россия*

*E-mail: anton.a.kolesnikov@gmail.com*

Существует несколько типов неклассических состояний света. В частности, явление сжатия света представляется нам одним из наиболее интересных и востребованных в последнее время в области квантовой оптики и молекулярной физики [1]. Заметим, что данное явление удобно изучать, исследуя соотношение неопределенности Гейзенберга, Шредингера и Робертсона для систем как в одномодовом, так и в многомодовых случаях. При этом удобно сопоставлять анализ соотношения неопределенностей с подсчитанными функциями распределения фотонов, поскольку те также зависят от вариаций и ковариаций фотонных квадратур [2, 3]. В представленной работе исследуется фотонное распределение состояний одномодового сжатого света и его взаимосвязь с нарушением соотношения неопределенности.

Для гауссовских состояний (сжатых состояний) фотонное распределение может быть задано при помощи многомерных полиномов Эрмита

$$P_n = P_0 \frac{H_{nn}^R(y_1, y_2)}{n!}, \quad (1)$$

где  $P_0$  – вероятность отсутствия фотонов в системе, а  $H_{mn}^R$  – двумерный полином Эрмита. Выражение (1) можно преобразовать к виду:

$$P_n = P_0 \frac{(T - 4d)^{n/2}}{(2T + 4d + 1)^n} \sum_{k=0}^n \frac{(4d - 1)^k}{(T^2 - 4d)^{k/2}} \frac{n!}{[(n - k)!]^2 k!} \times \left| H_{n-k} \left( \frac{(T + 1)z + [\sigma_{pp} - \sigma_{qq} - 2i\sigma_{pq}]z^*}{[(2T + 4d + 1)(\sigma_{pp} - \sigma_{qq} - 2i\sigma_{pq})]^{1/2}} \right) \right|^2,$$

где  $T = \sigma_{pp} + \sigma_{qq}$ ,  $d = \sigma_{pp}\sigma_{qq} - \sigma_{pq}^2$  – соответственно след и детерминант действительной симметричной матрицы вариаций импульса и координаты  $M$ , а  $z = (\langle q \rangle + i\langle p \rangle)/\sqrt{2}$  – комплексный параметр. При этом соотношение неопределенности Робертсона Шредингера определяется условием, накладываемым на инвариант матрицы  $M$

$$d \geq 1/4. \quad (2)$$

Оказалось, что наблюдается заметное изменение функции распределения фотонов при переходе параметров из области, где соотношение неопределенности выполняется, а сама функция положительна в область нарушения соотношения неопределенности, где функция  $P_n$  становится отрицательной или даже комплексной, рис.1 (значения параметров  $\sigma_{qq} = 2$ ,  $\sigma_{pq} = 0$  и  $\langle p \rangle = 0$ ,  $\langle q \rangle = 0$ ). Также верно и обратное, поскольку нарушение соотношения неопределенности можно установить по значению функции  $P_n$ , когда она принимает отрицательные и комплексные значения или в том случае когда ее значение больше единицы, рис.2(функция распределения  $P_n(n, \sigma_{pp})$  значения параметров  $\sigma_{pp} = 10^{-3}$ ,  $\sigma_{pq} = 0$  и  $\langle p \rangle = 0$ ,  $\langle q \rangle = 0$ ).

### Литература

1. Быков В.П. (1991) Основные особенности сжатого света // УФН т. 161, с. 145.
2. Dodonov V.V. and Man'ko O.V., Man'ko V.I. (1994) Photon distribution for one-mode mixed light with a generic Gaussian Wigner function // Phys. Rev. A v. 49, p. 2993.
3. Dodonov V.V. and Man'ko O.V., Man'ko V.I. (1994) Multidimensional Hermite polynomials and photon distribution for polymode mixed light // Phys. Rev. A v. 50, p. 813.

### Слова благодарности

Авторы выражают признательность профессору, д.ф.-м.н. Манько В.И. за помощь в подготовке тезисов.

### Иллюстрации

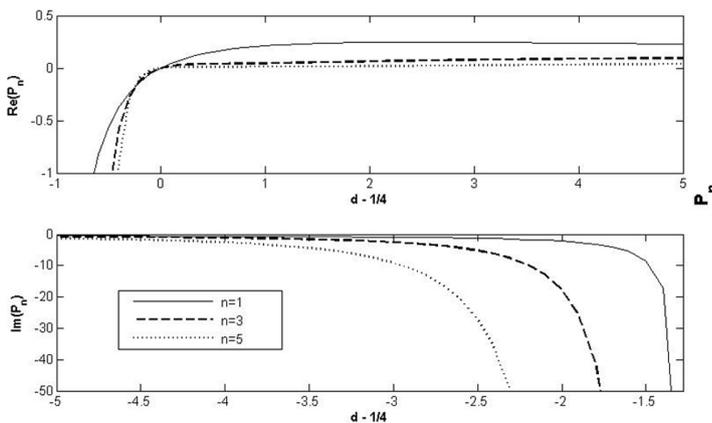


Рис. 1: Действительная и мнимая часть функции распределения  $P_n(d - 1/4)$  при различных значениях  $n$  (см. текст).

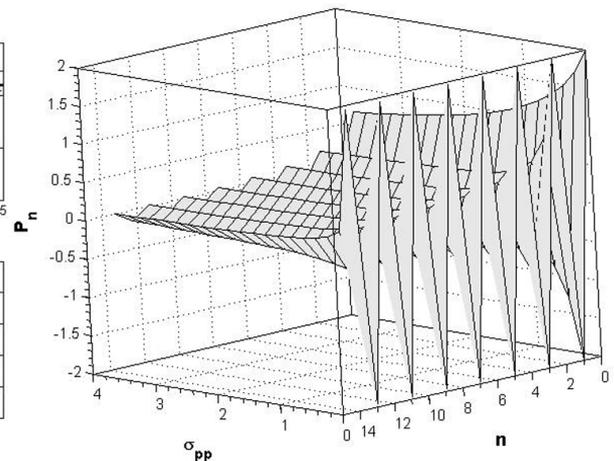


Рис. 2: Функция распределения  $P_n$  (значения параметров приведены в тексте).

**Точный спектр планарной AdS/CFT из Y-системы функциональных уравнений**

**Левкович-Маслюк Федор Леонидович**

Студент

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

E-mail: fedor.levkovich@gmail.com

AdS/CFT соответствие устанавливает двойственность между теорией суперструн в искривленном пространстве и конформной калибровочной теорией поля, сопоставляя режиму сильной связи в одной теории режим слабой связи в другой. Пример такой дуальности — недавно сформулированное предположение [1] о соответствии между свободной теорией суперструн типа IIA в  $AdS_4 \times CP^3$  и планарным пределом суперконформной трехмерной теории Черна-Саймонса. Использование интегрируемости и симметрии позволяет выдвинуть для этой теории гипотезу о виде уравнений асимптотического Бете-анзаца (АБА) [3], которая подтверждена многочисленными проверками. Уравнения АБА непертурбативно описывают спектр аномальных размерностей операторов, состоящих из асимптотически большого числа элементарных полей, а также спектр энергий соответствующих состояний струны. Актуальной проблемой остается вычисление аномальных размерностей операторов, включающих произвольное число полей  $L$ .

В данной работе исследуется гипотеза, согласно которой аномальные размерности произвольных локальных калибровочно-инвариантных операторов с одним следом определяются из решения Y-системы — бесконечной системы функциональных уравнений [2,4,5,6]. Показано, что Y-систему можно получить, исходя из термодинамического предела уравнений АБА в кроссинг-канале (ТБА). Решения уравнений ТБА дают точные значения аномальных размерностей некоторых операторов не только для бесконечно большого, но и для любого  $L$ , при произвольной величине константы связи. Таким образом, в Y-системе содержится информация о непертурбативной физике данной теории [2,5]. Кроме того, построено несколько решений Y-системы в режиме сильной связи. Квазиклассический однопетлевой спектр энергий для струны, движущейся в  $AdS_3 \times S^1$ , полностью совпадает со спектром, вычисленным при помощи этих решений [5]. Полученные результаты являются сильным аргументом в пользу того, что спектр изучаемой теории может быть точно вычислен путем решения Y-системы.

**Литература**

1. Aharony O., Bergman O., Jafferis D. L., Maldacena J. N=6 superconformal Chern-Simons-matter theories, M2-branes and their gravity duals // JHEP, V. 0810, p. 091 (2008)
2. Bombardelli D., Fioravanti D., Tateo R. TBA and Y-system for planar  $AdS_4 \times CP^3$  // arXiv:0912.4715 (2009)
3. Gromov N., Vieira P. The all loop  $AdS_4 \times CP^3$  Bethe ansatz // JHEP, V. 0901, p. 016 (2009)

4. Gromov N., Kazakov V., Vieira P. Exact Spectrum Of Anomalous Dimensions Of Planar N=4 Supersymmetric Yang-Mills Theory // Phys. Rev. Lett., V. 103, p. 131601 (2009)
5. Gromov N., Levkovich-Maslyuk F. Y-system, TBA and Quasi-Classical strings in  $AdS_4 \times CP^3$  // arXiv:0912.4911 (2009)
6. Gromov N., Kazakov V., Vieira P. Exact AdS/CFT spectrum: Konishi dimension at any coupling // arXiv:0906.4240 (2009), to appear in Phys. Rev. Lett.

#### **Слова благодарности**

Я благодарен своему научному руководителю, Н. А. Громову, за постановку задачи и постоянное внимание к этой работе. Работа частично поддержана стипендией фонда "Династия".

**Вариационный принцип для уравнения Кана-Хилларда**

**Обухов Александр Андреевич**

*Студент*

*Удмуртский государственный университет, Физико-энергетический факультет,*

*Ижевск, Россия*

*E-mail: Obuh87@bk.ru*

Известно, что система уравнений в первоначально заданной форме может не следовать из вариационного принципа, но в то же время может быть найдена такая эквивалентная система (получаемая путем преобразований и различных представлений переменных), которая следует из вариационного принципа[1].

Спинодальный распад описывается уравнением Кана–Хилларда (далее СН)[2]:

$$\dot{\varphi} = \vec{\nabla} \left[ M_c(\varphi) \vec{\nabla} \left( \frac{\partial f(\varphi)}{\partial \varphi} - \varepsilon^2 \Delta \varphi \right) \right]. \quad (1)$$

Численное моделирование уравнения (1) является важным инструментом исследования механизма разделения фаз в материалах, находящихся в неустойчивых состояниях, и обладающих существенно различными физическими свойствами. Основные трудности при построении вариационных принципов для уравнений критической динамики вообще и для уравнения СН в частности обусловлены тремя причинами:

1. наличием первой производной по времени. Казалось бы, можно ввести дополнительную функцию к параметру порядка  $\varphi$  (назовем её  $\psi$ ) и записать функционал в виде  $\int (\dot{\varphi}\psi + L(\varphi, \psi)) dt d\Omega$ . Однако, нетрудно видеть, такой функционал приводит к тому, что начальные условия для функций  $\varphi$  и  $\psi$  должны быть заданы в различные моменты времени. Это создаёт определенные трудности как в аналитических, так и численных расчетах.
2. наличием несимметричного оператора в пространственной части. Действительно, если в функционале стоит квадратичная функция по ( $\varphi$  и  $\psi$ ), то получающийся оператор является симметричным.
3. необходимостью использования аппроксимаций решения высокого порядка, для повышения точности расчетов, в численных решениях уравнений критической динамики. Но построение таких решений в классе кусочно–непрерывных функций обычно приводит к немонотонному (осцилирующему) поведению полученного решения.

Построим вариационный принцип для уравнения СН, следуя “гамильтоновой” формулировке[1]. Учитывая выше перечисленное, введем независимую дополнительную (“сопряженную”) функцию  $\psi$  и рассмотрим функционал вида:

$$\varphi = \int d\Omega \int_0^t d\tau \left[ \frac{\partial}{\partial \tau} \left( \frac{\tau\psi}{t} \right) \frac{\partial}{\partial \tau} \left( \frac{\tau\varphi}{t} \right) - \frac{\partial}{\partial \tau} \left( \frac{\tau\varphi\psi}{t^2} + \frac{\tau\hat{L}}{t} \right) \right]. \quad (2)$$

Вариация данного функционала приводит к уравнениям для экстремалей, из которых следует, что  $\tau\varphi$  и  $\tau\psi$  являются линейными функциями параметра  $\tau$ , поэтому экстремум функционала достигается на границе  $\tau = t$ , где должны быть выполнены соотношения

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t} - \frac{\delta\hat{L}}{\delta\psi} = 0 \quad \text{и} \quad \frac{\partial\psi}{\partial t} - \frac{\delta\hat{L}}{\delta\varphi} = 0. \quad (3)$$

Вводя независимый поток  $\vec{J}$ , соответствующий функции  $\varphi$ , а так же сопряженный ему независимый поток  $\vec{\lambda}$  соответствующий функции  $\psi$  конкретизируем вид пространственной части функционала (2):

$$\hat{L} = \vec{J}\vec{\nabla}\psi + \vec{\lambda}\left(\vec{J} + \alpha(\varphi)\vec{\nabla}\varphi - \varepsilon^2(\varphi)\vec{\nabla}(\Delta\varphi)\right) \quad (4)$$

Вариация пространственной части функционала имеет вид:

$$\begin{aligned} & \int d\Omega \left[ \delta\vec{J}\left(\vec{\nabla}\psi + \vec{\lambda}\right) - \delta\psi\vec{\nabla}\vec{J} + \delta\vec{\lambda}\left(\vec{J} + \alpha\vec{\nabla}\varphi - \varepsilon^2\vec{\nabla}(\Delta\varphi)\right) + \right. \\ & \left. + \delta\varphi\left(\alpha'\vec{\lambda}\vec{\nabla}\varphi - \vec{\nabla}(\alpha\vec{\lambda}) - 2\varepsilon\varepsilon'\vec{\lambda}\vec{\nabla}(\Delta\varphi) + \Delta(\vec{\nabla}(\varepsilon^2\vec{\lambda}))\right)\right] + \\ & + \oint \left[ \vec{J}\delta\psi + \alpha\vec{\lambda}\delta\varphi - \varepsilon^2\vec{\lambda}\Delta\delta\varphi + \vec{\nabla}(\varepsilon^2\vec{\lambda})\vec{\nabla}\delta\varphi - \vec{\nabla}(\nabla(\varepsilon^2\lambda))\delta\varphi \right] d\vec{S}, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $(\alpha')$  соответствует производной по параметру порядка  $\varphi$ .

В результате вариация по  $\psi$  и  $\vec{\lambda}$  приводит к следующему уравнению

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t} = \vec{\nabla}(\alpha\vec{\nabla}\varphi) - \vec{\nabla}(\varepsilon^2\vec{\nabla}(\Delta\varphi)), \quad (6)$$

и вариация по  $\varphi$  и  $\vec{J}$  приводит к

$$\frac{\partial\psi}{\partial t} = \vec{\nabla}(\alpha\vec{\nabla}\psi) - \alpha'\vec{\nabla}\psi\vec{\nabla}\varphi - \vec{\nabla}(\Delta(\varepsilon^2\vec{\nabla}\psi)) + 2\varepsilon\varepsilon'\vec{\nabla}\psi\vec{\nabla}(\Delta\varphi). \quad (7)$$

В работе построен вариационный принцип уравнения Кана-Хилларда, который может быть использован для построения численных алгоритмов решения уравнения Кана-Хилларда высокого порядка аппроксимации по времени и пространству, а так же уравнений критической динамики[3].

### Литература

1. Seliger R.L., Whitham G.B. Variational principles in continuum mechanics//Proc. Roy. Soc. 1968. Vol. A305. P. 1–25.
2. Cahn J.W., Hilliard J.E. Free energy of a nonuniform system. I. Interfacial free energy//J. Chem. Phys. 1958. Vol. 28. P. 258–267.
3. Steinbach I. Phase-field models in materials science//Modell. Simul. Mater. Sci. Eng. 2009. Vol. 17. P. 31.

**Zeeman and Overhauser effects in the frame of combined  
magnetoexciton–cyclotron resonance in quantum wells**

*Подлесный Игорь Валерьевич*

*Кандидат наук*

*Институт прикладной физики, Кишинев, Молдова*

*E-mail: podlesniy@rambler.ru*

In the paper [1] it has been developed the theory of the combined magnetoexciton–cyclotron resonance (MExCR) in the case of a strong external magnetic field perpendicular to the surface of 2D semiconductor layer. In these conditions the optical orientation phenomena were revealed including the exciton alignment and electron as well as the nuclear spin polarization. MExCR phenomenon means the absorption of the circularly polarized photon with the creation of a magnetoexciton with electron and hole on the lowest Landau levels and a simultaneous excitation of a resident electron from the lowest to excited Landau level. The optical orientation, spin polarization and alignment of two–dimensional magnetoexcitons in the presence of background electrons were discussed [1]. The probabilities and absorption band shapes of the combined quantum transitions were obtained in Faraday geometry for two circular light polarizations. Their dependences on the magnetic field strength, on the filling factor of the background electrons and on the geometries of excitation, i.e. on the light propagation direction relative to the direction of the magnetic field, were given.

The electron spin polarization is achieved by the circularly polarized optical excitation in the presence of the external magnetic field. As is known, the optical pumping of electron spin system induces an effective electron spin projection  $S_z$  and an effective magnetic field  $B_e$  proportional to  $S_z$  known as Knight field [2]. The electron polarization being transferred to the nuclear spin system via the hyperfine contact Fermi interaction, resulting in optical cooling of a nuclear spin ensemble. The resultant nuclear spin–polarization generates the static effective nuclear magnetic field  $B_N$  known as Overhauser field. In its turn the Overhauser field influences the electron energy shift known as Overhauser effect [2]. Zeeman and Overhauser effects in MExCR process were only mentioned but not discussed in details in [1]. These topics are the main goal of the present communication. For our calculations the values for electron and heavy hole effective g factors, which were obtained from the spin-flip Raman scattering measurements [3] for the different quantum well widths of CdTe/CdMgTe samples, were used. The positions and shifts of the MExCR peaks on the energy scale due to the Zeeman and Overhauser effects are calculated.

**Литература**

1. Moskalenko S.A., Liberman M.A., and Podlesny I.V. Exciton-cyclotron resonance in two-dimensional structures in a strong perpendicular magnetic field and optical orientation conditions // Phys. Rev. B 2009. vol. 79. p. 125425; Moskalenko S.A., Liberman M.A., Dumanov E.V., Podlesny I. V. Collective properties and combined quantum transitions of two-dimensional magnetoexcitons // International Journal of Quantum Chemistry 2010. vol. 110. p. 177-194.
2. Modern problems in condensed matter sciences. Series editors Agranovich V.M., Maradudin A.A. Optical orientation. Volume editors Meier F. and Zakharchenya B.P., Vol. 8. North–Holland, Amsterdam, Oxford, New–York, Tokyo, 1984.
3. Sirenko A.A., Ruf T., Cardona M., Yakovlev D.R., Ossau W., Waag A., and Landwehr G., Phys. Rev. B. 1997. vol. 56. No 4. 2114.

**Наблюдаемые особенности 2D- диссипативного туннелирования**

**Рудин В.А., Кревчик П.В.**

*Аспирант*

*Пензенский гос университет, естественнонаучный, Пенза, Россия*

*E-mail: physics@pnzgu.ru*

Наблюдаемые особенности 2D- диссипативного туннелирования

Рудин В.А.

Аспирант естественнонаучного факультета (ФЕНР)

Кревчик П.В.

Студент естественнонаучного факультета (ФЕНР)

Пензенский государственный университет, г. Пенза, Россия

E-mail: physics@pnzgu.ru

Изучение проблемы управляемости диссипативной туннельной динамики в низкоразмерных системах, является актуальной проблемой современной физики конденсированного состояния. Впервые удалось наблюдать устойчивые 2D – бифуркации в туннельных ВАХ для металлических КТ (из золота) в системе совмещенного АСМ/СТМ [1, 2]. Предсказанные ранее эффекты 2D – бифуркаций [3] и квантовых биений при параллельном туннельном переносе взаимодействующих частиц в двухъямном осцилляторном потенциале [1, 2] удалось выявить для отдельных туннельных ВАХ в экспериментах с КТ из золота. В данной работе теоретически исследована проблема управляемости 2D – бифуркаций как во внешнем электрическом поле, так и с учетом влияния конечной температуры, а также диэлектрической проницаемости матрицы среды-термостата. Показано, что вероятность 1D - диссипативного туннелирования в КМ имеет характерную особенность в виде термоуправляемого пика, который проявляется и в полевой зависимости вероятности двухфотонного (ДФ) примесного поглощения при определенной величине напряженности внешнего электрического поля, когда двухъямный осцилляторный потенциал, моделирующий КМ, становится симметричным. Для системы двух взаимодействующих КМ в зависимости вероятности туннелирования от величины напряженности внешнего электрического поля имеет место резкий излом, соответствующий точке 2D - бифуркации или смене режима 2D - туннелирования с синхронного на асинхронный. В малой окрестности точки бифуркации реализуется режим квантовых биений, связанный с существованием конкурирующих решений в процессе поиска 2D -инстантона. Эффекты бифуркаций и квантовых биений проявляются в полевой зависимости вероятности ДФ примесного поглощения в виде характерного излома и осцилляций малой амплитуды.

Одновременно теоретически разработан метод контролируемого роста КТ в системе с АСМ/ СТМ [2], который может реализовать новые уникальные возможности для выращивания достаточно больших массивов металлических КТ (например, из коллоидного золота) заданных размеров, что имеет перспективные приложения для создания прецизионных устройств для нанoeлектроники, а также многообещающие приложения в области наномедицины.

### Литература

1. В.Д. Кревчик, М.Б. Семенов, К. Ямамото и др. Управляемое диссипативное туннелирование (коллективная монография, посвященная памяти академика РАН А.И. Ларкина, под редакцией Нобелевского лауреата Э. Леггетта, при редакционном участии В.Д. Кревича, М.Б. Семенова, К. Ямамото и др.), Часть 1, 2. Издательство физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова, 2009.
2. В.Ч. Жуковский, О.Н. Горшков, В.Д. Кревчик, М.Б. Семенов, Е.В. Грозная, Д.О. Филатов, Д.А. Антонов Управляемое диссипативное туннелирование во внешнем электрическом поле// Вестник МГУ. Сер. 3 (Физика. Астрономия). – 2009. вып. 1.
3. Yu.I. Dahnovsky, V.D. Krevchik, A.A. Ovchinnikov, M.V. Semenov, K. Yamamoto// Physical Review B, vol. 68, 2003, P. 155426.

### Слова благодарности

Авторы выражают признательность проф. В.Ч. Жуковскому, проф. В.Д. Кревичу, проф. М.Б.Семенову за помощь в подготовке тезисов.

### О спектре излучения каналированных частиц в непроводящих кристаллах

*Сексембаев Ж.Б., Ли В.Г.*

*Студент*

*ЕНУ Евразийский Национальный университет им. Л.Н.Гумилева,*

*Физико-технический факультет, Астана, Казахстан*

*E-mail: jandos\_s90@mail.ru*

Если заряженная частица входит в кристалл под углом к кристаллографической оси или плоскости меньшим, чем некоторый критический угол  $\beta$ , то может произойти каналирование частицы. Это явление заключается в том, что частицы относительно долгое время движутся вдоль каналов, образованных кристаллическими плоскостями или осями, где их потенциальная энергия взаимодействия с кристаллами имеет минимум.

Рассмотрим как обстоит дело с релятивистскими частицами. Релятивистские эффекты играют двоякую роль при излучении каналированными частицами. Релятивистское возрастание массы частицы приводит к уменьшению разности соседних уровней поперечной энергии, т. е. частоты поперечных колебаний. С другой стороны, вследствие эффекта Доплера энергия излучаемого фотона не совпадает с разностью уровней поперечной энергии. Происходит концентрация интенсивности излучения в направлении продольного движения. Фотоны, излучаемые в этом направлении, при релятивистских скоростях соответствуют рентгеновскому или  $\gamma$ -диапазону. Такое явление известно как эффект Кумахова.

Существует ряд эффектов, обусловленных влиянием частотной и пространственной дисперсий электромагнитного поля в кристалле на процесс излучения каналированными частицами. Частица, влетающая в кристалл под достаточно малым углом по отношению к кристаллической оси, испытывает полностью когерентное рассеяние различными атомами этой оси. В результате действие суммарного потенциала атомов кристалла можно с хорошей точностью заменить действием потенциала, усредненного вдоль направления оси. Усредненный потенциал зависит только от расстояния до оси. Аналогично, когда частица влетает под достаточно малым углом по отношению к кристаллической плоскости, усредненный потенциал плоскости, который действует на частицу при плоскостном каналировании, зависит лишь от расстояния до этой плоскости [1].

Для плоскостного каналирования позитронов потенциал в первом приближении имеет вид параболы (1) почти всюду в пределах канала (рис.а). Ангармонические поправки к потенциалу оказываются малыми и их можно учесть методами теории возмущений. Для электронов усредненный потенциал плоскости может быть с достаточной точностью представлен в виде (2) (рис.б), а потенциал оси — в виде (3) (рис. в).

Для описания взаимодействия релятивистских частиц с кристаллической структурой удобно применить метод функций Грина. В частности если рассматривать осевое каналирование частиц, то можно свести задачу об определении характера взаимодействия частиц в каком-либо потенциале.

Функция Грина в общем виде определяет вероятность обнаружения частицы с энергией  $\epsilon k$  в точке с координатой  $r$  и в момент времени  $t$  [2,3].

В нашем случае вид функции Грина при наличии рассеивающего потенциала будет (4), т.е. если частица начинает подниматься из дна потенциальной ямы, то мы приходим к функции Грина вида (4).

Так как в осевом канале вблизи линии симметрии потенциал взаимодействия частицы с кристаллом будет постоянен, то это приводит к аппроксимации отсутствия рассеивающего потенциала и можно применить функцию Грина свободной частицы вида (5) и (6)

где  $k$  – волновой вектор частицы

$r$  – радиус-вектор частицы до рассеяния

$r'$  – радиус-вектор после рассеяния

Проведя некоторые вычисления можно прийти к уравнению связывающему амплитуду рассеяния  $f(k,k')$  с амплитудой рассеяния в энергетической нормировке  $F(k,kn)$  (7) и (8)

здесь  $F(r-r')$  – амплитуда рассеяния в координатной нормировке

$\theta$  – угол между  $r$  и  $r'$

Таким образом, используя данные выводы можно рассчитать вероятности обнаружения частицы в точке с координатой  $r$  внутри канала. Так как функция Грина зависит от энергии частицы, соответственно получаем распределение частиц по энергиям. При каналировании выделяется излучение в рентгеновском или  $\gamma$ -диапазоне, зависящее от значения потенциала в котором движется частица. Это приводит к нахождению спектра излучения при каналировании частиц.

Решение таких задачи рассматриваются на конкретных примерах.

### Литература

1. 1. Базылев В.А., Жеваго Н.К. Генерация интенсивного электромагнитного излучения релятивистскими частицами/ Успехи физических наук 1982, том 3, вып. 4.
2. 2. Каданов Л., Бейм Г. Квантовая статистическая механика: Методы функций Грина в теории равновесных и неравновесных процессов. – М.: изд-во “Мир” 1964 – 255с.
3. 3. Левитов Л.С., Шитов А.В. Функции Грина. – М.: Физматлит 2002 – 352с

### Иллюстрации

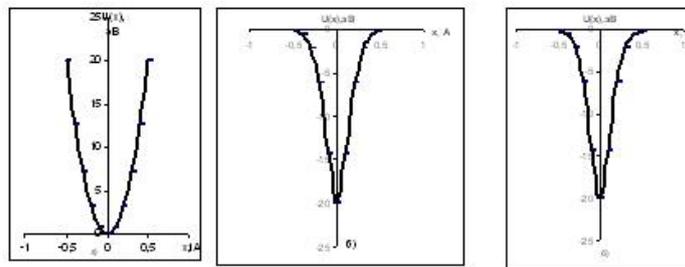


Рис. 1

$$U(x) = \frac{4U_0x^2}{d^2} \quad (1)$$

$$U(x) = -U_0ch^{-2} \frac{x}{b} \quad (2)$$

$$U(\rho) = -\frac{\alpha}{\rho} \quad (3)$$

$$\left\{ (2m)^{-1} \nabla^2 + i \frac{\partial}{\partial t} - U(r) \right\} G(r, t, r', t') = \delta(t - t') \delta(r - r') \quad (4)$$

$$G_0(r - r', t - t') = \iiint G_0(k, \omega) \exp\{ik(r - r') - i\omega(t - t')\} d\omega / 2\pi \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \quad (5)$$

$$G_0(k, \omega) = (\omega - \varepsilon_k + i\delta)^{-1} \quad (6)$$

$$f(k, k') = -\frac{m}{2\pi} F(k, kn) \quad (7)$$

$$F(k, kn) = \int d^3r' \exp[-ik|r'| \cos \Theta] F(r - r') \exp(ikr') \quad (8)$$

Рис. 2

**Особенности межзонного поглощения света в квантовых ямах в электрическом и магнитном полях.**

**Семенчук С.А., Голомоз А.Н.**

*Студент*

*Приднестровский государственный университет имени Т. Г. Шевченко,*

*Физико-математический факультет, Тирасполь, Молдова*

*E-mail: crazyquark@rambler.ru*

В размерно-ограниченных системах частотная зависимость коэффициента поглощения слабой электромагнитной волны  $K(\Omega)$  при межзонных переходах описывается ступенчатой функцией. В однородном магнитном поле, направленном параллельно поверхности квантовой ямы (КЯ), частотная зависимость  $K(\Omega)$  описывается немонотонной функцией. Показано, что в магнитном поле разрешены оптические переходы из  $n$ -го уровня Ландау валентной зоны на  $m$ -ый ( $n \neq m$ ) уровень размерно-квантованной зоны проводимости. Это обстоятельство приводит к заметному изменению частотной зависимости  $K(\Omega)$ . В частности показано, что при оптическом переходе  $0 \rightarrow 0$  для параболической КЯ

$$K(\Omega) \propto e^{-\Delta} I_0(\Delta);$$

$$\Delta = \frac{1}{2} \gamma_0 [\hbar\Omega - \tilde{E}_g]$$

$I_0(\Delta)$ - модифицированная функция Бесселя,  $\gamma_0$ - определяется величиной магнитного поля,  $\Omega$ - частота поглощаемой электромагнитной волны,  $\tilde{E}_g$ - ширина запрещенной зоны КЯ в магнитном поле.

Полуширина линии поглощения  $\Delta_0$  зависит от магнитного поля, когда масса электрона значительно меньше массы дырок имеет вид

$$\Delta_0 = 1.6 \cdot \hbar\omega \frac{(1 + \delta)^{1/2}}{\delta}$$

$$\delta = \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2$$

$\hbar\omega$ - шаг размерного квантования параболической КЯ,  $\omega_c$ - циклотронная частота.

Обсуждается влияние электрического поля  $E$ , направленного вдоль оси пространственного квантования на  $K(\Omega)$ . Показано что, с ростом  $E$  величина пика поглощения света из-за уменьшения перекрытия волновых функций носителей в валентной зоне и зоне проводимости уменьшается, и максимум поглощения сдвигается в длинноволновую область.

**Слова благодарности**

Авторы выражают благодарность научному руководителю, профессору Синявскому Э. П.

**Численное исследование роста двумерного зародыша твёрдой фазы в модели фазового поля**

*Сысоева Алёна Алексеевна*

*Аспирант*

*Удмуртский государственный университет, Физический факультет, Ижевск, Россия*

*E-mail: angel5alena@rambler.ru*

В данной работе проводится численное исследование роста двумерного круглого зародыша твёрдой фазы при заданном переохлаждении в рамках модели фазового поля, что позволяет дать более полную картину поведения реальных материалов в условиях внешних воздействий [п1].

В основу модели фазового поля [п3, п4, п5] заложено предположение о существовании локального параметра порядка  $\varphi$ , называемого "фазовым полем", который позволяет описать диффузионную границу между твёрдой и жидкой фазами непрерывным образом. В гомогенных фазах фазовое поле  $\varphi$  принимает постоянное значение. Динамика диффузионной границы в рамках неравновесной термодинамики определяется функционалом свободной энергии системы [п2]. При этом постоянная температура  $T$  рассматривается как параметр системы. Требование монотонного убывания свободной энергии по мере релаксации системы к равновесию приводит к уравнениям динамики для концентрации  $c$  и фазового поля  $\varphi$  в области  $\Omega$ :

$$\dot{\varphi} = \Delta\varphi - \frac{9}{2}g'_\varphi - \frac{\varepsilon R}{2\gamma v_m}\Lambda(c, T)h'_\varphi + \tilde{J}_\varphi, \quad (1)$$

где

$$\dot{c} = \nabla(\tilde{D}(\varphi)\nabla c + \tilde{J}_c) - \Theta(T)\nabla\left(\tilde{D}(\varphi)c(1-c)\nabla h\right), \quad (2)$$

$$\Lambda(c, T) = (1-c)\ln\left(\frac{1+(T_A-T)/m_e}{1+k_e(T_A-T)/m_e}\right) - c\ln k_e. \quad (3)$$

В полученных уравнениях  $T_A$ —температура плавления чистого компонента А,  $k_e$  и  $m_e$ —коэффициент разделения и наклон ликвидуса диаграммы в равновесии,  $v_m$ —молярный объем,  $R$ —газовая постоянная,  $\Theta$ —движущая сила. Значение  $\varphi = 1$  соответствует твёрдой фазе,  $\varphi = 0$  — жидкости. Функция  $h(\varphi) = \varphi^2(3 - 2\varphi)$  является монотонной в интервале  $[0, 1]$  и удовлетворяет уравнениям  $h(0) = 0$  и  $h(1) = 1$  в соответствующих фазах,  $D(\varphi) = \varphi D_S/D_L + (1-\varphi)$  с коэффициентами диффузии  $D_S$  и  $D_L$  компонента В в твёрдой и в жидкой фазе соответственно,  $g(\varphi) = \varphi^2(1-\varphi)^2$  — потенциал,  $\gamma$  — плотность энтропии,  $\nu$  — подвижность, а параметр  $\varepsilon$  определяет толщину граничной зоны,  $\eta_\varphi = D_L/\nu$ , а  $\tilde{J}_c$  и  $\tilde{J}_\varphi$ — $\delta$ -коррелированные тепловые шумы для концентрации и фазового поля.

В фазово-полевым подходе под границей понимается множество точек, в которых  $\varphi = 1/2$ , для определения амплитуды растущей моды (для разложения функции на элементарные составляющие — гармонические колебания с различными частотами) представим Фурье-преобразование в виде интегральных соотношений на плоскости:

$$A_n(t) = \frac{1}{S(t)} \int \delta(\phi(x, y, t) - 1/2) \times \cos\left(n \arctan\left(\frac{x-x_0}{y-y_0}\right)\right) dx dy, \quad (4)$$

где эффективная площадь границы  $S(t) = \int \delta(\phi(x, y, t) - 1/2) dx dy$ . Выражение для  $\sin$  — Фурье преобразований аналогично.

$$\lambda_n = \frac{1}{t_{i+1} - t_i} \ln \left( \frac{A_n(t_{i+1})}{A_n(t_i)} \right), \quad (5)$$

где  $n$  – номер моды для  $\cos$  – преобразований Фурье,  $A_n$  – амплитуды Фурье–преобразований. Выражение скорости роста для  $\sin$  – преобразований Фурье имеет аналогичный вид.

Проведём анализ растущих амплитуд (рис. 1). Для амплитуд  $\cos$  – преобразований Фурье рост нулевой моды предполагает увеличение радиуса зародыша, и средняя скорость её роста  $\lambda_0 = 0.0041$ . Рост первой, седьмой, восьмой и девятой моды предполагает искривление границы зародыша, и средние скорости их роста:  $\lambda_1 = 0.0011$ ,  $\lambda_7 = 0.4742$ ,  $\lambda_8 = 0.0979$ ,  $\lambda_9 = 0.0172$ . Для  $\sin$  – преобразований Фурье средние скорости роста различных мод:  $\lambda_1 = 0.0008$ ,  $\lambda_6 = 0.2253$ ,  $\lambda_7 = 0.349$ ,  $\lambda_9 = 0.0112$ ,  $\lambda_{10} = -0.0516$ . Средняя скорость роста десятой Фурье - моды для амплитуд  $\sin$  – преобразований растёт на малом промежутке времени, а в основном имеет убывающий характер, поэтому она отрицательна.

В результате численного исследования роста двумерного зародыша получены решения для концентрации и фазового поля, динамика которых позволяет отслеживать рост зародыша твёрдой фазы, проведены Фурье преобразования, в результате которых определены растущие моды на границе зародыша и их влияние на его форму.

### Литература

1. Слезов В.В. Фазовые превращения в конденсированных средах при конечной скорости образования метастабильного состояния // ФТТ. 2003. Т.45, Вып.2. С.317-320.
2. Danilov D., Nestler B. Phase-field modelling of solute trapping during rapid solidification of a Si-As alloy // Acta Mat. 2006. Vol. 54. P.4659–4664.
3. Galenko P.K., Danilov D.A. Linear morphological stability analysis of the solid-liquid interface in rapid solidification of a binary system // Phys. Rev. E. 2004. Vol. 69. P.051608.
4. Iwamatsu M. Minimum free-energy path of homogenous nucleation from the phase-field equation // J. Chem. Phys. 2009. Vol. 130, P.244507.
5. Kolbe M., Cao C.D., Lu X.Y. et al. Solidification behaviour of undercooled Co-Cu alloys showing a metastable miscibility gap // Mat. Sc. and Eng. A. 2004. P.520-523.

### Иллюстрации

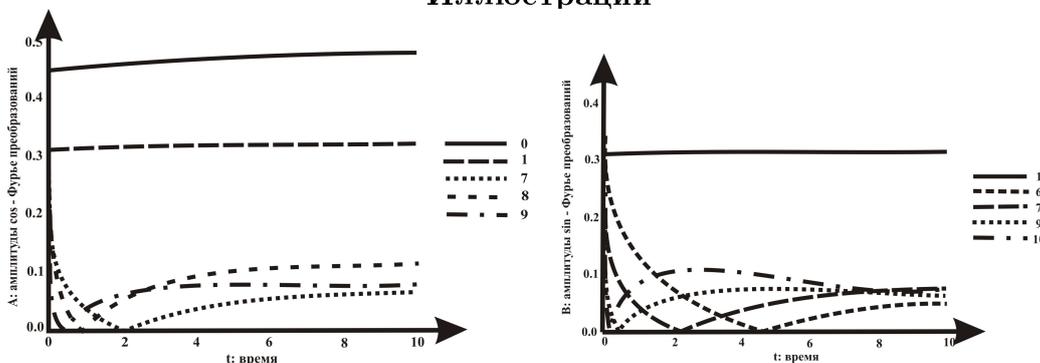


Рис. 1: Зависимость растущих амплитуд а)  $\cos$  - преобразований Фурье от времени б)  $\sin$  - преобразований Фурье от времени

О динамике дипольного момента в двумерных системах частиц.

*Труханова Мария Ивановна*

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия  
E-mail: Mar-TiV@yandex.ru*

Поляризационные эффекты играют важную роль в эволюции систем взаимодействующих частиц. Наличие дипольного момента у атомов и молекул некоторых кристаллов приводит к возникновению пьезоэлектрического эффекта, а так же характеризует особый характер поведения сегнетоэлектриков. Поляризация отвечает за особенности функционирования структур живой клетки, например аппарата Гольджи и плазматической мембраны. В воде диполь – дипольные взаимодействия приводят к появлению сложной структуры сетки водородных связей, а при наложении внешних электромагнитных полей изменение в поляризации, за счёт индуцированного дипольного момента у молекул, оказывают влияние на изменения в структуре сетки. Математический аппарат, позволяющий качественно описывать воду на межмолекулярном, уровне до сих пор не развит. Поляризационные эффекты могут играть важную роль при передаче сигналов и информации в современной микро-электронике наряду с использованием спина [1]. Двумерный электронный газ находится в центре внимания многих современных исследований, так как, в частности, является элементом спинового – полевого транзистора [1]. Исследование ионного газа представляет особый интерес из-за наличия диполь – дипольного взаимодействия, оказывающего влияние на распространение и взаимодействие волн. Рассмотрение динамики частиц с дипольным моментом является важным элементом исследования нанофлюидикс (nanofluidics) [2].

В данной работе, на основе метода квантовой гидродинамики [3], получена система уравнений для газа заряженных частиц с дипольным моментом. Это сделано исходя из многочастичного уравнения Шредингера с гамильтонианом учитывающим заряд-заряд, заряд-диполь и диполь-дипольное взаимодействия частиц:

$$i\hbar\partial_t\psi = \left( \sum_i \left( \frac{1}{2m_i} \mathbf{D}_i^2 + e_i\varphi_{i,ext} - d_i^\alpha E_{i,ext}^\alpha \right) + \sum_{i,j \neq i} \left( \frac{1}{2} e_i e_j G_{ij} + e_i d_j^\alpha C_{ij}^\alpha - \frac{1}{2} d_i^\alpha d_j^\beta G_{ij}^{\alpha\beta} \right) \right) \psi, \quad (1)$$

Здесь  $G_{ij} = 1/r_{ij}$ ,  $C_{ij}^\alpha = -\partial_i^\alpha 1/r_{ij}$ ,

$G_{ij}^{\alpha\beta} = \partial_i^\alpha \partial_i^\beta 1/r_{ij}$  - функции Грина, соответственно, кулоновского, заряд-дипольного и диполь-дипольного взаимодействия.

В систему уравнений квантовой гидродинамики входят уравнение непрерывности, уравнение баланса импульса, дипольного момента и плотности потока дипольного момента. Аналогичные уравнения были получены исходя из классической механики в работе [4].

На основе полученной системы уравнений рассмотрена задача на собственные волны в двумерной системе ионов с дипольным моментом, находящихся во внешнем постоянном электрическом поле, перпендикулярном плоскости газа. В результате получены законы дисперсии двух волновых мод. Одно из решений представляет собой двумерную ленгмюровскую волну, в дисперсию которой даёт вклад динамика дипольного момента:

$$\omega^2 = v_{si}^2 k^2 + \frac{\hbar^2}{4m^2} k^4 + \omega_{Li2}^2 - \frac{2\pi\kappa^2 E_0^2 \beta e^2 k^4}{m^2 v_{si}^2 k^2 + \frac{1}{4}\hbar^2 k^4 + m^2 \omega_{Li2}^2} \quad (2)$$

За счёт наличия дипольного момента ионов, возникает новое волновое решение, отсутствующее в двумерном электронном газе, дисперсионная зависимость которого имеет вид:

$$\omega^2 = \frac{2\pi\kappa^2 E_0^2 \beta e^2 k^4}{m^2 v_{si}^2 k^2 + \frac{1}{4}\hbar^2 k^4 + m^2 \omega_{Li2}^2} \quad (3)$$

В этих формулах использовано обозначение:

$$\beta = 2\pi \int_{\xi}^{\infty} dr \frac{J_0(r)}{r^2},$$

где  $\xi = r_0 k$ ,  $r_0$  - радиус иона или атома.

На основе полученной в нашей работе системы уравнений квантовой гидродинамики можно исследовать собственные волны двумерной системе нейтральных частиц с дипольным моментом. Оказывается, что в линеарном приближении существует волна в системе диполей, распространяющаяся без возбуждения колебаний плотности. Зависимость частоты от волнового вектора для такой волны имеет вид:

$$\omega = \sqrt{\frac{\beta}{mn_0}} |\kappa| E_0 k^{3/2}. \quad (4)$$

Таким образом, в нашей работе получены квантовые уравнения динамики поляризации и плотности потока поляризации. Исследованы дисперсионные свойства собственных волн в двумерных газах заряженных и нейтральных частиц с дипольным моментом. Предсказано существование новых волновых мод в таких системах, а так же получен вклад поляризации в дисперсию известных волн.

### Литература

- 1 Zutic I., Fabian J., Das Sarma S. Rev. Mod. Phys., 2004, vol.76, p.323.
- 2 Reto B. Schoch, J. Han, P. Renaud, Rev.Mod.Phys., vol.80, 2008, p.839.
- 3 Андреев П.А., Кузьменков Л.С. Динамика сложных систем 2009 т.3 №3, стр.3.
- 4 Дрофа М.А., Кузьменков Л.С. ТМФ. 1996. т.108. N1. с.3.

### Слова благодарности

Выражаем благодарность научному руководителю Л. С. Кузьменкову.

**ФИЗИКА  
МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ**

**Председатель подсекции  
проф. Перов Николай Сергеевич**

**Исследование влияния магнитного поля на процесс травления  
ферромагнитных пленок**

*Agaropova Anna Vladimirovna*

*Соискатель*

*Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН,*

*Инженерно-физический факультет, Москва, Россия*

*E-mail: may\_kissmi@mail.ru*

Расширение функциональности магнитных материалов связано с изучением особенностей их взаимодействия с активными компонентами внешней среды. Повышающаяся насыщенность окружающей среды сильными магнитными полями требует понимания механизмов их влияния на химические процессы, протекающие на поверхности магнитных материалов - «магнитной коррозии». В данной работе изложены результаты исследований магнитохимических эффектов, наблюдаемых на поверхности плёнок железа, окисленных раствором слабой кислоты.

Ранее в наших работах [1, 2] были представлены результаты исследований поверхности ферромагнитных плёнок железа после их химической обработки при различных направлениях приложенного магнитного поля. Исследуемые образцы представляли собой пленки железа на гибкой лавсановой подложке толщиной 10 мкм. Толщина металлического слоя составляла 0,5 мкм. Параметры химической обработки оптимизированы на основании предварительно проведённых экспериментов с целью получения изображения оптимальной чёткости. Исследование проводилось при помощи оптической микроскопии, атомно-силовой микроскопии. Строение поверхностного слоя металлической плёнки, сформированного под воздействием химической обработки, было исследовано методом АСМ. Было обнаружено, что появившиеся после химической обработки линии на поверхности пленок железа, представляют собой рельефные объекты, высота которых над поверхностью окисленных образцов составляет 250-300 нм. Шероховатость пленки железа до химической обработки не превышала 20 нм. Области круглой формы представляют собой выступы с концентрическим рельефом. В [3, 4] показано, что химическая обработка поверхности плёнок железа при определенных условиях дает возможность визуализировать распределение градиента полей рассеяния, или магнитных доменов, существующих на поверхности образца на момент проведения обработки.

При обработке поверхности плёнок раствором уксусной кислоты протекают обменные реакции растворения оксидной оболочки железа, сопровождающиеся процессами окисления находящегося под ними металла. Преобладающим продуктом реакций являются слаборастворимые полиядерные комплексы гидратированного ацетата железа (III), формирующие рельеф. Ранее в работах [4] было показано, что магнитные поля могут влиять на скорость протекания реакции по магнито-спиновому механизму

С помощью метода сканирующей Керр микроскопии было изучено влияние описанных выше изменений морфологии поверхности тонкопленочных систем на их магнитные свойства. На магнитооптическом микромагнитометре для исходных и химически обработанных образцов были измерены приповерхностные локальные кривые намагничивания. Измерения были выполнены при регистрации магнитооптического сигнала с участка поверхности диаметром 50 мкм с шагом, равным 0.5мм. Магнитооптический

метод показал, что исходные образцы характеризуются достаточно высокой однородностью локальных магнитных свойств. В частности, различие локальных значений поля насыщения HS не превышает 9 %. Вместе с тем, после травления различие локальных значений HS повышалось до 30-35 %. При этом абсолютные значения HS увеличивались примерно в 1.5-2 раза по сравнению с исходными образцами. Полученные данные хорошо согласуются с прямыми измерениями разности скоростей травления, при различных направлениях магнитного поля.

### Литература

1. Агапонова А.В., Маклаков С.А., Быков И.В., Седова М.В., Осипов А.В., Розанов К.Н., Пухов А.А., Рыжиков И.А., Шалыгина Е.Е., Якубов И.Т. Магнито-химические эффекты при окислении поверхности тонких ферромагнитных пленок // Сборник тезисов и докладов 10-ой ежегодной научной конференции ИТПЭ РАН, 3 марта - 2 апреля 2009, Москва, стр. 3.
2. Агапонова А.В., Маклаков С.А., Быков И.В., Седова М.В., Пухов А.А., Рыжиков И.А., Шалыгина Е.Е., Якубов И.Т. Магнито-химические эффекты при обработки в кислой среде поверхности тонких ферромагнитных пленок // Сборник трудов XXI международной конференции «Новое в магнетизме и магнитных материалах» 28 июня - 4 июля 2009, Москва, стр. 66.
3. Агапонова А.В., Маклаков С.А., Быков И.В., Седова М.В., Пухов А.А., Рыжиков И.А., Шалыгина Е.Е., Якубов И.Т. Оптический метод наблюдения магнито-химических эффектов на поверхности тонких ферромагнитных пленок // Труды IV международной конференции молодых ученых и специалистов «Оптика – 2009», 19 - 23 октября 2009, Санкт-Петербург, стр. 138.
4. Агапонова А.В., Маклаков С.А., Быков И.В., Седова М.В., Пухов А.А., Рыжиков И.А., Шалыгина Е.Е., Якубов И.Т. Метод визуализации магнито-химических эффектов на поверхности тонких ферромагнитных пленок // Труды 52-й научной конференции МФТИ «Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук. Часть II. Общая и прикладная физика» Москва - Долгопрудный 2009, стр. 227.
5. Бучаченко А.Л., Сагдеев Р.З., Салихов К.М. «Магнитные и спиновые эффекты в химических реакциях» - М.: Наука, 1978, 296с.

### Слова благодарности

Благодарность за поддержку и помощь в работе:

Маклаков С.А.\*, Рыжиков И.А.\*, Седова М.В.\*, Шалыгина Е.Е.\*\*\*, Якубов И.Т.\*  
\*Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, 125412, Москва, ул. Ижорская, 13 \*\* Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Физический факультет. 119991, Москва, Ленинские горы, МГУ, д. 1, стр. 2

### Иллюстрации

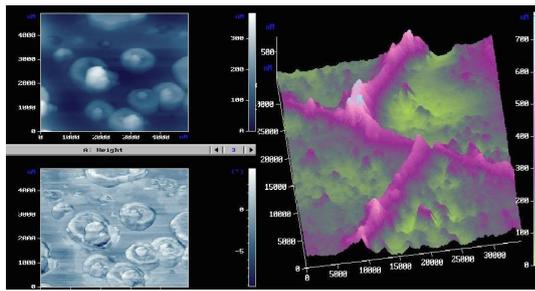


Рис. 1: Изображение поверхности однослойной ферромагнитной плёнки, полученное методом атомно-силовой микроскопии

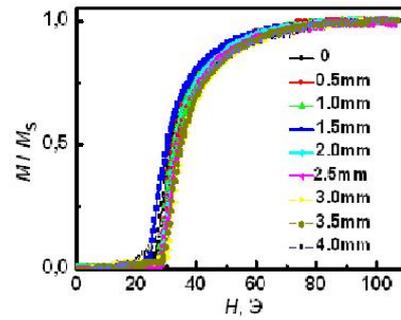


Рис. 2: Приповерхностные локальные кривые намагничивания, наблюдаемые для исходной однослойной FeN пленки. Измерения выполнены в магнитном поле, приложенном вдоль легкой оси намагничивания.

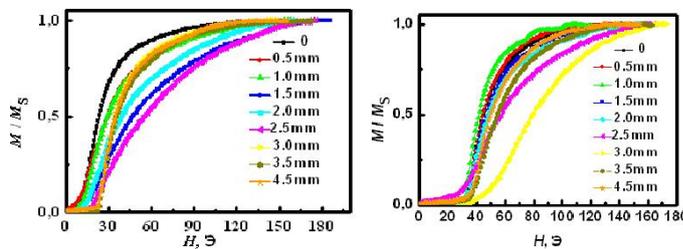


Рис. 3: Приповерхностные локальные кривые намагничивания, наблюдаемые для однослойной FeN пленки после ее обработки в растворе 35% уксусной кислоты в магнитном поле  $H = 50$  Э, приложенном параллельно (а) и перпендикулярно (б) поверхности образца. Измерения выполнены в магнитном поле, приложенном вдоль легкой оси намагничивания.

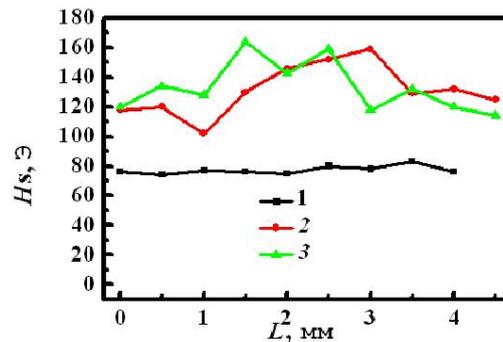


Рис. 4: Типичные вариации значений поля насыщения, наблюдаемые при сканировании светового пятна диаметром 50 мкм по поверхности изучаемых образцов; кривая 1 – исходный FeN однослойный образец, кривые 2 и 3 - FeN однослойный образец после химического травления в поле  $H = 50$  Э, приложенном соответственно параллельно и перпендикулярно плоскости образца.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПРОЦЕССОВ ГИДРИРОВАНИЯ И  
АЗОТИРОВАНИЯ НА МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ  
ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ R<sub>2</sub>Fe<sub>17</sub>**

*Арефьев Артур Игоревич*

*Студент*

*Тверской государственный университет, Физико-технический, Тверь, Россия*

*E-mail: Arefev\_Arthur@mail.ru*

Сплавы на основе редкоземельных (РЗ) и 3d-переходных металлов обладают рядом уникальных магнитных свойств [1]. Данные соединения нашли широкое применение на практике. Их используют как мощные постоянные магниты, магнитоотрикатели, хлад-агенты в магнитных охладителях и др. [2]. Также их часто используют для уточнения теоретических концепций, применяющихся для описания магнитного упорядочения [3].

В данной работе проводится исследование влияния внедрения атомов азота и водорода на величину магнитокалорического эффекта (МКЭ). В результате гидрирования и азотирования происходят изменения магнитных свойств, таких как изменение намагниченности, магнитокристаллической анизотропии, смещения температуры Кюри и т.д. Изменение данных параметров может существенно влиять на величину МКЭ. Однако работ посвященных исследованию МКЭ на соединениях данного типа с внедрения водорода и азота, практически нет.

Исходя из выше изложенного, были сформулированы следующие задачи:

- Провести измерения МКЭ на образцах R<sub>2</sub>Fe<sub>17</sub>, R<sub>2</sub>Fe<sub>17</sub>H<sub>x</sub>, R<sub>2</sub>Fe<sub>17</sub>N<sub>x</sub>
- Выявить влияние внедрения водорода и азота на МКЭ данных соединений.

В качестве объектов исследования были выбраны монокристаллические образцы Tb<sub>2</sub>Fe<sub>17</sub>. Сплавы Tb<sub>2</sub>Fe<sub>17</sub> были получены методом высокочастотной индукционной плавки в атмосфере особо чистого аргона. Гидрировались и азотировались образцы на кафедре высоких давлений химического факультета МГУ им. Ломоносова в лаборатории Вербецкого.

Измерения МКЭ на монокристалле Tb<sub>2</sub>Fe<sub>17</sub> проводилось вдоль оси легкого намагничивания (ОЛН). Результаты измерений представлены на рис. 1 слева. Как видно из рис. 1, максимум МКЭ наблюдается в точке Кюри (T<sub>C</sub>=408 К) и его значение составляет 1.127 К.

В результате первоначального измерения МКЭ Tb<sub>2</sub>Fe<sub>17</sub>H<sub>2</sub> в интервале температур от 348 К до 378 К наблюдается отрицательный МКЭ, его значение составляет -0,215 К. Это может быть, связано со значительным выделением водорода, вследствие воздействия магнитного поля. Из рис. 1 видно, что при последующем увеличении температуры наблюдается два максимума МКЭ, при этом их значения составляют 0,275 К и 0,58 К соответственно. Первый максимум, находящийся в районе T<sub>C</sub> монокристалла Tb<sub>2</sub>Fe<sub>17</sub>, обусловлен наличием непрогидрированных частиц образца, имеющих исходный состав Tb<sub>2</sub>Fe<sub>17</sub>, либо частиц с меньшим содержанием водорода. Второй - соответствует точке Кюри гидрированному Tb<sub>2</sub>Fe<sub>17</sub>.

Уменьшение значений магнитокалорического эффекта связано с уменьшением величины намагниченности [5]. Подобные изменения магнитных свойств, связанно с внедрением атомов водорода в кристаллическую структуру.

В результате нагрева образца до 570 К и последующего охлаждения (рис. 1) наблюдаются, также 2 максимума, при этом значение МКЭ в них составило 0,395 К и 0,675 К соответственно. Смещение 2-го максимума связано с уменьшением концентрации водорода в образце, вследствие нагревания порошка до 570 К.

При измерении МКЭ Tb<sub>2</sub>Fe<sub>17</sub>H<sub>2</sub> (рис.1) после его нагревания до 673 К график приблизился к графику исходного образца с максимумом в районе T<sub>c</sub> Tb<sub>2</sub>Fe<sub>17</sub> (рис 1). Такое изменение МКЭ и смещение температуры Кюри обусловлено выделением водорода при нагревании и как следствие изменением параметров кристаллической решетки.

Как видно из графиков (рис. 1 справа) внедрение атомов азота в кристаллическую структуру монокристалла Tb<sub>2</sub>Fe<sub>17</sub> привело к увеличению величины МКЭ (10смещению температуры Кюри. Причиной увеличения МКЭ явилось возрастание величины намагниченности, в результате изменений параметров кристаллической решетки, вследствие внедрения атомов азота в кристаллическую структуру монокристаллов интерметаллического соединения [4].

При нагревании образца до температуры 533 К и последующем измерении МКЭ при охлаждении, наблюдается смещение температуры Кюри, порядка 4 К, в сторону значения полученного на монокристалле, однако величина МКЭ при этом не изменяется, что обуславливается незначительным выделением азота, вследствие нагревания образца. При нагревании образца до 673 К, азот практически полностью выходит, в результате чего T<sub>c</sub> и величина МКЭ при последующем измерении имеют значения исходного монокристаллического образца.

### Литература

1. 1. Белов К.П. Редкоземельные магнетики и их применение. // Наука, М. - 1980. 240 с.
2. 2. Никитин С.А., И.С. Терешина. Влияние атомов внедрения на эффективные обменные поля в ферромагнитных соединениях редких земель и 3d-переходных металлов R Fe и RFe Ti. //Физика твердого тела , 2003, том 45, вып. 10.
3. 3. Никитин С.А. Магнитные свойства редкоземельных металлов и сплавов // Изд-во МГУ, М. - 1989. 248 с.
4. 4. К.Кoyama, Н.Fujii. // Physical Review B (2000), V. 61, N. 14, P. 9475-9493
5. 5. Tereshina I.S. et al. // Journal of Alloys and Compounds, - 2003, v 350, p 264-270

### Иллюстрации

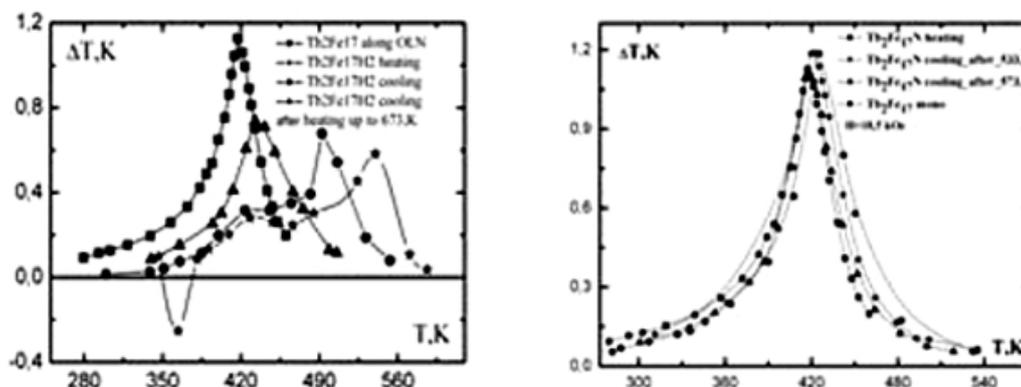


Рис. 1: Магнитокалорический эффект соединений Tb<sub>2</sub>Fe<sub>17</sub> вдоль легкой оси и Tb<sub>2</sub>Fe<sub>17</sub>H<sub>2</sub> в поле 18,5 кЭ

**Магнитооптические свойства наномультислойных структур  
гранулированный наноккомпозит – полупроводник**

**Буравцова В.Е., Volkonskiy D.A.**

*Соискатель*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический  
факультет, Москва, Россия  
E-mail: v.e.buravtsova@gmail.com*

Физические свойства наномультислойных систем, где толщина слоев порядка нескольких нанометров, во многом определяются структурой и интерфейсными явлениями, в частности непосредственными контактами между металлическими слоями, а также процессами диффузии на границе раздела разнородных фаз, приводящими к образованию соединений металл-полупроводник. Для уменьшения образования диффузионного слоя на границе металл-полупроводник было предложено [1] в качестве ферромагнитного слоя использовать слои гранулированного композита металл-диэлектрик. Во-первых, диэлектрическая матрица изолировала бы гранулы ферромагнетика от контактов с полупроводником, уменьшая тем самым образование интерфейса, во-вторых, изменяя концентрацию ферромагнитной фазы, возможно создание структур с заданными свойствами.

Ранее проведенные исследования размеров частиц металлической фазы в гранулированном композите  $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_Z(SiO_2)_{100-Z}$  показали, что размер гранул в составе с  $Z = 35$  ат. % составляет порядка 2,5 нм и при  $Z = 65$  ат. % размер увеличивается до 6-7 нм [2]. Таким образом возникает вопрос, какова может быть толщина композитного слоя для наномультислойных структур гранулированный композит/полупроводник, чтобы свести к минимуму контакты ФМ гранула-полупроводник? Для решения поставленного вопроса были проведены исследования многослойных пленок на основе полупроводника и гранулированного ферромагнетика с различными содержаниями ФМ фазы ( $Z$ ) и различными толщинами слоев:  $[(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_Z(Al_2O_3)_{100-Z}(X)/Si : H(Y)]_n$ . Здесь  $X$  и  $Y$  — эффективная толщина магнитного и полупроводникового слоев, соответственно,  $n$  — число бислоев. Параметры образцов приведены в таблице 1. Толщина пленки Si выбиралась из расчёта создания непрерывной сплошной бесконечной двухмерной структуры на поверхности композита.

Спектры экваториального эффекта Керра (ЭЭК) для обеих серий образцов схожи по характеру в диапазоне 1,5 – 4 эВ: знак эффекта положителен, с ростом содержания ФМ фазы  $Z$ , величина эффекта растёт, максимальный эффект достигается при содержании металлической фазы в слоях композита 54–56 ат. % и при дальнейшем увеличении  $Z$  ЭЭК уменьшается. Однако величина эффекта для образцов 1 серии более, чем в 2 раза меньше, чем для образцов 2 серии.

Исследование полевых зависимостей ЭЭК многослойных пленок показало, что для 2 серии образцов наблюдается типичная для композитов картина — при малом содержании ФМ фазы кривые намагничивания линейно зависели от величины магнитного поля (суперпарамагнитное поведение), при увеличении концентрации  $Z$ , полевые зависимости ЭЭК приобретают все более выраженный ФМ характер; также наблюдается корреляция между максимальным значением ЭЭК и переходом к ферромагнитному

характеру намагничивания структур, в данном случае переход осуществляется, при  $Z = 54,4$  ат. %.

Для образцов 1 серии также, как и для 2 серии образцов, при увеличении содержания ФМ фазы кривые намагничивания приобретают черты полевой зависимости ЭЭК свидетеля — аморфного сплава  $Co_{45}Fe_{45}Zr_{10}$ , но насыщение эффекта не достигается и в полях более 2 кЭ. Более того, увеличение содержания ферромагнетика ведет к обратному — кривые намагничивания ЭЭК снова приобретают суперпарамагнитный вид.

Все вышеперечисленные особенности могут быть объяснены особенностями роста многослойной пленки. Учитывая определенные в [2] размеры гранул при различных  $Z$ , можно сказать, что гранулы образцов 1 серии оказываются больше по размеру, чем эффективная толщина слоя композита, что ведет к большему числу контактов между ферромагнетиком и полупроводником. Следствием этого является образование силицидов металлов, что в свою очередь приводит к появлению новой фазы, существенно влияющей на магнитооптические свойства наномультислойных структур. Для образцов 2 серии, где эффективная толщина слоя  $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_Z(Al_2O_3)_{100-Z}$  порядка или больше размера гранул, контакты между ферромагнетиком и полупроводником сведены к минимуму и наличие таких контактов не оказывает заметного влияния на МО свойства пленок.

### Литература

1. В.А. Белоусов, Ю.Е. Калинин, К.Г. Королев, А.В. Ситников, К.А. Ситников Электрические и магнитные свойства мультислойных структур наноккомпозит – гидрогенизированный аморфный кремний // Вестник ВГТУ. 2006. т.2, № 11, с.24-29
2. Buravtsova V.E., Guschin V.S., Kalinin Yi.E., Kirov S.A., Lebedeva E.V., Phonghirun S., Sitnikov A.V., Syr'ev N.E., Trofimenko I.T. // CEJP. 2004. 2(4). P. 566 – 578

### Слова благодарности

Авторы выражают признательность профессору, д.ф-м.н. Ганьшиной Е.А., профессору, д.ф-м.н. Калинину Ю.Е. за помощь в подготовке тезисов

### Иллюстрации

Серия	n	X, нм	Y, нм
1	40	3,3-7,2	2,6-4,1
2	23	6,6-14,3	4,7-7,2

Рис. 1

**Методика определения параметров кристаллического поля с помощью  
вращательного магнитометра**

*Гимаев Радэль Радикович*

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический  
факультет, Москва, Россия  
E-mail: gimaev@physics.msu.ru*

В настоящей работе представлена методика измерения параметров кристаллического поля с помощью вращательного магнитометра. Измерение производится посредством регистрации 2-ой, 4-ой и 6-ой гармоник измеряемого сигнала, пропорционального изменению намагниченности образца, возникающей за счёт вращения образца в магнитном поле, превышающем поле насыщения. Измеряется зависимость амплитуд указанных гармоник от температуры, после чего параметры кристаллического поля определяются с помощью теоретической модели, предложенной в работе [3]. Сигнал измеряется с помощью синхронного усилителя, а изменение и стабилизация температуры производится ПИД контроллером температуры. Измерения производятся в автоматическом режиме под управлением программы, написанной с помощью пакета LabView 8.0.

Проведена оценка величины ожидаемого сигнала, а также тестовые измерения намагниченности образца монокристалла Tb вдоль легкой кристаллографической оси а в постоянном магнитном поле 2,7 Тл при комнатной температуре. Полученные результаты показывают, что чувствительность используемой аппаратуры и предложенная структура установки позволяют проводить измерения параметров кристаллического поля тяжёлых редкоземельных металлов.

### Литература

1. Никитин С.А. Магнитные свойства редкоземельных металлов и сплавов. Изд. МГУ, 1989, 247 с.
2. Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма, М. Мир., 1983 г. Т. 1, 2
3. Kuz'min M.D., APL, vol. 84, (2004), p. 2605

### Слова благодарности

Автор выражает признательность профессору, д. ф.-м. н. Тишину А.М., к. ф.-м. н. Спичкину Ю. И. и Пляшкевич М. Л. за полезные обсуждения и поддержку работы.

**Магнитная восприимчивость магнитной жидкости в сдвиговом течении**

*Гладких Дмитрий Владимирович*

*Кандидат наук*

*Ставропольский государственный университет, Физико-математический*

*факультет, Ставрополь, Россия*

*E-mail: gladkikhdv@mail.ru*

Магнитные коллоидные наносистемы, известные как магнитные жидкости, в настоящее время находят применение в ряде областей техники. При использовании магнитных жидкостей в различного рода устройствах они нередко подвергаются сдвиговым напряжениям и вовлекаются во вращение. Это может оказывать влияние на процессы их намагничивания и приводить к появлению ряда эффектов, связанных с особенностями поведения магнитных наночастиц в таких условиях [1,2]. Однако, как показывает анализ литературы, изучению процессов, происходящих в магнитных жидкостях в подобных ситуациях, уделено недостаточное внимание. В настоящей работе приводятся результаты исследования низкочастотной магнитной восприимчивости магнитной жидкости на основе минерального масла ВМ-3, подверженной влиянию сдвигового течения.

В связи с этим была поставлена задача исследования магнитных свойств технических магнитных жидкостей при воздействии на них сдвиговых напряжений, подобных тем, которым они подвергаются в процессе работы в магнито-жидкостных уплотнениях (МЖУ).

Магнитная жидкость помещалась в пространство между двумя коаксиальными цилиндрами диаметром 5 и 8 мм, при этом меньший из них приводился во вращение. На внешний цилиндр была намотана измерительная катушка, которая термостатировалась путем прокачки воды. Вся система помещалась в однородное магнитное поле, вектор напряженности которого был направлен перпендикулярно оси вращения цилиндров. Измерение комплексной магнитной восприимчивости проводилось мостовым методом на частоте 120 Гц с помощью моста переменного тока Instek LCR-817. Оказалось, что зависимость магнитной восприимчивости от скорости сдвига в отсутствие постоянного подмагничивающего поля имеет экстремальный характер. На рисунке 1 приведена зависимость относительной величины действительной части комплексной магнитной восприимчивости от скорости сдвига (где  $\chi'0$  – восприимчивость неподвижного образца). Как видно из рисунка, зависимость проходит через максимум (рис. 1, кривая 0 Ое). Включение внешнего постоянного подмагничивающего поля приводит к увеличению относительного изменения восприимчивости и смещению максимума в область более высоких скоростей сдвига. Наблюдаемое явление смещения характерно и для больших значений постоянного подмагничивающего поля рис. 1. В работе [3] предпринята попытка теоретического объяснения этого явления. Анализ этой модели показывает, что для возможности реализации описанного явления в жидкости должны существовать ассоциаты частиц, обладающие большими магнитными моментами и временем релаксации. Таким образом нами сделано предположение о том, что обнаруженный эффект связан с наличием в магнитной жидкости агрегатов частиц. Подтверждением этого могут служить данные о дисперсии магнитной восприимчивости в низкочастотном диапазоне, приведенные на рисунке 2. Как видно из графика на зависимости комплексной

магнитной восприимчивости в отсутствие магнитного поля имеется максимум, который приходится на частоту порядка 450 Гц. Полученные данные также указывает на наличие в жидкости частиц, имеющих большие размеры. Включение магнитного поля приводит к смещению этого максимума в область более высоких частот.

Таким образом, обнаруженный эффект связан с наличием в магнитной жидкости агрегатов частиц, которые начинают увеличиваться в размерах при включении постоянного подмагничивающего поля. Однако большие скорости сдвига приводят к тому, что агрегаты начинают разрушаться, либо с ними происходят структурные изменения, приводящие к уменьшению магнитного момента последних, что приводит к уменьшению магнитной восприимчивости системы.

Работа выполнена при поддержке Федерального агентства по образованию в рамках научно-технической программы: «Развитие научного потенциала высшей школы».

### Литература

1. Блум Э.Я., Майоров М.М., Цеберс А.О. Магнитные жидкости. Рига: «Зинатне», 1989.
2. Фертман В.Е. Магнитные жидкости. Минск: Высшая школа, 1988.
3. Шкель Ю.М. Исследование влияния сдвигового течения на высокочастотную магнитную восприимчивость магнитной жидкости // Магнитная гидродинамика. 1988. №2. С.73-77.

### Слова благодарности

Авторы выражают признательность профессору, д.ф.-м. н. Диканскому Ю.И. за помощь в анализе результатов эксперимента.

### Иллюстрации

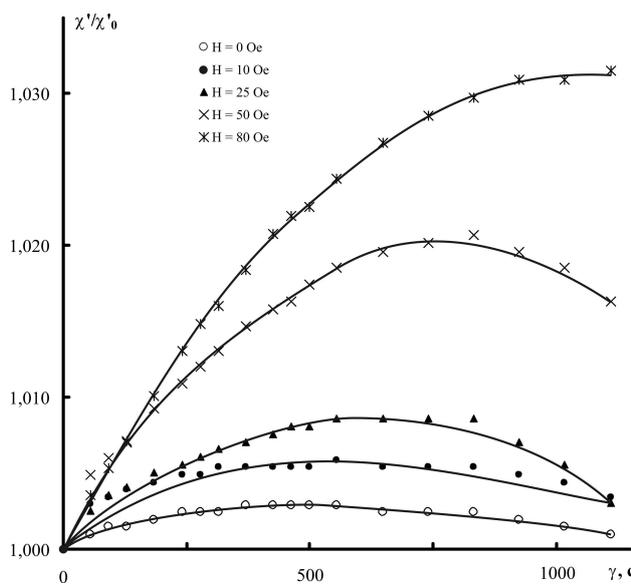


Рис. 1: Зависимость относительной восприимчивости от скорости сдвига

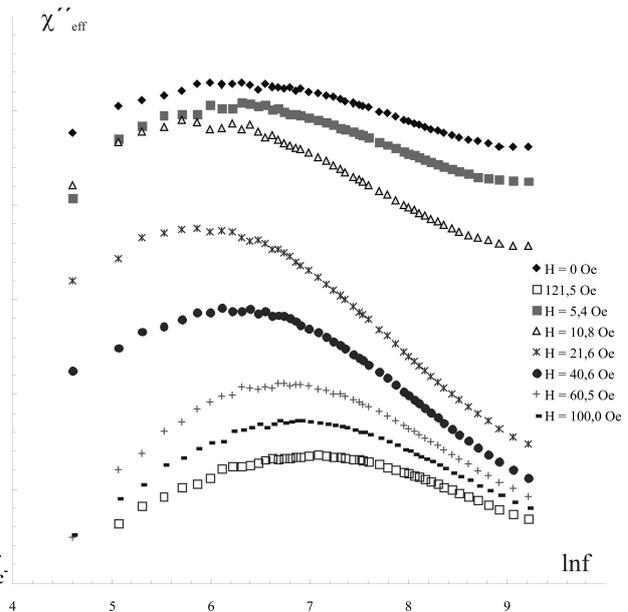


Рис. 2: Частотные зависимости мнимой части комплексной магнитной восприимчивости

**Влияние концентрации магнитных частиц на демпферные свойства магнитоэластиков.**

**Гладков А.А., Никитин А.Л.**

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия  
E-mail: lehaglad@gmail.com*

В работе исследованы вынужденные колебания механической системы с демпфирующим элементом, представляющим собой магнитоэластик, помещённый во внешнее магнитное поле. Так же были рассмотрены собственные затухающие колебания системы.

Магнитоэластик – это новый магнитоуправляемый композиционный материал, способный существенно изменять свою форму, упругие и вязкие характеристики во внешнем магнитном поле. Одновременная реализация двух трудно совместимых свойств, а именно, большой намагниченности и высокой эластичности, позволила создать материалы с гигантской величиной магнитодеформационного эффекта, заключающегося в деформации образцов при их помещении в магнитное поле. Исследуемые образцы магнитоэластика были изготовлены на базе силиконового каучука, с внедрением в него магнитных частиц со средним размером 40-50 мкм.

Задачей данной работы являлось исследование зависимостей декремента затухания системы и амплитуды вынужденных колебаний системы от величины внешнего магнитного поля для ряда монодисперсных магнитоэластиков с различной концентрацией магнитных частиц.

В результате измерений были получены амплитудно-частотные характеристики вынужденных колебаний и значения декремента затухания.

Чтобы показать влияние поля приложенного к магнитоэластику на резонансную кривую колебательной системы, измерялась амплитудно-частотная характеристика системы при различных значениях внешнего магнитного поля.

В работе было показано, что амплитуда колебаний в резонансе уменьшается с увеличением внешнего магнитного поля, а декремент затухания и частота резонанса растут. Так же была установлена зависимость влияния внешнего магнитного поля на сдвиг резонансной частоты системы и декремента затухания в зависимости от концентрации магнитных частиц в магнитоэластике. Была получена зависимость декремента затухания от концентрации магнитных частиц в образце.

**Исследование природы и свойств спиновых центров в диоксиде титана, легированного хромом.**

*Дейген Д.М., Соколов С.А.*

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия  
E-mail: okdf2008@mail.ru*

Диоксид титана ( $TiO_2$ ) является многофункциональным материалом и широко применяется как в химических процессах, так и в электронных устройствах. В данной работе было проведено исследование методом ЭПР образцов диоксида титана, легированного хромом, в темноте и при освещении в диапазоне ( $\lambda=400-900$  нм). Измерения проводились на ЭПР-спектрометре BRUKER ELEXSYS 500 (рабочая частота 9,5 ГГц - X-диапазон, чувствительность  $5 \cdot 10^{10}$  спин/Гс) при температуре 300 К. Образцы освещались ртутной лампой высокого давления мощностью 100Вт. Также использовались светофильтры для выделения видимой области спектра. Исследуемые образцы были любезно предоставлены И.В. Колесник.

ЭПР спектры Cr- $TiO_2$  обладают сложной структурой, представляющей собой суперпозицию нескольких ЭПР линий. Как можно видеть на рис. 1 (кривая 1), в  $TiO_2$ , не содержащим примесей, наблюдается асимметричный сигнал. Согласно вычисленным значениям g-факторов:  $g_1 = 2.024$ ,  $g_2 = 2.009$ ,  $g_3 = 2.003$  данный сигнал ЭПР согласно литературным данным [1] может быть приписан  $O_2^-$  радикалам. В легированном хромом  $TiO_2$  мы обнаружили две новые линии (Рис. 1, кривые 2, 3) с параметрами: (2)  $g = 1.97$ ,  $H = 22.6$  Гс и (3)  $g = 1.97$ ,  $H = 246$  Гс. Согласно литературным данным мы можем приписать первый наблюдаемый сигнал поверхностным состояниям  $Cr_3^+$ . Вторая линия ЭПР, вероятно, может быть приписана также поверхностным состояниям  $Cr_3^+$ , но в другой фазе (с другим локальным окружением). Также можно заметить, что интенсивность линий ЭПР от ионов  $Cr_3^+$  увеличивается с ростом содержания хрома в образцах.

При освещении наблюдается увеличение интенсивности сигнала ЭПР (рис. 2). Самый сильный эффект наблюдался для сигнала ЭПР, вызванного  $O_2^-$  радикалами. Обратимость интенсивности сигнала ЭПР после выключения света свидетельствует о перезарядке дефектов.

Таким образом, в работе методом ЭПР была исследована природа парамагнитных центров в Cr- $TiO_2$  и их динамика при освещении. Мы предполагаем, что фоточувствительность Cr- $TiO_2$  и его фотокаталитическая активность в видимом диапазоне спектра связаны с появлением дополнительных «фоточувствительных» дефектов в процессе легирования примесью.

### Литература

1. M. R. Hoffmann, S. T. Martin, W. Choi, D. W. Bahnemann, Chem. Rev., 95, 69 (1995).
2. H. Yamashita, M. Honda, M. Harada, Y. Ichihashi, M. Anpo, T. Hirao, N. Itoh, N. Iwamoto, J. Phys. Chem. B, 102, 10707 (1998).

3. A.I. Kokorin and D. W. Bahnemann (Eds.), VSP-Brill Academic Publishers, Utrecht, Boston, 1-34, 2003.
4. A.A. Eliseev, I.V. Kolesnik, A.V. Lukashin, R.B. Vasiliev, Y.D. Tretyakov, Mendeleev Communications, №4, 173 (2004).

### Слова благодарности

Работа была выполнена на оборудовании Центра Коллективного Пользования МГУ им. М.В.Ломоносова.

### Иллюстрации

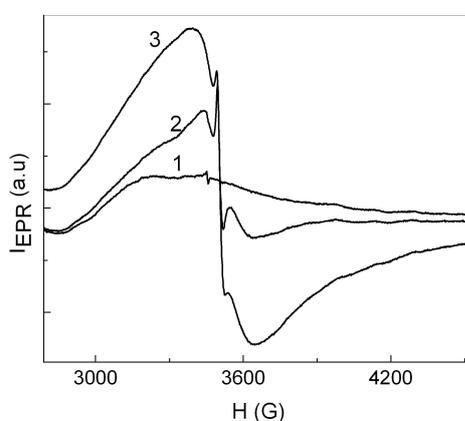


Рис. 1: ЭПР спектры образцов при  $T=300$  К: (1) – чистый  $TiO_2$ ; (2) –  $TiO_2$ , легированный хромом с концентрацией 0,05 ат. %; (3) –  $TiO_2$ , легированный хромом с концентрацией 3 ат. %.

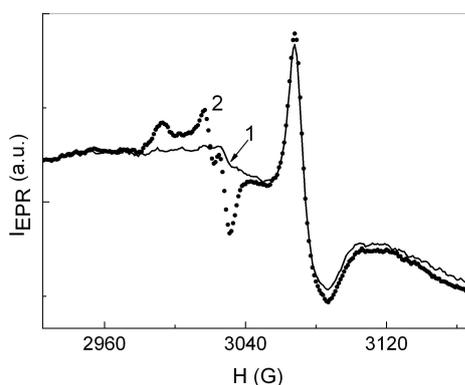


Рис. 2: ЭПР спектры образцов  $TiO_2$ , легированных хромом с концентрацией 0,1 % (1) – в темноте, (2) – при освещении.

**ОДНООСНАЯ И ОДНОНАПРАВЛЕННАЯ АНИЗОТРОПИЯ В  
СИСТЕМЕ FEMN/CO.**

*Душенко С.А., Джунь И.О.*

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический  
факультет, Москва, Россия  
E-mail: ser-dushenko@yandex.ru*

Одной из актуальнейших тем современного этапа развития магнетизма являются исследования в области физики многослойных структур спинтроники. Несмотря на огромные успехи в спинтронике, многие наблюдаемые эффекты поняты еще не до конца. Наряду с другими, к таковым вопросам относятся эффекты возникновения однонаправленной магнитной анизотропии, обусловленной взаимодействием между слоями ферромагнетика (Ф) и антиферромагнетика (АФ) на границе раздела (интерфейсе) Ф/АФ, проявляющейся в сдвиге петли гистерезиса на величину т.н. обменного смещения  $H_{ex}$ . В настоящее время эффект обменного смещения привёл к появлению целого нового класса устройств – спиновых вентилях, основанных на гигантском магнетосопротивлении (ГМС). Исследование тонкопленочных систем Ф/АФ представляет значительный научный и практический интерес. С практической точки зрения такие системы являются весьма перспективными для использования в различных магнитных устройствах спинтроники, записывающих и считывающих головках, и в качестве компонентов сред хранения информации, высокочувствительных сенсоров магнитного поля [1]. С фундаментальной точки зрения это позволяет контролировать и характеризовать границу раздела ферромагнитного и антиферромагнитного слоев в тонкопленочных системах, исследовать свойства обменного взаимодействия. Наряду с эффектом обменного смещения, в таких системах, также наблюдается ряд сопутствующих интересных явлений. Одним из них является уменьшение температуры, при которой исчезает обменное смещение (температуры блокировки) с уменьшением толщины антиферромагнитной пленки [2]. Для массивных образцов температура блокировки практически совпадает с температурой Нееля для объемного ферромагнетика. Таким образом, исследование температурной зависимости магнитных параметров исследуемых образцов, таких как величина обменного смещения, однонаправленной и одноосной магнитной анизотропии и температуры блокировки представляют значительный интерес для исследования природы вариаций величины обменного смещения, взаимной ориентации магнитных моментов в интерфейсном слое на границе Ф/АФ [3].

Исследуемые в данной работе образцы были получены методом магнетронного напыления в атмосфере аргона при давлении  $10^{-3}$  Торр. Для наведения обменного смещения в плоскости подложки в процессе осаждения было приложено магнитное поле 400 Э. В качестве подложки использовались очищенные от естественного оксида путем кратковременного погружения в плавиковую кислоту пластины монокристаллического кремния с кристаллографической ориентацией (100). Были получены структуры вида Si/Ta(30nm)/Co(7nm)/Fe50Mn50(15nm)/Ta(30nm). Магнитные свойства полученных структур исследовались методом ферромагнитного резонанса (ФМР). Из исследования угловой зависимости резонансного поля были определены величины обменного смеще-

ния, одноосной магнитной анизотропии и собственного резонансного поля, характеризующего ферромагнитный слой. Для исследования температурной зависимости определяемых параметров образцы охлаждались парами жидкого азота в диапазоне температур 115-300К. Анализ структурных свойств образцов проводился методом сканирующей атомно-силовой микроскопии.

Полученная температурная зависимость величины обменного смещения представляет собой монотонный спад при повышении температуры. Температура блокировки составила 250К, что намного меньше температуры Нееля для антиферромагнетика FeMn. Подобное аномально низкое значение температуры блокировки можно объяснить сильной шероховатостью поверхности. В частности, на поверхности антиферромагнетика были обнаружены кластеры размером 15-20 нм при среднем размере антиферромагнитного зерна 3-4 нм. Величина однонаправленной магнитной анизотропии увеличивается с повышением температуры, достигая своего максимума при температуре блокировки, после чего спадает до своего объемного значения, что говорит о дальнейшем прекращении обменного взаимодействия между ферромагнитным и антиферромагнитным слоями при температуре, превышающей температуру блокировки. При исследовании спектров ФМР было отмечено уширение пиков при понижении температуры. Кроме того, в некоторых случаях наблюдалась компонента поля, направленная перпендикулярно направлению магнитного поля, приложенного при осаждении структур, что может косвенно подтверждать идею о некопланарных магнитных моментах ферромагнетика и антиферромагнетика в плоскости интерфейса.

### Литература

1. Чеченин Н.Г. Магнитные наноструктуры и их применение. М., 2006.
2. Nogues J., Schuller I.K. Exchange bias // J. Magn. Magn. Mater. No.192.1998. 203-232.
3. Kiwi M. Exchange bias theory // J. Magn. Magn. Mater. No.234. 2001. 584-595.

### Слова благодарности

Выражаем благодарность д.ф.м.н. Н.Г. Чеченину за оказанное доверие в проведении исследований, ценные советы и критические замечания, а также за множество плодотворных дискуссий.

## Базовые и примесные свойства системы $\text{La}_{1-x}\text{Pb}_x\text{MnO}_3$

Захаров Константин Владимирович.

*МГУ им. М. В. Ломоносова*

Манганиты лантана с общей формулой  $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$  ( $\text{A} = \text{Ca}, \text{Sr}, \text{Pb}$ ) имеют ряд уникальных свойств, среди которых самым актуальным представляется эффект гигантского отрицательного магнитосопротивления с пиком относительного магнитосопротивления при комнатных температурах. Интерес к соединениям  $\text{La}_{1-x}\text{Pb}_x\text{MnO}_3$  вызван особенностями иона большого несимметричного  $\text{Pb}^{2+}$ , оказывающего существенное влияние на кристаллическую, магнитную и зарядовую подсистемы, в частности, температура Кюри  $T_C$  существенно возрастает по сравнению с  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ . Синтез соединений  $\text{La}_{1-x}\text{Pb}_x\text{MnO}_3$  вызывает ряд сложностей, что объясняет противоречивые данные о структуре и свойствах этого вещества, имеющиеся на сегодня в литературе [n1].

В настоящей работе были проведены исследования тепловых и магнитных свойств системы  $\text{La}_{1-x}\text{Pb}_x\text{MnO}_3$  ( $x = 0.24, 0.28, 0.32, 0.4$ ) с целью установить параметры основного состояния. Поликристаллы высокого качества были синтезированы ростовой группой Университета Babes-Bolyai.

Исследование намагниченности  $M(T)$  было произведено на магнетометре системы PPMS в температурном интервале от 4.5 до 300 К в поле  $H = 1000$  Э. Температурные зависимости  $M(T)$  полученные в режиме охлаждения в поле представлены на Рис.1. Вид кривых указывает на ферромагнитное упорядочение во всем исследованном интервале. При малых концентрациях Pb функция Бриллюэна сильно деформирована, что указывает на разброс  $T_C$  в ферромагнитных кластерах. При  $T^* \sim 43$  К для всех образцов наблюдается дополнительная аномалия, при которой значение  $M(T)$  немного возрастает.

Также в работе было проведено исследование полевой зависимости магнитного момента  $M(H)$  в полях до 7 Тл. Кривые  $M(H)$  при  $T = 5$  и 50 К имеют вид узких петель гистерезиса, и достигают насыщения в полях  $H \sim 2$  Тл.

Одной из задач настоящей работы являлось объяснение поведения магнитного момента насыщения  $\mu_S$  от состава. Эта зависимость носит нелинейный характер, что невозможно объяснить с позиции классического вычисления  $\mu_S$  для смеси двух независимых магнитных ионов  $\text{Mn}^{3+}$  и  $\text{Mn}^{4+}$ , со спинами 2 и 3/2 и концентрациями  $1-x$  и  $x$  соответственно. Для интерпретации наблюдаемой зависимости  $\mu_S(x)$  была предложена следующая модель: вещество представляет собой смесь ферромагнитной фазы, базовым элементом которой является пара соседних ионов  $\text{Mn}^{3+} - \text{Mn}^{4+}$ , связанных двойным обменом, и антиферромагнитной фазы, создаваемой парами соседних ионов  $\text{Mn}^{3+} - \text{Mn}^{3+}$  или  $\text{Mn}^{4+} - \text{Mn}^{4+}$ , связанных суперобменом. При этом ионы находящиеся в антиферромагнитной фазе не дают вклад в  $\mu_S$  («молчащая» фаза). В рамках рассматриваемой модели было проведено компьютерное моделирование смеси двух фаз. В качестве модельного объекта рассматривался куб ( $\sim 10^6$  позиций для ионов), заполненный магнитными ионами  $\text{Mn}^{3+}$  и  $\text{Mn}^{4+}$ , в количестве  $1-x$  и  $x$  соответственно, и подсчитывалось, какое количество ионов участвует в ферромагнитном обмене и дает вклад в магнитный момент. Результат моделирования неплохо описывает экспериментальные данные (Рис. 2).

Другой задачей настоящей работы была интерпретация аномалии, наблюдавшейся при  $T^*$ . Аномалия подобного типа отмечалась в работе [n2] для состава  $x = 0.5$ . По мнению авторов [n2] аномалия вызвана появлением новой антиферромагнитной фазы при  $T < T^*$ . Однако такая интерпретация противоречит наблюдаемому увеличению  $M(T)$  при  $T^*$  - при формировании антиферромагнитного порядка  $M(T)$  должна была уменьшиться. Мы предлагаем другое объяснение для этой аномалии: ее появление может быть связано с присутствием в образцах незначительного количества примеси  $\text{Mn}_3\text{O}_4$ , в

которой при  $T_C = 43$  К происходит ферромагнитное упорядочение. По данным работы [n3] было рассчитано необходимое количество данной примеси для появления дополнительного вклада, наблюдаемого в эксперименте. Это количество составило 0.5% - 3 %  $Mn_3O_4$  в имеющихся образцах для разных составов. Мы также проанализировали данные работы [n2] с точки зрения наличия примеси в образце  $x = 0.5$ . Появление дополнительных рефлексов в спектре нейтронного рассеяния при  $T^*$  в работе [n2] также соответствуют пикам нейтронограммы  $Mn_3O_4$  [n4].

Температурные зависимости теплоемкости  $C(T)$  образцов  $La_{1-x}Pb_xMnO_3$  были исследованы в интервале от 5 до 300 К на адиабатическом калориметре системы PPMS (Рис.3). В области низких температур анализ кривой  $C(T)$  выявил помимо фононного вклада  $\beta T^3$  вклад от ферромагнитных магнонов  $\alpha T^{3/2}$ . Вклада электронов  $\gamma T$  обнаружено не было, несмотря на то, что все образцы являются проводниками при комнатной температуре. Очевидно, проводимость имеет активационный характер и не влияет на поведение  $C(T)$  в области низких температур. В результате расчетов были определены температуры Дебая, которые составили соответственно 319 К, 309 К, 300 К и 295 К для  $x = 0.24, 0.28, 0.32$  и  $0.4$ , и неплохо соответствуют поведению кривых при высоких температурах (выход на закон Дюлонга-Пти).

При температуре  $T^* \sim 42$  К на кривых  $C(T)$  для всех значений  $x$  наблюдалась аномалия в виде пика. Для установления ее причины было проведено дополнительное исследование параметров кристаллической решетки, которое показало отсутствие структурного фазового перехода при данной температуре, что вновь говорит о примесном характере аномалии. По зависимости  $C(T)$  была получена оценка магнитной энтропии, выделившейся при  $T^*$ , которая сравнивалась с теоретическим значением энтропии, выделяющейся при магнитном упорядочении  $Mn_3O_4$ . В результате была получена оценка количества примеси, которая неплохо совпадает с оценкой из анализа кривых  $M(H)$  и составляет 1-6% для разных  $x$ .

#### Литература

- [1] Vladimirova E., Vassiliev V., Nossov A. Synthesis of  $La_{1-x}Pb_xMnO_3$  colossal magnetoresistive ceramics from co-precipitated oxalate precursors // Journal of Materials Science, vol. 36. 2001. P. 1481 – 1486.
- [2] Niraimathi A., Hofmann M. Magnetic properties and ordering of  $La_{1-x}Pb_xMnO_3$  with  $x = 0.5$  // Physica B, vol. 276-278. 2000. P. 722-723.
- [3] Dwight K., Menyuk N. Magnetic Properties of  $Mn_3O_4$  and the Canted Spin Problem Phys. Rev., vol. 119. 1960. P. 1470–1479.
- [4] Chardon B., Vigneron F.  $Mn_3O_4$  commensurate and incommensurate magnetic structures Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 58. 1986. P.128-134.

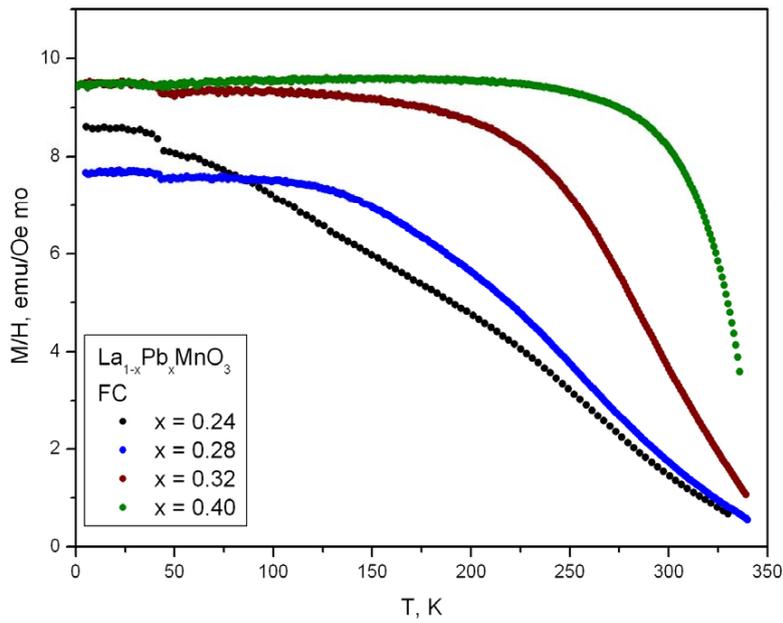


Рис. 3. Температурная зависимость намагниченности.

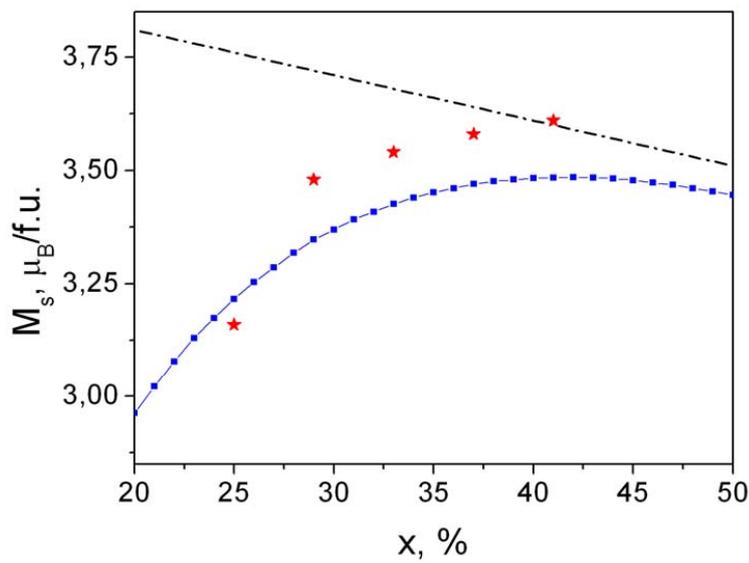


Рис. 2. Магнитный момент насыщения. Сини точки – результат моделирования, красные звездочки – экспериментальные данные.

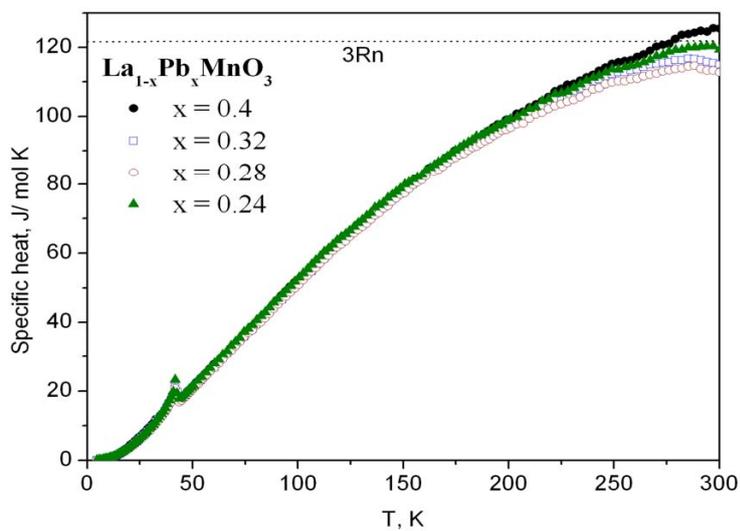


Рис. 3. Температурная зависимость теплоемкости.

Секция «Физика»

Методика определения «истинной» температуры Кюри ферромагнитных материалов с учетом воздействия размагничивающего поля

*Зверев Владимир Игоревич*

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия*

*E-mail: vi.zverev@physics.msu.ru*

Температура Кюри, Т<sub>С</sub>, ферромагнитных материалов – такая точка на шкале температур, выше которой в веществе более не наблюдается дальний магнитный порядок. В настоящей работе путем рассмотрения уравнения состояния ферромагнитного материала в приближении среднего поля теоретически показано, что значение размагничивающего фактора N оказывает заметное влияние на положение Т<sub>С</sub> на температурной шкале. Это теоретическое утверждение доказывается анализом результатов детальных экспериментальных исследований. Математический анализ данных, полученных из 120 температурных зависимостей намагниченности двух монокристаллических образцов гадолиния существенно различной формы с величинами размагничивающих факторов, отличающимися на порядок, позволяет ввести новый способ определения «истинной» температуры Кюри ферромагнитных материалов. Данный способ основан на известном методе Белова-Горяги, который был модифицирован с целью учета влияния размагничивающего фактора.

**Литература**

1. Белов К.П. Магнитные превращения, М., 1959
2. Белов К.П., Горяга А.Н. Физ. мет. и металловед., том II, 1956
3. Arrott A., Noakes J.E., Phys.Rev.Lett., vol. 19, (1967), p. 786
4. Chen D.X. Pardo E., Sanchez A., IEEE Trans. on Magn., vol. 38, (2002), p. 1742
5. Kittel C., Introduction to Solid State Physics, 7th edition, Wiley, (1995).
6. Kuz'min M.D., Chernyshov A.S., Pecharsky V.K., Gschneidner, Jr., K.A., Tishin A.M., Phys.Rev.B., vol. 73, (2006), p. 132403
7. Kuz'min, M.D., Tishin A.M., Cryogenics, vol. 32, (1992), p. 545
8. Osborn J.A., Phys. Rev., vol. 67, (1945), p. 351

**Слова благодарности**

Автор выражает признательность профессору, д.ф.-м.н. Тишину А.М. за полезные обсуждения результатов работы.

**Морфология и приповерхностные магнитные свойства аморфных лент на основе железа и кобальта**

**Ильин Иван Сергеевич**

Студент

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия  
E-mail: vano\_privacy@mail.ru

Введение

Несмотря на то, что аморфные магнитные материалы были открыты более сорока лет назад, интерес к исследованию их структурных, магнитных и кинетических свойств не ослабевает и по настоящее время. Объясняется это в первую очередь возможностью широкого использования аморфных материалов в современной микроэлектронике при относительно низкой цене их изготовления. Современные магнитомягкие АММ, как правило, имеют следующие свойства: широкий интервал существования переохлажденной жидкости перед кристаллизацией  $\Delta T$ ; высокую индукцию насыщения  $B_S$ ; малое значение коэрцитивной силы  $H_C$ ; высокое значение магнитной проницаемости; низкое значение магнитострикции насыщения; высокое удельное сопротивление; высокую прочность и твердость при великолепной пластичности. Благодаря высокому значению  $B_S$  и малой коэрцитивной силе  $H_C$  для аморфных магнитных материалов характерны низкие потери на гистерезис, а благодаря высокому удельному сопротивлению – низкие потери на вихревые токи.

Целью данной работы было изучение влияния морфологии поверхности аморфного образца на приповерхностные магнитные свойства аморфных лент на основе железа и кобальта.

Изучаемые образцы и методы их исследования

Fe- и Co-обогащенные аморфные ленты были получены методом закалки расплава на быстро вращающемся барабане. Ширина лент была равна 10 мм, а их толщина 35 мкм. Особенностью этих образцов является положительное значение магнитострикции и заметная разница магнитострикции насыщения для Co-обогащенных аморфных лент. Для проведения измерений ленты были разрезаны на куски длиной 15 мм и приклеены на подложку. Образцы, проявившие наиболее магнитомягкие свойства, были отожжены в вакууме в течение одного часа при температурах 400, 550 и 650 оС

Изучение приповерхностных локальных магнитных свойств описанных выше лент было выполнено на магнитооптической установке, собранной на базе микроскопа МИС-11 с помощью экваториального эффекта Керра (ЭЭК). В этом случае внешнее магнитное поле было приложено параллельно поверхности образца и перпендикулярно плоскости падения света. Измерения были выполнены для обеих (контактной и свободной) сторон изучаемых лент при двух направлениях внешнего магнитного поля. В одном случае переменное магнитное поле с частотой  $f = 80$  Гц прикладывалось параллельно длине ленточных образцов  $L$  (направление  $D1$ ), а в другом - перпендикулярно  $L$  (направление  $D2$ ).

Толщина изучаемого приповерхностного слоя была порядка 20 нм. Магнитооптический сигнал регистрировался с участка поверхности диаметром 30 микрон.

Изучение морфологии поверхности лент было выполнено с помощью микроскопа, сопряженного с цифровой камерой.

Результаты

Магнитооптическое исследование приповерхностных магнитных свойств аморфных лент на основе железа и кобальта показало, что все изучаемые образцы характеризуются наличием плоскостной магнитной анизотропии. При этом ориентация легкой оси намагничивания параллельна длине ленты, что обычно наблюдается для аморфных материалов с положительной магнитострикцией, полученных методом закалки расплава на быстровращающемся барабане.

Установлено, что экспериментально найденные значения полей насыщения  $H_S$  для исходных лент зависят от величины магнитострикции насыщения. Этот результат был объяснен ростом эффективной константы магнитной анизотропии, которая в аморфных материалах имеет магнитоупругое происхождение. В этом случае Кэфф пропорциональна произведению магнитострикции насыщения на значение напряжений существующих в процессе изготовления лент.

Найдено, что значения полей насыщения на свободных сторонах лент меньше, чем на контактных, что было объяснено различающимися остаточными напряжениями, возникающими вблизи контактной и свободной сторон лент в процессе изготовления лент, а также различающейся морфологией этих сторон.

Обнаружено, что локальные кривые намагничивания для всех исходных лент различаются, что свидетельствует о наличии в них магнитных неоднородностей, обусловленных дисперсией магнитной анизотропии – явлением, типичным для аморфных материалов.

Обнаружено сильное влияние морфологии поверхности изучаемых образцов на их приповерхностные магнитные свойства.

Установлено, что термическая обработка изучаемых материалов существенно влияет на их приповерхностные магнитные характеристики. В частности, термическая обработка повышает однородность магнитных свойств, при этом значения полей насыщения зависят от температуры отжига. Найденные температурные зависимости поля насыщения для изучаемых образцов объяснены их микроструктурными особенностями.

Показано, что в результате термической обработки аморфных материалов возможен переход из магнитомягкого состояния в магнито жесткое без изменения их состава. Очевидно, что этот экспериментальный факт может быть принят во внимание при использовании изучаемых сплавов в практических приложениях.

#### **Слова благодарности**

Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках Российского гранта фундаментальных исследований (грант № 05-02-1629). Автор выражает признательность профессору, дфмн Шалыгиной Е.Е. за помощь в подготовке тезисов.

**Распространение нелинейной волны колебаний намагниченностей в зародыше слабоферромагнитной фазы в ортоферритах**

**Каюмов Ильдар Раилович**

Аспирант

Башкирский государственный университет, Физический факультет, Уфа, Россия

E-mail: [kayumovir@mail.ru](mailto:kayumovir@mail.ru)

Среди разнообразных магнитоструктурных фазовых переходов можно выделить спин-переориентационные фазовые переходы. Эти переходы характеризуются тем, что при изменении внешних параметров (температуры, магнитного поля, давления) меняется ориентация магнитных моментов относительно кристаллографических осей. Такие переходы могут быть как фазовыми переходами первого, так и второго рода. В обоих случаях магнитная симметрия в точке перехода меняется скачком. Тип фазовых переходов зависит от знаков и величин констант магнитной анизотропии, то есть, в конечном счете, от типа симметрии данной системы. К настоящему времени наиболее изученными являются фазовые переходы в редкоземельных ортоферритах (РЗО). В РЗО, как известно, в отсутствие поля при отрицательной второй эффективной константе магнитной анизотропии при разных температурах могут быть устойчивы фаза  $G_x F_z$  (слабоферромагнитная фаза) и фаза  $G_y$  (антиферромагнитная). При некоторой температуре происходит фазовый переход первого рода  $G_x F_z - G_y$ , который относится к переходу типа Морина. Экспериментальные наблюдения перехода  $G_x F_z - G_y$  в  $DyFeO_3$  свидетельствует о том, что в области спиновой переориентации возникает промежуточное состояние, представляющее собой доменную структуру из чередующихся слабоферромагнитных и антиферромагнитных доменов. Межфазные доменные границы, разделяющие антиферромагнитные и слабоферромагнитные домены, сосуществующие при рассматриваемом спин-переориентационном переходе, являются 90-градусными. Несмотря на большое число работ, посвященных исследованиям спин-переориентационных переходов в РЗО, поведение зародыша новой фазы на этапе его зарождения (предпереходного состояния), предшествующем образованию равновесных доменов новой фазы, ограниченных 90-градусными межфазными границами, остается мало изученным. Это обусловлено двумя обстоятельствами. Во-первых, экспериментальное наблюдение предпереходного состояния является непростой задачей, требующей уникальной техники, поскольку установление равновесной конфигурации в межфазной границе происходит за очень короткое время (порядка нескольких микросекунд). Во-вторых, отсутствие модели, построенной на базе нелинейных уравнений магнитодинамики и адекватно описывающей процесс зарождения новой магнитной фазы в недрах родительской.

Целью настоящей работы является теоретическое изучение динамики зародыша слабоферромагнитной фазы в недрах фазы  $G_x G_y F_z$  в РЗО вблизи точки фазового перехода первого рода в магнитном поле. В качестве модели зародыша рассматривается область неоднородности, ограниченная взаимодействующими 90-градусными межфазными границами, которые моделируются как двухсолитонные образования, существующие в недрах метастабильной фазы  $G_x G_y F_z$ . Исследуются особенности распространения нелинейных колебаний, векторов ферро- и антиферромагнетизма, локализованных на таком зародыше.

В модели двухподрешеточного антиферромагнетика для редкоземельного ортоферрита построена нелинейная динамика двумерного зародыша слабоферромагнитной фазы  $G_x F_z$  внутри родительской фазы  $G_x G_y F_z$ . Аналитические и численные расчеты системы предложенных нелинейных уравнений магнитодинамики позволили установить, что в недрах фазы  $G_x G_y F_z$  могут иметь место распространение вдоль зародыша новой фазы  $G_x F_z$  нелинейных колебаний векторов ферро- и антиферромагнетизма, сопровождающееся периодическими пульсациями амплитуды и ширины зародыша. Скорость распространения такой волны, меньшей предельной скорости, равной минимальной скорости спиновых волн на линейном участке их закона дисперсии вдоль оси  $a$  кристалла.

Полученные результаты могут быть полезными для анализа экспериментальных данных при изучении как спонтанных, так и индуцированных внешним магнитным полем спин-перереориентационных фазовых переходов.

#### Слова благодарности

Автор выражает благодарность проф., д. ф.-м. н. Шамсутдинову М.А.

#### Температурная зависимость магнитной восприимчивости магнитной жидкости на основе вакуумного масла

*Кункин С.А., Аванесян К.С.*

*Аспирант*

*Ставропольский государственный университет, Физико-математический факультет, Ставрополь, Россия*

*E-mail: stasikkiii@rambler.ru*

Изучению магнитных свойств магнитных коллоидных наносистем – магнитных жидкостей – результаты которых можно найти в ряде монографий [1,2]. Следует отметить, что наибольший интерес находят работы посвященные исследованию магнитной восприимчивости таких систем. Это связано с тем, что анализ данных полученных в результате этих измерений позволяет судить о магнитнодипольном взаимодействии в среде, а так же определять микроструктурное состояние, его изменения и фазовых переходах. В течении нескольких десятков лет исследователи не оставляют внимание к вопросу о температурной зависимости магнитной восприимчивости [3, 4]. В связи с этим нами была изучена температурная зависимость комплексной магнитной восприимчивости магнитной жидкости на основе масла ВМ-3 с магнетитом в качестве дисперсной фазы.

Комплексная магнитная восприимчивость исследовалась мостовым методом на частоте 1000 Гц с помощью прецизионного измерителя иммитанса LCR-817 по изменению индуктивности и добротности катушки при внесении в нее образца. Термостатирование катушки осуществлялось путем погружения в дьюар с жидким азотом. Трубка с образцом первоначально нагревалась до температуры 350 К, а затем помещалась внутрь измерительной катушки, где осуществлялось охлаждение жидкости.

Измерения показали, что температурная зависимость как действительной, так и мнимой частей магнитной восприимчивости имеют экстремальный характер (рис.1). Причем в отличии, от ранее исследованных жидкостей на керосиновой основе, этот мак-симум не соответствует температуре перехода жидкости в твердое состояние, а обнаруживается при существенно более высокой температуре. Следует отметить, что положение максимума действительной и мнимой частей восприимчивости не совпадают: мак-симум мнимой части соответствует более низкой температуре.

Анализ полученных результатов проведенный по теории Дебая указал на достаточно большой размер частиц дисперсной фазы ( 20 нм). Это значение несколько превышает размер определенный по технике магнитной гранулометрии. Данный факт указывает на возникновение агрегатов из нескольких частиц.

### Литература

1. Блум Э.Я., Майоров М.М., Цеберс А.О. Магнитные жидкости. – Рига: Зинатне, 1986. – 386 с.
2. Фертман Е.Е. Магнитные жидкости. – Минск: Высшая школа, 1988. – 184 с.
3. Диканский Ю.И. // Магнит. гидродинамика. – 1982. – № 2. – С. 33–36.
4. D. Parker, V. Dupuis, F. Ladieu, J.-P. Bouchaud, E. Dubois, R. Perzynski, and E. Vincent // Phys. Rev. – 2008 – В 77. 104428

### Слова благодарности

Авторы выражают признательность профессору, д.ф.-м. н. Диканскому Ю.И. за помощь в анализе результатов эксперимента

### Иллюстрации

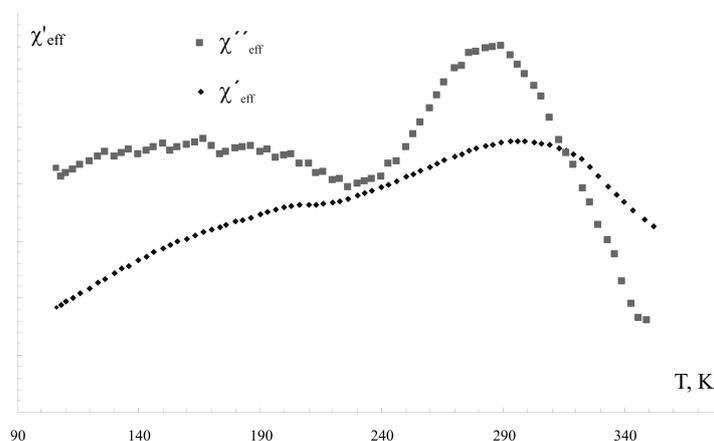


Рис. 1: Температурная зависимость действительной и мнимой частей магнитной восприимчивости

**Влияние дополнительного внутреннего слоя железа на спиновый транспорт в туннельных магнитных контактах.**

**Лысцева Линара Юрьевна**

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический,*

*Москва, Россия*

*E-mail: neprividnie@gmail.com*

Туннельными магнитными контактами называют многослойные наносистемы, состоящие из тонких слоёв ферромагнетика и помещённых между ними слоев диэлектрика. В туннельном магнитном контакте Fe/MgO/Fe как для s-, так и для d-электронов внутри слоя железа уровень Ферми лежит выше дна зоны только для одной проекции спина. Поэтому в ферромагнетике может распространяться лишь s-ток со спином «вверх» и d-ток со спином «вниз», а значит, в такой системе проводимость равна нулю, а туннельное магнитное сопротивление (ТМС) бесконечно. Однако экспериментальные значения ТМС для этой системы не превышают 100%. В связи с небольшим значением ТМС интерес вызывает пятислойная структура Fe/Cr/Fe/MgO/Fe, в которой электрон во внутреннем слое железа может попасть в «квантовую яму». Так как условия возникновения такого состояния различны для электронов со спином «вверх» и со спином «вниз», ожидается сильное влияние дополнительного слоя железа на ТМС и спин-торк. Сотрудники кафедры магнетизма произвели теоретический расчет токов в данной структуре, используя метод функций Грина, и получили аналитические выражения для токов и . Были изучены их зависимости от угла между намагниченностями внешних слоев железа  $\Theta$ . Как и ожидалось, исходя из зонной структуры железа, максимален при  $\Theta=0$  и равен нулю при  $\Theta=\pi$ , а максимален при  $\Theta=\pi$  и равен нулю при  $\Theta=0$ . Интересной оказалась зависимость токов от толщины внутреннего слоя железа  $s$ , представленная на рисунке. В системе возникают резонансы токов, а значит, подобрав нужную толщину железа, при которой один из токов будет велик, а другой мал, можно получить большие значения ТМС.

**Литература**

1. I.A.Vedyaev, N. Ryzhanova, N.Strelkov, M.Chshiev, L.Lystseva and B. Dyeny. The two-bands model of the magnetic tunnel junctions in the Fe/Cr/MgO/Fe structure. arXiv:0910.3046v2 [cond-mat.mes-hall]
2. F. Greullet, C. Tiusan, F. Montaigne, M. Hehn, D. Halley, O. Bengone, M. Bowen and W. Weber. Evidence of a Symmetry-Dependent Metallic Barrier in Fully Epitaxial MgO Based Magnetic Tunnel Junctions. PRL 99, 187202 (2007).

**Слова благодарности**

Докладчик выражает признательность профессору Ведяеву А.В. и Рыжановой Н. В. за большую помощь в проведении расчётов и подборе информации по теме доклада

### Иллюстрации

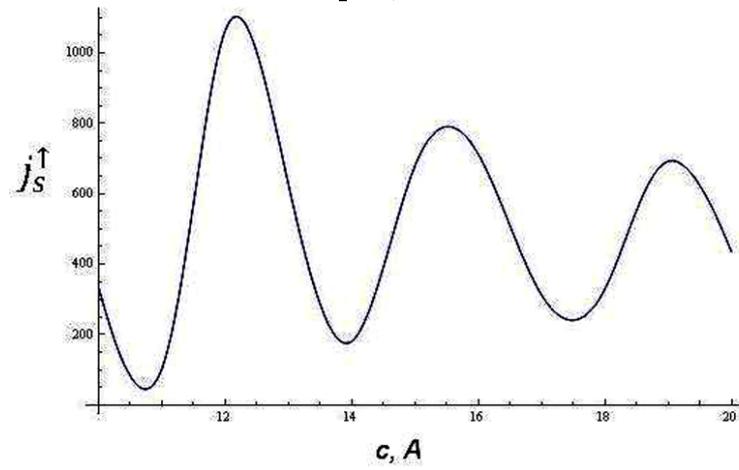


Рис. 1

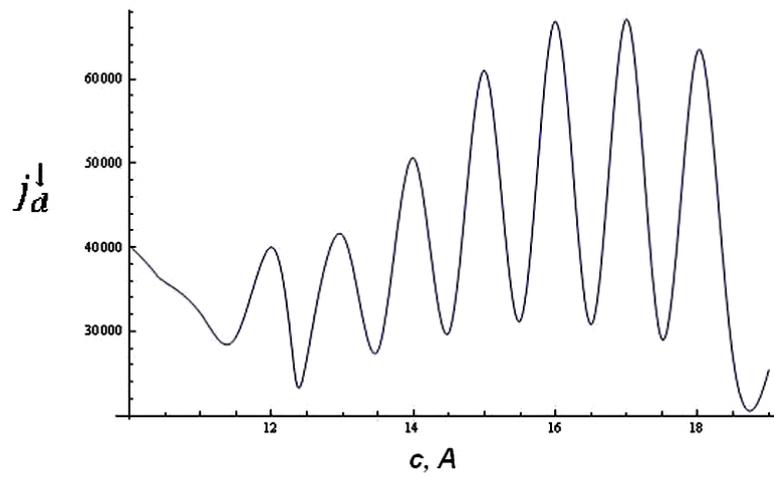


Рис. 2: Зависимость s-тока со спином «вверх» от толщины слоя железа

**Исследование зависимости процессов перемагничивания микропроводов из сплавов на основе Fe и Co от их длины**

**Никошин Александр Владимирович**

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия  
E-mail: a.nikoshin@gmail.com*

Исследование магнитных свойств аморфных ферромагнитных микропроводов в стеклянной оболочке вызывает интерес благодаря их уникальным магнитным характеристикам: магнитной бистабильности (для микропроводов из сплавов на основе Fe) и гигантскому магнитоимпедансному эффекту (для микропроводов из сплавов на основе Co) [4]. Кроме того, их можно использовать в новых RFID (Radio-frequency identification - радиочастотная идентификация) системах кодирования и идентификации информации, с одной стороны; в качестве элементов высокочувствительных датчиков магнитного поля и сердечников высокочастотных трансформаторов микроэлектронных устройств, с другой [3]. Для улучшения и повышения стабильности свойств микропроводов изучается влияние относительной доли стеклянной оболочки и длины микропровода, на формирование магнитной структуры металлической жилы микропровода [1, 2].

В настоящей работе представлены результаты исследований магнитных свойств образцов микропроводов составов  $\text{Co}_{67}\text{Fe}_{3.9}\text{Ni}_{1.5}\text{B}_{11.5}\text{Si}_{14.5}\text{M}_{0.6}$  и  $\text{Fe}_{74}\text{B}_{13}\text{Si}_{11}\text{C}_2$ , изготовленных методом Улитовского-Тейлора, с различными длинами. Микропровода предоставлены лабораторией А. Жукова из института Universidad del Pais Vasco (Испания). Исследовались процессы перемагничивания одиночных и систем двух взаимодействующих микропроводов и их зависимости от длины образца в диапазоне от 3 до 22 мм. Для всех образцов на вибрационном анизометре были измерены петли гистерезиса в полях от -20 до 20 Э (в поле полного насыщения).

Для отдельного взятого Fe-микропровода можно отметить, что при уменьшении длины образца характерная для бистабильного микропровода прямоугольная петля гистерезиса начинает постепенно наклоняться, что можно объяснить увеличением доли концевых доменов (в Fe-микропроводе выделяют два типа доменов: центральный аксиально намагниченный, и два замыкающих концевых домена) и размагничивающего фактора. При 3 мм микропровод теряет бистабильность, мы считаем, что при этом концевые домены начинают вносить такой же вклад в процесс перемагничивания, что и центральный домен. Увеличение наклона петли наблюдалось и для системы Fe+Co-проводов с уменьшением длины образца. Помимо этого, при уменьшении длины микропроводов изменялся наклон петли в области перемагничивания Co-провода, что объясняется увеличением размагничивающего поля Fe-микропровода и его влиянием на перемагничивание Co-микропровода.

По полученным петлям гистерезиса были определены значения коэрцитивной силы  $H_c$ . На рисунках 1 и 2 приведены зависимости коэрцитивной силы  $H_c$  от длины микропровода для Fe-микропровода и системы Fe и Co микропроводов, соответственно.

Для отдельно взятого Fe-провода при длинах микропровода меньше 5 мм значение коэрцитивной силы  $H_c$  резко уменьшается, а для системы Fe+Co-микропроводов

коэрцитивная сила Fe-микропровода уменьшается при длинах меньше 4 мм. Отметим, что значения коэрцитивной силы Fe-микропровода в случае перемагничивания системы микропроводов превышают значения, полученные для отдельно взятого микропровода. Это объясняется существованием взаимодействия между плотноупакованными ферромагнитными микропроводами: влиянием подмагничивающего поля со стороны Co- на Fe-микропровод.

Полученные результаты подтверждают необходимость учета взаимного влияния микропроводов в системах кодирования и предлагают методы оценки соответствующих взаимодействий.

### Литература

1. Усов Н.А., Антонов А.С., Дыхне А.М., Лагарьков А.Н., К теории доменной структуры аморфного провода на основе кобальта, *Электричество* 2 (1998) 55-66.
2. Perov N.S., Radkovskaya A.A., Antonov A.S., Usov N.A., Baranov S.A., Larin V.S., Torcunov A.V., Magnetic properties of short amorphous microwires, *J. Magn. Magn. Mater.* 196-197 (1999) 385-387.
3. Zhukov A. Glass-coated magnetic microwires for technical applications// *J. Magn. Magn. Mater.* V.242-245 (2002), p.216-223.
4. Zhukov A., J. Gonzales, M. Vazquez, V. Larin and A. Torcunov. "Nanocrystalline and amorphous magnetic microwires". In Halwa HS, editor, *Encyclopedia of nanoscience and nanotechnology*, vol. X, Chapter 62, page 23. American Scientific Publishers, 2004.

### Иллюстрации

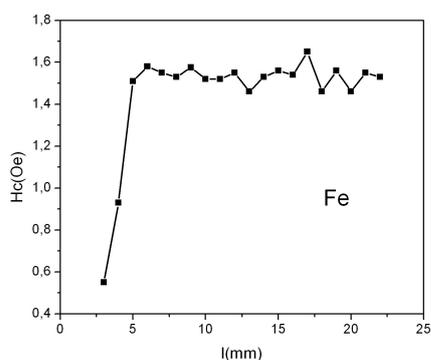


Рис. 1: Зависимость коэрцитивной силы от длины микропровода

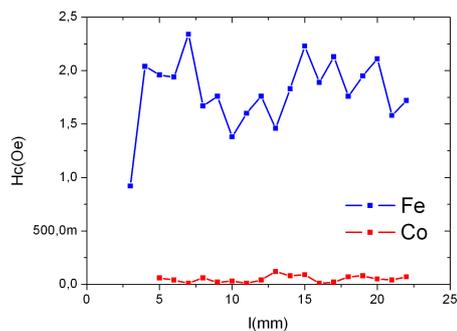


Рис. 2: Зависимость коэрцитивной силы от длины микропровода

## Форма капли магнитной жидкости в магнитном поле

*Оганесян Алла Рачиковна*

*Студент*

*Ставропольский государственный университет  
физика – математический факультет, Ставрополь, Россия*

*E-mail: ogan888@yandex.ru*

Известно, что капля магнитной жидкости (МЖ) в магнитном поле деформируется [1]. Фигурой деформации принято считать эллипсоид вращения (Рис. 1.) [2]. Но реально получаемая геометрическая фигура лишь приближенно может соответствовать эллипсоиду вращения (Рис. 2.)

Задача настоящего исследования состоит в том, чтобы экспериментально найти условие, при котором наблюдается отклонение формы деформированной в магнитном поле капли от эллипсоида вращения.

Для проведения эксперимента стеклянный сосуд с каплей МЖ, находящейся в гидроневесомости, поместили в центр катушек Гельмгольца. С помощью цифрового фотоаппарата было зафиксировано изображение капли и с точностью до  $10^{-5}$  м и были найдены значения ее полуосей, а затем вычислялся её объём для различных значений внешнего магнитного поля. Оказалось, что при увеличении поля значения вычисленных объёмов также увеличиваются, это свидетельствует о том, что капля приобретает неэллипсоидальную форму.



Рис.1. Капля в поле 7,7 Э



Рис.2. Капля в поле 88 Э

Следующим этапом исследования было нахождение из эксперимента радиуса кривизны капли на полюсе. Форма капли на полюсе описывается полиномиальным рядом второго порядка, вид которого был найден в Microsoft Excel. По формуле нахождения радиуса кривизны произвольной кривой был вычислен радиус кривизны капли на полюсе.

Этот же радиус кривизны был найден вторым способом. Радиус кривизны капли на полюсе вычисляли по найденным из эксперимента параметрам (b-малая полуось, a-большая полуось), считая каплю идеальным эллипсоидом вращения.

Сравнение результатов для  $H=88$  Э представлено на Рис 3.

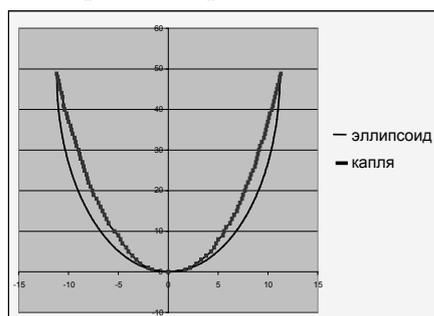


Рис 3. Кривая 1 – сечение идеального эллипсоида с полуосями a,b  
Кривая 2 – сечение капли с теми же полуосями

Из рисунка видно, что для поля  $H=88$  Э форма капли на полюсе отличается от идеального эллипсоида на 20%.

Таким образом, экспериментально показано, что каплю МЖ можно считать эллипсоидом вращения при расчете физических параметров (например, коэффициента поверхностного натяжения) для внешних магнитных полей не превышающих 30 Э.

### Литература

- Блум Э.Я., Майоров М.М., Цеберс А.О. (1989) Магнитные жидкости.– Рига: «Зинатне»  
Де Грот С., Мазур П. (1964) Неравновесная термодинамика. М.: «Мир».

**Исследование магнитных свойств сверхрешеток Mo/Fe/Co**

***Пивкина Марина Николаевна***

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический*

*факультет, Москва, Россия*

*E-mail: mpmsu@mail.ru*

Введение

В настоящее время интенсивно исследуются и теоретическими и экспериментальными методами магнитные сверхрешетки (МСР), мультислои и различные кластерные образования. Этот интерес обусловлен возможностью их практического применения в спиновой электронике, а также наличием необычных магнитных свойств у этих материалов: превышения значения спонтанной намагниченности  $I_{so}$  по сравнению с массивным железом, осцилляционные зависимости основных магнитных параметров от толщины немагнитных и магнитных слоев; гигантское магнетосопротивление; большой вклад орбитальных магнитных моментов атомов компонент в намагниченность МСР.

Исследования магнитных свойств трехкомпонентных магнитных сверхрешеток на основе Mo/Fe/Co представляет особый интерес с точки зрения выяснения физической природы их фундаментальных свойств, а также в связи с возможным использованием их в качестве эффективных элементов в устройствах спиновой электроники. Это связано с перспективами преодоления суперпарамагнитного предела за счет формирования высоких атомных магнитных моментов в системе Fe/Co, а также использованием слоев Co в качестве высокоанизотропного магнитного барьера для повышения степени поляризации электронов проводимости, участвующих в косвенном обмене через слои Mo.

Экспериментальные методы получения и исследования МСР

МСР Mo/Fe/Co были получены методом катодного распыления в разряде с осциллирующими электронами. Разрядная ячейка состоит из шести катодных секторов из поликристаллических Mo, Fe и Co (чистотой не менее 99,9% симметрично относительно цилиндрического анода). Особая конфигурация электрического и продольного магнитного полей позволяет напылять пленки при низком давлении инертного рабочего газа Kr ( мм торр). Предварительно система откачивается до давления остаточных газов ( торр) с помощью магниторазрядных насосов. В ячейке разряд проходит при анодном напряжении  $=2$  кВ и напряженности магнитного поля  $H=320$  Э. Толщина пленок измерялась микроинтерферометром МИИ-5, и по ней, а также известному времени напыления и току разряда рассчитывались скорости напыления  $S$ . Они оказались . Скорость напыления на единицу разрядного тока в пределах ошибки измерений остается постоянной для данного режима разряда и материала катода. Это позволяет, изменяя ток разряда и время распыления, управлять толщиной нанесенных пленок.

В качестве подложки была использована слюда (мусковит, толщина 0,1мм).

Полученные МСР имели одинаковое число напыляемых слоев Mo, Fe, Co, равное 100, и они напылялись на подложки в последовательности Mo/Fe/Co... Mo/Fe/Co для образцов  $[Mo(12\text{\AA})Fe(10\text{\AA})Co(x)]^*100$ ,  $x=4,6,10,12,14,16,18,21,23,25$ . Для выявления влияния на магнитные свойства роли подложки были получены и в дальнейшем исследованы образцы одинакового состава на подложках слюда, монокристаллический Si (100), оптическое стекло для образца с  $x=21$ .

Рентгенографический анализ структуры полученных МСР Мо/Fe/Со был выполнен на дифрактометре STOE STADIP

Измерения основных магнитных характеристик МСР Мо/Fe/Со проводились на уникальном вибрационно-магнитометрическом комплексе, позволяющем проводить измерения намагниченности с точностью до  $2 \cdot 10^{-7}$  е.м.и. (Гс\*см<sup>3</sup>) в магнитных полях до  $\pm 15$  кЭ. Измерения проводились при комнатной температуре. Для более точного определения значений коэрцитивной силы и остаточной намагниченности величина поля во время измерений изменялась по специально подобранной функциональной зависимости от времени, так, чтобы густота экспериментальных точек была больше в слабых магнитных полях. Основные магнитные характеристики (спонтанная намагниченность  $I_{so}$ , остаточная намагниченность  $I_r$ , коэрцитивная сила  $H_c$ , поле технического насыщения  $H_m$ ) исследуемых образцов сверхрешёток были получены путём обработки соответствующих кривых намагничивания и петель гистерезиса.

Результаты исследований

Проведенные рентгенографические исследования не выявили наличие когерентных рефлексов, то есть все впервые полученные образцы МСР  $[Mo(12\text{\AA})Fe(10\text{\AA})Co(x)] \cdot 100$ ,  $x=4,6,10,12,14,16,18,21,23,25$  оказались рентгено-аморфными. По кривым намагничивания и петлям гистерезиса были определены магнитные параметры МСР  $[Mo(12\text{\AA})Fe(10\text{\AA})Co(x)] \cdot 100$ ,  $x=4,6,10,12,14,16,18,21,23,25$  при двух ориентациях намагничивающего поля в плоскости пленок: перпендикулярно направлению магнитного поля при напылении пленок, что соответствует легкой оси намагничивания, и в направлении параллельном этому полю, что соответствует трудному намагничиванию. Были проведены также исследования намагниченностей при направлении внешнего (намагничивающего) поля, перпендикулярном плоскости пленки.

Результаты обработки проведенных измерений при комнатной температуре основных магнитных характеристик МСР Мо/Fe/Со показали, что в зависимости от толщины слоев Со наблюдается существенное различие характера петель гистерезиса и значений основных магнитных параметров, что свидетельствует о больших вариациях магнитного состояния образцов.

Для некоторых образцов при ориентации магнитного поля в плоскости образца петли гистерезиса имеют прямоугольную форму с малыми полями насыщения при небольших значениях восприимчивости парапроцесса. В этих случаях наблюдаются очень высокие значения  $I_{so}$ , намного превышающие таковую для чистого массивного Fe. Величина коэрцитивной силы  $H_c$  достигает величины 35 Э, а в плоскости пленок имеет место значительная магнитная анизотропия. В противоположность этому, при ориентации намагничивающего поля перпендикулярно плоскости пленок для этих МСР наблюдаются практически безгистерезисные кривые с большими величинами восприимчивости парапроцесса.

Было обнаружено, что величины  $I_{so}$  и  $H_c$  в зависимости от толщины слоев Со носят осцилляционный характер с периодом  $10\text{\AA}$ , что по-видимому связано с интерференционными эффектами электронных волн, приводящих к образованию квантовых ям.

Наиболее значительным результатом является наблюдаемые высокие значения  $I_{so}$ , нормированные на содержание магнитных ионов Fe и Со, превышающие 1700 Гс. Рост  $I_{so}$  может быть обусловлен увеличением спиновых магнитных моментов ионов Fe и Со, находящихся в состояниях с пониженной размерностью локального атомного окружения, а также вклада орбитальных моментов ионов Мо, Fe и Со.

#### Слова благодарности

Автор выражает признательность доценту Антипову С.Д. за помощь в работе.

**Влияние условий синтеза на свойства нанокompозитов на основе наночастиц ферромагнитных металлов**

*Пиле Санта Эрнестовна*

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия  
E-mail: Santaer@gmail.com*

Нанокompозиты представляют большой научный и практический интерес. Возможность управления структурой нанокompозитов позволяет получать на их основе материалы с заданными свойствами, которые могут быть использованы в системах записи и хранения информации, в качестве активных элементов электронных устройств, магнитных сенсоров, для создания новых постоянных магнитов, как активные компоненты ферромагнитных жидкостей, биомедицинские материалы и др.[1]

В данной работе исследовались магнитные свойства металл-углеродных нанокompозитов, полученных в результате ИК-пиролиза прекурсоров на основе полиакрилонитрила (ПАН) и соединений Co и Gd (хлорида (хл) или ацетилоцетоната (ас)). Нанокompозиты были получены с различным содержанием металлов (Co-Gd: 20-10 и 10-10 - массовая доля в %) и при температурах ИК-пиролиза от 500 до 1200°C.

Были изучены магнитные свойства серий образцов следующих составов: ПАН/Co-Gd(20%-10%, хл-хл), ПАН/Co-Gd(20%-10%, ас-ас), ПАН/Co-Gd(10%-10%, ас-ас), ПАН/Co(20%), ПАН/Gd(20%). Измерения проводились на вибрационном магнитометре (VSM марки "LakeShore") в полях до 16кЭ при температурах от 80-400К, образцы в виде порошков были помещены в плоские пластиковые капсулы размерами 0.1\*0.3\*0.7см.

Для каждой серии образцов были измерены полевые зависимости намагниченности при комнатной температуре (на Рис.1(а) представлены результаты для серии образцов ПАН/Co-Gd(20%-10%, ас-ас), полученных при различных температурах ИК-пиролиза).

Обращает на себя внимание линейная зависимость от поля намагниченности образцов из серии ПАН/Gd(20%), полученных при 600, 700 и 800°C (Рис.1(б)), и образца из серии ПАН/Co-Gd(10%-10%, ас-ас), полученного при температуре 600°C. В полевой зависимости остальных образцов наблюдался явный гистерезис.

Для всех серий образцов зависимости намагниченности насыщения ( $M_S$ ), аппроксимированной до нулевого поля, и коэрцитивной силы ( $H_C$ ) образцов от температуры ИК-пиролиза немонотонны (Рис.2(а)). Также можно заметить, что для образцов, полученных на основе ПАН и ацетилоцетонатов Co и Gd, наблюдается уменьшение намагниченности насыщения и коэрцитивной силы с увеличением концентрации кобальта.

Для нескольких образцов проводились измерения полевой зависимости намагниченности при четырех различных температурах: 80К, 200К, 300К и 400К (Рис.2(б)). Для всех образцов наблюдалось уменьшение намагниченности насыщения и коэрцитивной силы образцов с увеличением температуры.

Работа поддержана грантами РФФИ: №10-03-00103а, №08-03-12030.

**Литература**

1. Багдасарова К.А. Металл-углеродные нанокompозиты на основе ИК-пиролизованного полиакрилонитрила. Автореф. дисс. На соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук. Москва, 2008

Слова благодарности

Автор выражает благодарность своему научному руководителю доценту Перову Н.С., а также Багдасаровой К.А. за предоставленные образцы.

Иллюстрации

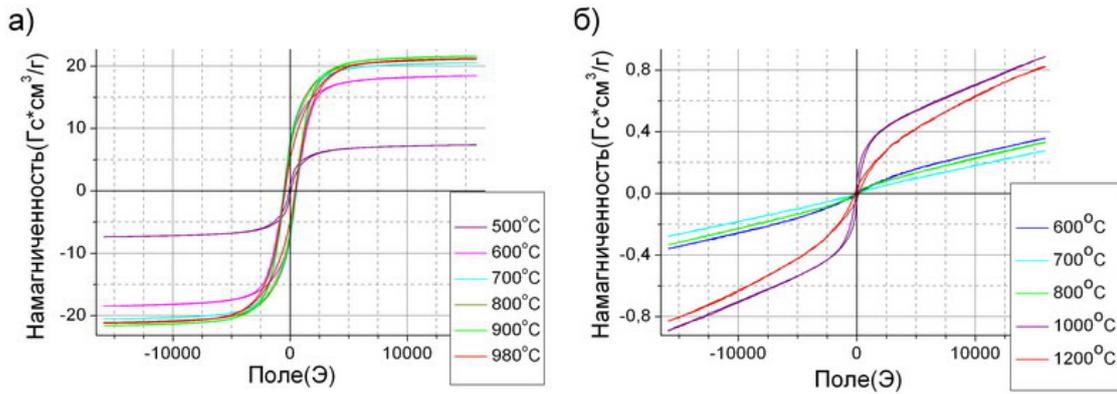


Рис. 1: а) Полевая зависимость намагниченности образцов из серии ПАН/Со-Gd(20% - 10%, ас-ас), полученных при различных температурах ИК-пиролиза; б) полевая зависимость намагниченности образцов из серии ПАН/Gd(20%), полученных при различных температурах ИК-пиролиза.

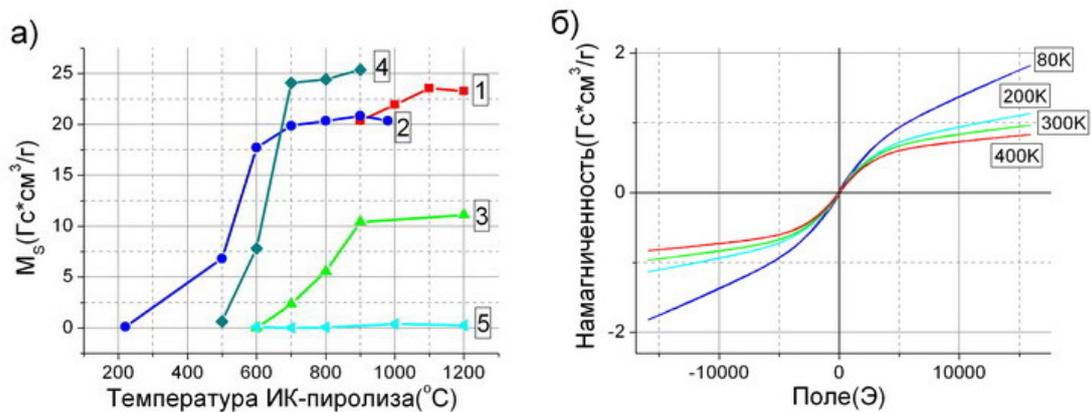


Рис. 2: а) Зависимость от температуры отжига намагниченности насыщения ( $M_s$ ) образцов, аппроксимированной до нулевого поля. Цифрами на рисунке обозначены серии образцов: 1 – ПАН/Со(20%); 2 – ПАН/Со-Gd(10%-10%, ас-ас); 3 – ПАН/Со-Gd(20%-10%, ас-ас); 4 – ПАН/Со-Gd(20%-10%, хл-хл); 5 – ПАН/Gd(20%); б) полевая зависимость намагниченности образца из серии ПАН/Со-Gd(20%-10%, хл-хл), полученного при 500°C, измеренная при четырех различных температурах: 80К, 200К, 200К и 400К.

**Неустойчивость тонкого слоя магнитной жидкости во внешнем магнитном поле, направленном под углом к поверхности слоя**

*Простякова А.А., Мкртчян Л.С.*

*Студент*

*Ставропольский государственный университет, Физико-математический факультет, Ставрополь, Россия*

*E-mail: anya.prostyakova@yandex.ru*

В работе рассматривается неустойчивость и распад тонкого плоского слоя магнитной жидкости во внешнем магнитном поле, направленном под углом к плоскости слоя. Приведены новые экспериментальные результаты исследования зависимости возникающей структуры поверхности слоя, от угла между направлением поля и плоскостью слоя, а также от толщины слоя. Изучена дифракция света на таких структурах. Проведено сопоставление полученных экспериментальных данных с существующими теоретическими представлениями.

Магнитная жидкость представляет собой ультрадисперсный коллоидный раствор ферро- или ферритмагнитных наночастиц в немагнитной жидкой среде. Исследованию неустойчивости тонких слоев магнитной жидкости посвящен ряд работ, как теоретических, так и экспериментальных. Однако в большинстве случаев изучается неустойчивость в нормальном к слою магнитном поле. Исследование же неустойчивости в произвольно ориентированном относительно плоскости слоя магнитном поле проводилось весьма ограниченно. На настоящий момент известны всего две экспериментальные работы, посвященные данной тематике, в которых исследовалась неустойчивость полубесконечного слоя [1, 2]. В данной же работе впервые исследовано и показано влияние толщины слоя на характер развития неустойчивости в наклонном поле. В частности исследуется неустойчивость плоских горизонтальных слоев магнитной жидкости толщиной от 5 до 50 мкм во внешнем магнитном поле, направленном под углом к поверхности слоя.

В результате проделанных опытов было обнаружено, что при достижении величины напряженности внешнего магнитного поля некоторого критического значения, на поверхности слоя возникает структура из параллельных полос. При дальнейшем увеличении напряженности внешнего магнитного поля, полосы распадаются на отдельные конические пики, и полосовая структура слоя переходит в гексагональную систему пиков.

Были проведены измерения критической величины напряженности магнитного поля, при которой начинает развиваться неустойчивость в виде полос, а также критического значения напряженности, при котором полосовая структура переходит в гексагональную. Было обнаружено, что величина критического поля зависит от угла между направлением поля и плоскостью слоя, а также от толщины слоя. Так, на рисунке 1 приведена зависимость величины критической напряженности магнитного поля, при которой начинает развиваться неустойчивость слоя магнитной жидкости, от угла между направлением поля и нормалью к плоскости слоя.

С помощью данной фазовой диаграммы (рис. 1) можно выделить области значений параметров, в которых наблюдаются различные режимы поведения рассматриваемой

системы. Так, в частности, в области 1 имеет место невозмущенное состояние поверхности слоя – это область устойчивости. Соответственно область 2 – это область полосовой неустойчивости, а 3 – область неустойчивости поверхности слоя в виде пиков.

Было обнаружено, что с увеличением толщины слоя критические значения поля при тех же значениях угла уменьшаются, т.е. неустойчивость толстого слоя наступает при меньших значениях напряженности магнитного поля.

Также изучалась структура слоя в закритической области значений магнитного поля. Было обнаружено, что при резком включении магнитного поля, величина которого превышает критическое значение для данного слоя, развитие неустойчивости практически сразу приводит к распаду слоя на множество равноотстоящих друг от друга параллельных полос (рис. 2). На полученных структурах наблюдалась также дифракция света.

### Литература

1. Barkov Y.D., Bashtovoi V.G. // Magnetohydrodynamics (N.Y.) – 1977. – Vol. 13, p. 497.
2. Richter R., Lange A. Surface Instabilities of Ferrofluids // Lect. Notes Phys. – 2009. – Vol. 763, p. 157–247.

### Иллюстрации

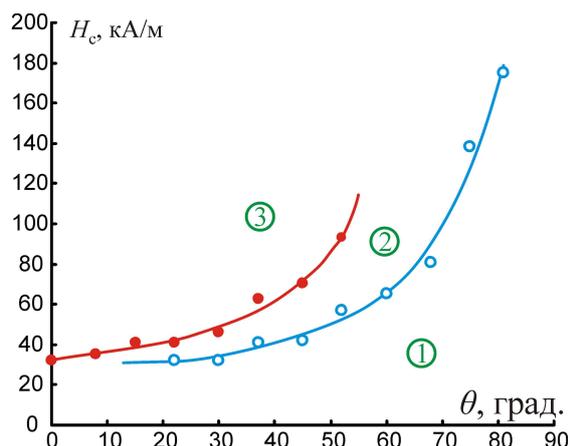


Рис. 1: Экспериментальная зависимость величины критической напряженности магнитного поля от угла между направлением поля и нормалью к плоскости слоя.

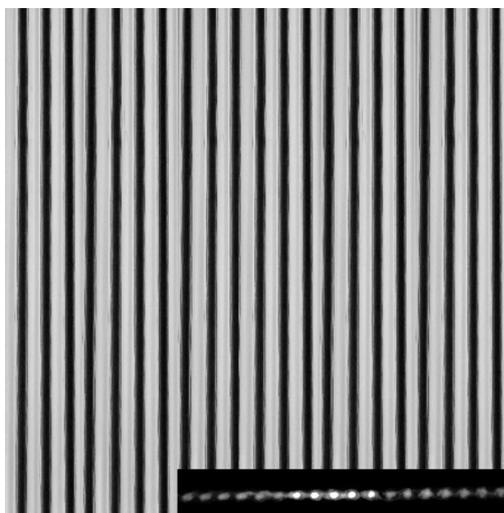


Рис. 2: Полосовая неустойчивость тонкого слоя магнитной жидкости в магнитном поле, направленном под углом 45deg к поверхности слоя.

**Построение математической модели остаточной намагниченности  
локального участка ферромагнитной детали для создания  
коэрцитиметрических приборов прогнозирующих надёжность  
металлических конструкций.**

**Прядченко Дмитрий Викторович**

*Аспирант*

*Восточнoукраинский национальный университет имени Владимира Даля,  
Факультет электроэнергетики и автоматики, Рубежное, Украина  
E-mail: dimadarn@mail.ru*

Предлагаемая модель основана на нелинейных векторных уравнениях, которые решаются численным методом. После расчёта поля намагничивания для определения остаточной намагниченности используется векторный коэффициент размагниченности, который рассчитывается для каждого элементарного объёма. По известному значению намагниченности рассчитывается поле рассеяния намагниченного участка. Математическая модель позволяет рассчитать поле как между полюсами намагничивающего П – образного магнита, так и в свободном пространстве. На основе разработанной модели предлагается новая конструкция прибора для прогнозирования надёжности металлических конструкций с размещением феррозондов между полюсами электромагнита [1].

Предложена новая конструкция локального намагничивающего устройства с размещением феррозондов между полюсами электромагнита, которая представляет собой тороидальную конструкцию из двух дуговых П – образных электромагнитов разделённых дуговыми немагнитными вставками [2].

Разработана конструкция прибора для прогнозирования надёжности металлических конструкций исключая воздействие магнитных полей приводного механизма [3].

Разработана математическая модель процесса намагничивания участка ферромагнитной детали электромагнитом с П – образным сердечником, основанная на использовании векторного коэффициента размагничивания для каждого элементарного объёма, на которые разбивается ферромагнитная область.

Предложена структурная схема процесса намагничивания нелинейного ферромагнетика постоянным магнитным полем.

### Литература

1. Яковенко В. В., Жученко Н. А., Прядченко Д. В., Корбан Н. В. Математическая модель остаточной намагниченности локального участка ферромагнитной детали. Труды Луганского отделения Международной Академии информатизации, №2 (13), г. Луганск, 2006г., с. 100 – 103.
2. Прядченко Д. В. Прибор контроля степени старения ферромагнитных деталей. Сборник научных трудов VI Всеукраинской научно-технической конференции молодых учёных и специалистов "Электромеханические системы, методы моделирования и оптимизации" г. Кременчук, 2-4 апреля 2008 г., с. 190

3. З.Яковенко В. В., Прядченко Д. В. Прибор для прогнозирования надёжности металлических конструкций. Патент на полезную модель №24132 от 25. 06. 2007г. Офіційний Бюлетень "Промислова власність" №9, 2007г.

### Слова благодарности

Хочу выразить благодарность научному руководителю Яковенко Валерию Владимировичу и начальнику центра диагностики и аттестации оборудования производств спецхимии и боеприпасов Сиваеву Игорю Адимовичу за оказанную помощь моей научной работе.

### Изучение магнитных свойств тонкопленочных Fe/Ta/Fe магнитных систем магнитооптическим методом

*Рожновская Алиса Андреевна*

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия*

*E-mail: alice.ro@mail.ru*

#### Введение

Тонкие магнитные плёнки 3d-переходных металлов и полученные на их основе многослойные тонкоплёночные системы, представляющие собой чередование магнитных и немагнитных слоёв субмикронной толщины, являются сейчас одним из интереснейших объектов исследования для магнитологов. Прежде всего, это связано с обнаружением в них таких новых явлений, как гигантское магнетосопротивление, осциллирующее обменное взаимодействие между ферромагнитными слоями через немагнитную прослойку, квантовые размерные эффекты. Помимо фундаментальной ценности исследование многослойных тонкопленочных систем открыло перспективы применения этих материалов в различных устройствах современной микроэлектроники. Так тонкопленочные магнитные структуры (ТПМС) используются в качестве сред для высокоплотной магнитной записи, в том числе и магнитооптической. На их основе создаются датчики магнитных полей, превосходящие по целому ряду характеристик (особенно в области малых полей) другие датчики. Одной из разновидностей таких датчиков являются миниатюрные тонкопленочные магнитные головки для записи-считывания высокоплотной магнитной записи.

Существует много методов исследования ТПМС (рентгеновский метод, эффект Холла, метод мёссбауэровской спектроскопии, вибрационный магнетометр, СКВИД магнетометр и т. д.) Наиболее широко применяемыми методами исследования ТПМС являются магнитооптические. Эти методы применимы в широкой области магнитных полей и температур. Они позволяют изучать магнитные и магнитооптические свойства, как ультратонких магнитных пленок, так и многослойных тонкопленочных систем.

Цель данной работы состояла в исследовании тонкопленочных магнитных систем на основе железа магнитооптическим методом, а именно изучение взаимодействия магнитных слоев Fe через немагнитный слой Ta.

Изучаемые образцы и методы их исследования

Изучаемые Fe/Ta/Fe образцы были получены с помощью магнетронного распыления при базовом давлении в вакуумной камере меньше  $10^{-8}$  Торр и давлении рабочего газа (аргона)  $1 \times 10^{-3}$  Торр. Толщина Fe слоев,  $t_{Fe}$ , в изучаемых трехслойных системах была одинаковой. Были получены три серии образцов с  $t_{Fe} = 2.5, 5$  и  $10$  нм, при этом толщина танталового слоя,  $t_{Ta}$ , изменялась от  $0.4$  до  $4$  нм. Чтобы избежать окисления, образцы были покрыты  $10$  нм слоем углерода. Наличие периодических структур (четко выраженных границ раздела) в исследуемых образцах было подтверждено данными рентгеноструктурного анализа. Исследования микроструктуры изучаемых образцов были выполнены с помощью рентгеновского дифракционного анализатора.

Измерения приповерхностных магнитных характеристик изучаемых образцов (кривых намагничивания) были выполнены на магнитооптической установке, собранной на базе микроскопа МИС-11 (магнитооптический микромагнетометр) с помощью экваториального эффекта Керра при двух ориентациях внешнего магнитного поля  $H$ , приложенного в плоскости образцов и перпендикулярно плоскости падения света. В одном случае направление  $H$  совпадало с направлением магнитного поля, приложенного параллельно подложке в процессе приготовления пленок (направление D1), а в другом - было перпендикулярно этому направлению (D2).

#### Результаты

Было обнаружено, что кривые намагничивания Fe/Ta/Fe тонкопленочных систем, измеренные для двух направлений магнитного поля (D1 и D2), сильно различаются, что свидетельствует о наличии в этих образцах плоскостной магнитной анизотропии. Причиной появления плоскостной магнитной анизотропии в изучаемых системах является наличие внешнего магнитного поля  $H = 70$  Э, приложенного параллельно плоскости подложки в процессе изготовления образцов.

Анализ кривых намагничивания, измеренных в поле, ориентированном параллельно легкой оси намагничивания, показал, что существует сильная зависимость значений поля насыщения  $H_S$  от толщины танталового слоя  $t_{Ta}$ . В частности, было установлено, что зависимости  $H_S(t_{Ta})$  имеют осциллирующий характер, причем период обнаруженных осцилляций  $H_S$  зависит от  $t_{Fe}$ . Было найдено, что значение увеличивается с ростом толщины слоя железа. Полученные экспериментальные данные можно объяснить наличием обменного взаимодействия между ферромагнитными слоями через немагнитный слой и его осцилляционным поведением с изменением толщины немагнитного слоя (переход от ферромагнитному (Ф) к антиферромагнитному (АФ) взаимодействию). В результате, в изучаемых трехслойных системах возможна параллельная (Ф упорядочение) и антипараллельная (АФ упорядочение) ориентация намагниченности в соседних слоях железа. В случае ферромагнитного обмена между магнитными слоями процессы перемагничивания трехслойных тонкопленочных структур в целом аналогичны процессам перемагничивания тонких пленок и могут осуществляться, например, за счет необратимого роста зародышей перемагничивания. В случае антиферромагнитного обмена между магнитными слоями векторы, намагниченности в соседних пленках железа при  $H = 0$  разнонаправлены, т.е. рассматриваемая тонкопленочная структура подобна одноосному антиферромагнетику. В образцах с АФ обменом поле насыщения  $H_S$  значительно больше, чем  $H_S$  в образцах с Ф обменом, что обусловлено дополнительными затратами энергии на преодоление антиферромагнитного обмена между магнитными слоями.

Следует отметить, что экспериментально найденный период осцилляций  $\Lambda$  имеет достаточно большое значение. Согласно существующим представлениям, в случае, если обмен между слоями осуществляется через РККУ-взаимодействие,  $\Lambda$  должно быть порядка  $\pi/k_F$  ( $k_F$  – волновой вектор Ферми), которое для большинства металлов равно 0.3 – 0.4 нм. В нашем случае, значение  $\Lambda$  было в 2.5- 3 раза больше, чем  $\pi/k_F$ . Это свидетельствует о том, что теоретические оценки этого параметра должны быть выполнены с учетом квантового размерного эффекта, то есть должно быть принято во внимание изменение электронной структуры ультратонкого магнитного слоя (появление так называемых Quantum Well States (QWS's)) по сравнению с объемным материалом.

Установлено, что в тонкопленочных системах значение экваториального эффекта Керра уменьшается с ростом толщины немагнитного слоя. Этот факт может быть объяснен уменьшением вклада в ЭЭК нижнего относительно поверхности образца магнитного слоя.

### **Слова благодарности**

Тезисы доклады основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта Российского гранта фундаментальных исследований (грант № 10-02-00485-а). Автор выражает признательность профессору, дфмн Шалыгиной Е.Е. за помощь в подготовке тезисов.

### **Влияние магнетохимической обработки на морфологию и магнитные свойства тонких ферромагнитных пленок**

*Тараканов Олег Николаевич*

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия*

*E-mail: o.n.tarakanov@gmail.com*

В настоящее время большое внимание уделяется разработке новых магнитомягких тонкопленочных образцов для высокочастотных приложений в микроэлектронике. Перспективными для этой цели являются магнитные пленки FeN и многослойные структуры на их основе. Особенность пленок FeN состоит в том, что индукция насыщения этих сплавов выше, чем чистых пленок железа (порядка 2.8 – 3 Т, вместо 2.2 Т). Известно также, что характер частотной зависимости магнитной проницаемости в гигагерцовом диапазоне частот связан с микромагнитной структурой тонкопленочных систем, которая в свою очередь в значительной степени зависит от морфологии слоёв. Существенную роль при этом может играть также магнитная коррозия. В связи с этим заслуживающими особый интерес представляют исследования магнетохимических явлений в тонкопленочных системах, обусловленные процессами окисления/растворения при наличии магнитного поля. Проанализировать эти процессы можно путем химического травления FeN тонкопленочных систем в магнитном поле с последующим изучением их физических свойств. Целью данной работы является исследование влияния морфологии поверхности на магнитные свойства химически обработанных FeN пленок и многослойных тонкопленочных систем на их основе.

Изучаемые тонкопленочные системы были получены методом магнетронного распыления железа в атмосфере Ar при давлении  $10^{-4}$  мм. рт. ст. Парциальное давление азота варьировалось от 0.1 до 5%. Многослойные тонкопленочные системы представляли собой чередующиеся слои оксида кремния и металла FeN. Толщина однослойных магнитных образцов была равна 0.25 мкм, а в трехслойных тонкопленочных системах толщина магнитных слоев была равна 0.07 мкм. Образцы были химически обработаны 35% уксусной кислотой как без магнитного поля, так и в поле, приложенном либо параллельно, либо перпендикулярно их поверхности. Исследование морфологии поверхности, а также локальных магнитных свойств описанных выше тонкопленочных систем было соответственно выполнено с помощью высокоразрешающего микроскопа, сопряженного с помощью цифровой камеры с компьютером, и метода сканирующей Керр микроскопии.

Изучение влияния химического травления на морфологию поверхностей тонкопленочных систем было выполнено с помощью хорошо-известного метода, основанного на использовании низкокоэрцитивной феррит-гранатовой (ФГ) пленки в качестве индикатора полей рассеяния [1]. Исходная ФГ пленка в нулевом магнитном поле имела характерную для этих материалов лабиринтную доменную структуру, которая наблюдалась с помощью двойного эффекта Фарадея. Затем доменная структура ФГ пленки наблюдалась при реализации оптического контакта с поверхностью изучаемых тонкопленочных систем. Было обнаружено, что в случае исходных и после химической обработки FeN образцов в нулевом магнитном поле доменная структура ФГ пленки остается лабиринтной, а при наличии магнитного поля, параллельного или перпендикулярного поверхности образцов, наблюдаются соответственно полосовые и цилиндрические домены. Этот факт свидетельствует об усилении продольных и вертикальных дефектов на поверхности FeN образцов после их химического травления в магнитном поле и фактически отражает видоизменение распределения полей рассеяния на их поверхности.

Далее, с помощью метода сканирующей Керр микроскопии было изучено влияние описанных выше изменений морфологии поверхности тонкопленочных систем на их магнитные свойства. На магнитооптическом микромагнетометре, описанном в работе [2], для исходных и химически-обработанных образцов были измерены локальные кривые намагничивания. Измерения были выполнены при регистрации магнитооптического сигнала с участка поверхности диаметром 50 микрон с шагом, равным 0.5 мм. На рисунке 1 приведены соответственно локальные кривые намагничивания, наблюдаемые для исходной однослойной пленки и после ее обработки уксусной кислотой в магнитном поле  $H = 50$  Э, приложенном в процессе травления параллельно или перпендикулярно поверхности образцов. Предварительные исследования показали, что изучаемые образцы характеризуются плоскостной магнитной анизотропией. Из рисунка 1 можно видеть, что исходные образцы характеризуются достаточно высокой однородностью локальных магнитных свойств. В частности, различие локальных значений поля насыщения  $H_S$  не превышает 9%. Вместе с тем, после травления различие локальных значений  $H_S$  повышается до 30 – 36%, а их значения увеличиваются примерно в 1.5 – 2 раза по сравнению с исходными образцами. Аналогичные результаты были получены и для трехслойных образцов.

В заключение, исследования FeN тонкопленочных систем, показали, что химическое травление образцов при наличии магнитного поля сильно влияет на морфологию их поверхностей. Вследствие этого локальные магнитные свойства этих тонкопленочных систем существенно различаются в отличие от достаточно однородных характеристик исходных образцов. Этот экспериментальный факт был объяснен появлением рельефных образований на поверхности химически обработанных образцов, что обусловило усиление влияния полей рассеяния на измеряемые характеристики.

Работа была выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ №10-02-00485-а.

### Литература

1. Рандошкин В.В., Червоненкис А.Я. // Прикладная магнитооптика, Москва, энергоиздат, 1990 г. С. 256.
2. Shalyguina E.E., Shin Kyung-No, Bekoeva L.M. // J. Magn. Magn. Mat., 2000. V. 215-216, P. 472.

### Слова благодарности

Автор выражает признательность профессору, дфмн Шалыгиной Е.Е. за помощь в подготовке тезисов.

### Иллюстрации

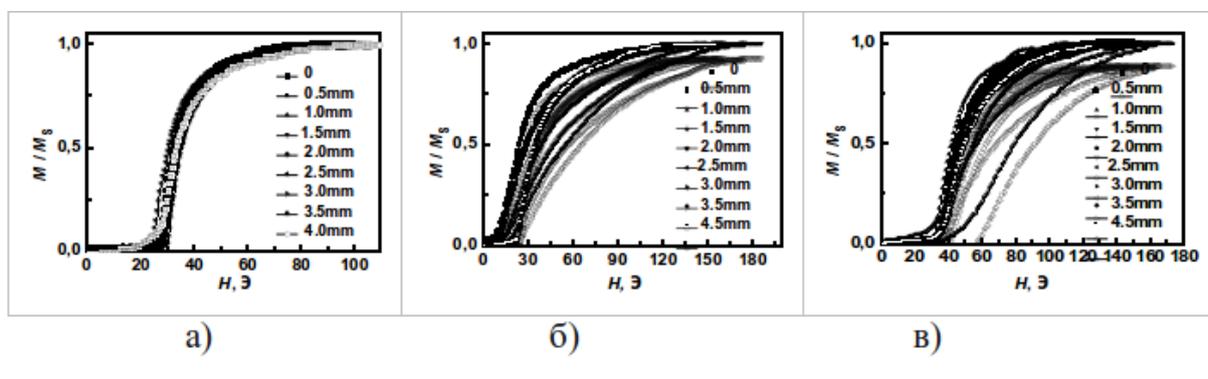


Рис. 1

# Новые низкоразмерные металлооксиды на основе нитратов меди и никеля

Шутов В.В.

аспирант

Физический факультет, Московский государственный университет им М.В. Ломоносова, Москва 119991, Россия

Соединения на основе нитратов 3d металлов демонстрируют различные основные состояния при низких температурах. В этих металлооксидах ионы переходных металлов обычно связаны друг с другом через нитратные группы и образуют подсистему с пониженной размерностью и нетривиальной топологией. Одним из первых изученных соединений в данном семействе является “тригидрат” нитрата меди  $\text{Cu}(\text{NO}_3)_2 \cdot 2.5\text{H}_2\text{O}$ , в структуре которого были обнаружены альтернированные цепочки из ионов меди  $\text{Cu}^{2+}$  [3].

В этой работе изучались термодинамические свойства двух соединений на основе нитрата меди: моногидрат нитрата меди  $\text{Cu}(\text{NO}_3)_2 \cdot \text{H}_2\text{O}$  и нитратокупрат нитрозония  $(\text{NO})\text{Cu}(\text{NO}_3)_3$ , а также двух соединений на основе нитрата никеля: нитратоникелат рубидия  $\text{Rb}_3\text{Ni}_2(\text{NO}_3)_7$  и безводный нитрат никеля  $\text{Ni}(\text{NO}_3)_2$ . В структуре  $\text{Cu}(\text{NO}_3)_2 \cdot \text{H}_2\text{O}$  ионы  $\text{Cu}^{2+}$  скоординированы четырьмя ионами кислорода  $\text{O}^{2-}$  на расстояниях от 1.928 до 1.986 Å и пятым апикальным ионом кислорода на расстоянии 2.332 Å. Плакетки  $\text{CuO}_4$  связаны между собой через нитратные  $\text{NO}_3$  группы и образуют зигзагообразные  $S = 1/2$  цепочки, которые связываются в слои через длинные Cu-O связи. Вдоль оси *a* слои взаимодействуют через водородные связи [1]. Кристаллическая структура  $(\text{NO})\text{Cu}(\text{NO}_3)_3$  состоит из слабо связанных слоев вдоль плоскости *ab*. Ионы  $\text{Cu}^{2+}$ , находящиеся в окружении четырех ионов  $\text{O}^{2-}$ , связаны между собой через нитратные  $\text{NO}_3$  группы и формируют цепочки вдоль оси *b*. Эти цепочки связаны между собой через  $\text{NO}_3^-$  and  $\text{NO}^+$  группы в плоскости *bc*. В структуре  $\text{Rb}_3\text{Ni}_2(\text{NO}_3)_7$  октаэдры  $\text{NiO}_6$ , связанные нитратными группами, формируют двуножковые лестницы. Расстояние между катионами никеля по рангу составляет 6.135 Å, а по направляющей 4.996 Å. В структуре  $\text{Ni}(\text{NO}_3)_2$  катионы  $\text{Ni}^{2+}$ , расположенные внутри октаэдров  $\text{NiO}_6$  формируют трехмерную каркасную структуру [2]. Каждый катион  $\text{Ni}^{2+}$  окружен двенадцатью ближайшими с ним катионами  $\text{Ni}^{2+}$ . Октаэдры  $\text{NiO}_6$  соединяются между собой с помощью  $\text{NO}_3$  групп.

Все изучаемые соединения получались методом кристаллизации из азотнокислых растворов [5]. Фазовый состав кристаллов, выпавших в осадок определялся методом рентгенофазового анализа. Магнитные свойства измерялись в полях до 5 Т на SQUID – магнитометре “Quantum Design”. Теплоемкость нитратов переходных металлов исследовалась в интервале температур 2 – 300 К на установке PPMS “Quantum design”. Резонансные свойства изучались в интервале температур 3.4 – 300 К при постоянной частоте  $\nu = 9.5$  ГГц на спектрометре фирмы Bruker.

На температурной зависимости теплоемкости  $\text{Cu}(\text{NO}_3)_2 \cdot \text{H}_2\text{O}$  наблюдается  $\lambda$ -пик при  $T_{\text{N1}}=3.6$  К, а также аномалия типа Шоттки ниже  $T_{\text{N1}}$ . Магнитная восприимчивость  $\chi(T)$  в широком интервале температур описывается законом Кюри-Вейсса с положительной температурой Вейсса  $\theta = 6.5$  К, что свидетельствует о доминировании в системе ферромагнитного обменного взаимодействия при высоких температурах. На температурных зависимостях магнитной восприимчивости  $\text{Cu}(\text{NO}_3)_2 \cdot \text{H}_2\text{O}$  наблюдается максимум при  $T_{\text{N1}}=3.6$  К, отвечающий формированию дальнего антиферромагнитного порядка. Также видна дополнительная аномалия при  $T_{\text{SR}} = 2.7$  К, которая может интерпретироваться как проявление спиновой переориентации. Из полевых зависимостей намагниченности вдоль плоскости *bc* следует, что магнитная подсистема испытывает спин-флоп переход при  $H_{\text{C1}}=0.06$  Т и спин-флип переход при  $H_{\text{C2}}=1.1$  Т. В магнитном

поле, ориентированном вдоль оси  $a$  проявляется только спин-флип переход. Это позволяет предположить, что магнитные моменты ионов  $\text{Cu}^{2+}$  направлены вдоль в плоскости  $bc$ .

При понижении температуры магнитная восприимчивость  $(\text{NO})\text{Cu}(\text{NO}_3)_3$  демонстрирует широкий максимум при 80 К и Кюри-Вейссовский хвост при низких температурах. Выделение поведения температурной зависимости магнитной восприимчивости матрицы было проведено в измерениях спектров электронного парамагнитного резонанса. Магнитная восприимчивость, полученная двойным интегрированием линий ЭПР спектров, демонстрирует широкий максимум при температуре 108 К и падение восприимчивости на треть ниже температуры максимума. Анализ полученных данных позволяет предположить наличие дополнительных обменных взаимодействий между цепочками катионов меди  $\text{Cu}^{2+}$ . Устройство кристаллической структуры допускает применение модели квадратной решетки типа Нарсесяна-Цвелика [4] для объяснения полученных данных. Низкотемпературная зависимость теплоемкости может быть описана суммой линейного вклада  $\gamma T$ , ответственного за спиновые возбуждения в пределах цепочки и кубического вклада  $\beta T^3$ , который может быть отнесен к фононам.

На температурной зависимости магнитной восприимчивости  $\chi(T)$  поликристаллического  $\text{Rb}_3\text{Ni}_2(\text{NO}_3)_7$  наблюдается широкий максимум при  $T_{M2} \sim 11$  К. При понижении температуры,  $T < T_{M2}$ , зависимость  $\chi(T)$  демонстрирует излом при  $T_{N2} \sim 4$  К, отвечающий формированию антиферромагнитно упорядоченной структуры. На температурной зависимости теплоемкости при  $T_{M2}$  присутствует широкий максимум. Размытость аномалии, отвечающей формированию дальнего магнитного порядка, может быть связана с выделением магнитной теплоемкости за счет формирования ближнего порядка при более высоких температурах. На полевой зависимости намагниченности при низких температурах наблюдается спин-флоп переход при  $H_C \sim 8.3$  Т.

Температурная зависимость магнитной восприимчивости  $\chi(T)$  поликристаллических образцов нитрата никеля  $\text{Ni}(\text{NO}_3)_2$  типична для ферромагнетиков. Определенная из зависимости  $\chi(T)$  температура Кюри, составляет  $T_{C3} \sim 6$  К. Полевая зависимость намагниченности при  $T = 2$  К достигает  $1.4 \mu_B/\text{f.u.}$ , что значительно меньше теоретического значения  $2 \mu_B/\text{f.u.}$  Это может быть связано с близостью температуры измерений к температуре Кюри  $T_{C3}$ , а также сравнительно небольшой величиной измерительного поля в 5 Т.

## Список литературы.

- [1] Волкова О.С., Морозов И.В., Лапшева Е.Н., Шутов В.В., Васильев А.Н., Клингелер Р., Бюшнер Б. Дальний магнитный порядок в моногидрате нитрата меди  $\text{Cu}(\text{NO}_3)_2 \cdot \text{H}_2\text{O}$  // Письма в ЖЭТФ **89**, 98 (2009).
- [2] Giester G., Lengauer C.L., Wildner M., Zemann J., Investigation of anhydrous metal(II) nitrates. I. Syntheses and crystal structures of  $\text{Mg}(\text{NO}_3)_2$ ,  $\text{Co}(\text{NO}_3)_2$  and  $\text{Ni}(\text{NO}_3)_2$ , with a stereochemical discussion // Z. Kristallogr. **223**, 408 (2008).
- [3] Morosin, B. The crystal structure of  $\text{Cu}(\text{NO}_3)_2 \cdot 2.5\text{H}_2\text{O}$  // Acta Crystallographica B **26**, 1203 (1970).
- [4] Nersesyan A.A., Tselik A.M. Spinons in more than one dimension: resonance valence bond state stabilized by frustration // Phys. Rev. B **67**, 024422 (2003).
- [5] Znamenkov K.O., Morozov I.V., Troyanov S.I., Synthesis and crystal structure of copper(II) nitrate complexes  $\text{NO}[\text{Cu}(\text{NO}_3)_3]$ ,  $\text{Na}_2[\text{Cu}(\text{NO}_3)_4]$ , and  $\text{Ag}_2[\text{Cu}(\text{NO}_3)_4]$  // Rus. J. Inorg. Chem. **49**, 172 (2004).

# **ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА**

**1**

**Председатель подсекции  
проф. Бушуев Владимир Алексеевич**

**ФАЗООБРАЗОВАНИЕ В ЖИДКО-ТВЕРДОМ СПЛАВЕ СИСТЕМЫ  
Bi-Cd ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПОСТОЯННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА**

*Афашоков Владимир Зейтунович*

*Соискатель*

*Кабардино-Балкарский государственный университет им. Х.М. Бербекова,*

*Физический факультет, Нальчик, Россия*

*E-mail: tyrnyauz@rambler.ru*

В данном сообщении приводятся результаты экспериментов по исследованию влияния постоянного электрического тока (ПЭТ) на фазообразование в жидко-твердом сплаве системы Bi-Cd (44 состояния [2]) этот сплав, согласно диаграммы состояния, состоит из жидкости и твердого раствора на основе Bi.

Исследование проводилось по методике, описанной в [1], при температуре 150 degC. Цилиндрические образцы длиной 10 мм и диаметром 2,5 мм помещались в стеклянные трубки и располагались вертикально. ПЭТ пропускался через два образца вдоль (рис. 3) и против (рис. 2) действия силы тяжести. Было обнаружено, что в "бестоковом" образце со временем происходит увеличение средних размеров частиц и уменьшение их количества. Примерно через 32-33 часа после начала опыта рост частиц замедляется вследствие установления равновесия и происходит их седиментация (рис. 1).

Картина фазообразования существенно меняется при пропускании через образцы ПЭТ плотностью  $j=0.5 \text{ MA}/(\text{м}^*\text{м})$  (рис. 2, 3). После определенного времени ( $t \approx 15 \text{ ч}$ ) в сплаве практически полностью исчезают отдельные частицы. Выпавшие из расплава частицы на основе висмута (в этом сплаве висмут имеет отрицательный эффективный заряд) переносятся и осаждаются на положительном электроде. "Очищенная" зона имеет неоднородную структуру (состоит из более мелких фаз Bi и Cd) Говоря о механизме формирования компактных слоев висмута в обоих вариантах опыта (рис. 2, 3) можно предположить, что происходит растворение, поионный перенос и осаждение на электродах компонентов расплава.

Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы:

1) установлено, что ПЭТ плотностью  $j \approx 0.5 \text{ MA}/(\text{м}^*\text{м})$  оказывает существенное влияние на фазообразования в исследованных сплавах; обработка жидко-твердых сплавов системы Bi-Cd с помощью ПЭТ ведет к интенсификации растворения и переноса твердофазной составляющей жидко-твердого сплава и последующей кристаллизации на одном из электродов.

2) показано, что твердые включения на основе висмута растворяются и вытесняются током в направлении положительного электрода.

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере (проект №8724/4).

### Литература

1. Ахкубеков А.А. и др. Структурообразование в жидко-твердых сплавах при наличии электропереноса // Материалы I Международной конференции «Металлургия и образование». Екатеринбург: УГТУ-УПИ, 2000.

2. Борисов В.Т. Теория двухфазной зоны металлического слитка. М., 1987.

### Слова благодарности

Выражаю благодарность своему научному руководителю, д.ф.-м.н., профессору Ахкубекову Анатолию Амишевичу за ценные советы при проведении исследований.

### Иллюстрации

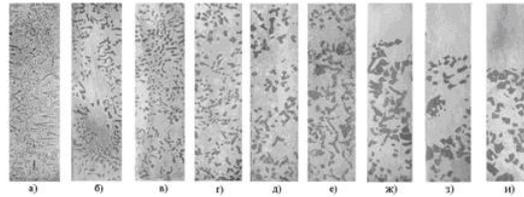


Рис. 1: Структуры сплавов  $Bi+44at.\% Cd$ : а - исходный; б -  $t=6$  ч, в -  $t=12$ ч, г -  $t=15$  ч, д -  $t=24$  ч, е -  $t=30$  ч; ж -  $t=36$ ч, з -  $t=42$  ч, и -  $t=48$  ч, j = 0; x 20

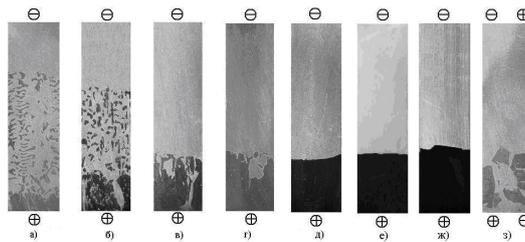


Рис. 2: Структуры сплавов  $Bi + 44 ат.\% Cd, j=0.5MA/(M^*M)$ : а -  $t=6$ ч, б -  $t=12$ ч, в -  $t=15$ ч, г -  $t=24$ ч, д -  $t=30$ ч; е -  $t=36$ ч, ж -  $t=42$ ч, з -  $t=48$ ч; x20

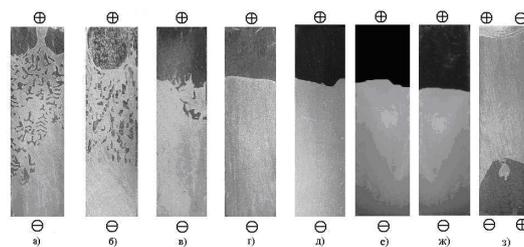


Рис. 3: Структуры сплавов  $Bi + 44 ат.\% Cd, j=0.5MA/(M^*M)$ : а -  $t=6$ ч, б -  $t=12$ ч, в -  $t=15$ ч, г -  $t=24$ ч, д -  $t=30$ ч; е -  $t=36$ ч, ж -  $t=42$ ч, з -  $t=48$ ч; x20

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЦЕНТРОВ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЙ В  
ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЯХ КРИСТАЛЛА  $K_2SO_4$ , МЕТОДОМ  
ИМПУЛЬСНОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ С НАНОСЕКУНДНЫМ  
РАЗРЕШЕНИЕМ**

**Бекмырза К.Ж., Мусабек Д.К., Алибеков С.Ш.**

*Аспирант*

*Евразийский национальный университет им.Л.Н.Гумилева, Естественно  
технический, Астана, Казахстан*

*E-mail: kbtr@mail.ru*

Кристаллы сульфатов щелочных металлов щелочноземельных металлов являются представителями ионно-ковалентных соединений, так как между катионами и сульфат анионами существует в основном ионная связь, а между атомами сульфат анионами – ковалентная.

Интерес к изучению физических свойств щелочных и щелочноземельных металлов связан, с одной стороны, с выяснением фундаментальных процессов, так как природа первичных дефектов, элементарных механизмов радиационного создания этих дефектов, область фундаментального поглощения матрицы, а с другой – в связи с их практическим применением как радиационно-стойких, так и радиационно-чувствительных материалов.

Для выяснения механизма создания дефектов и облученных сульфатов щелочных и щелочноземельных металлов мы исследовали кристаллы  $K_2SO_4$ .

Сульфат калия кристаллизуется в виде орторомбических кристаллов с пространственной группой симметрий  $D_{2h}^{16}$ .

Фундаментальные свойства кристалла  $K_2SO_4$ , характеризующие специфику релаксаций собственных электронных возбуждений, исследовались в единичных работах.

Люминесцентная спектроскопия - один из самых распространенных способов излучения и анализа различных веществ. Область применения такого анализа охватывает достаточно большой круг веществ, так как люминесценция может быть возбуждена в подавляющем большинстве неметаллов.

При наличии нескольких типов центров свечения с характерными для них временами затухания  $\tau$ , после окончания возбуждения последовательно исчезает свечение центров с возрастающими временами релаксации. Импульсная спектроскопия позволяет выделять из суммарного спектра люминесценции отдельные полосы, основываясь на разнице характеристических времен затухания их свечения.

На рисунке 1 приведен спектр люминесценций кристалла  $K_2SO_4$ , при комнатной температуре, на рисунке 2 при гелиевой температуре. На рисунке 3 показана температурная зависимость интенсивности люминесценций.

Иллюстрации

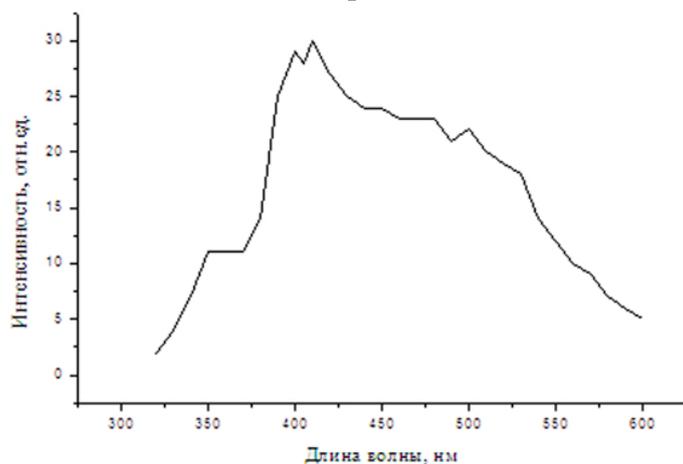


Рис. 1: Комнатная температура

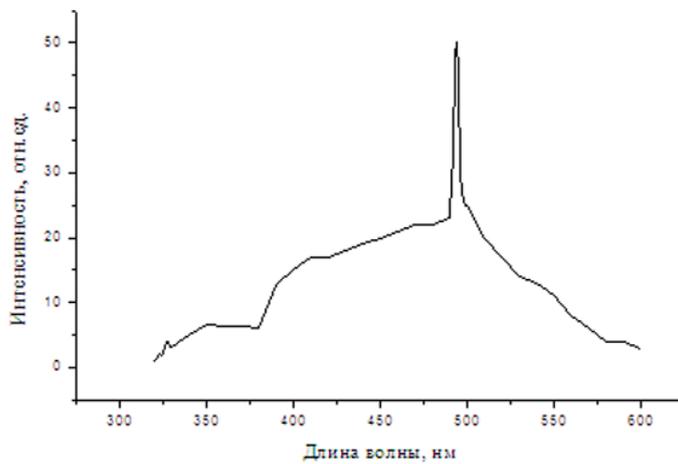


Рис. 2: Гелиевая температура

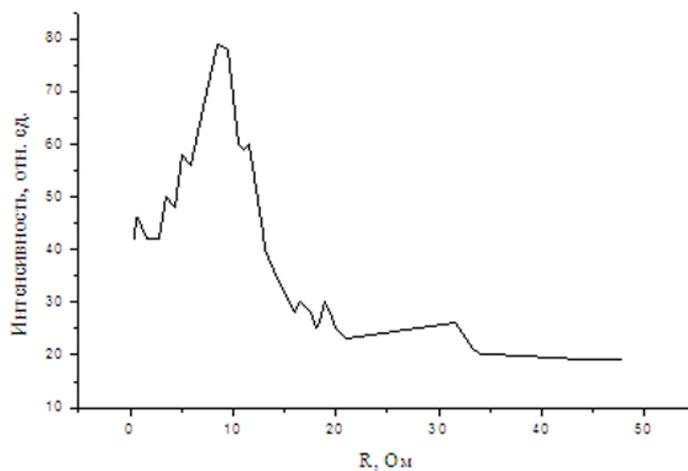


Рис. 3: Температурная зависимость интенсивности от температуры образца

**Генерация электрической энергии в зоне контакта твердой и жидкой  
компонентов дисперсных электрически активных систем**

*Борисов В.С., Шурыгина Н.А., Барышников С.С.*

*Кандидат наук*

*Иркутский государственный университет, Физический факультет, Иркутск,  
Россия*

*E-mail: borisov.v.s@yandex.ru*

В последнее время большое внимание уделяется исследованию электрически активных конденсированных систем, которые представляют собой диэлектрическую полярную матрицу, содержащую твердые частицы с высокоразвитой заряженной поверхностью [1-3]. Главной особенностью таких дисперсных систем является наличие межфазного электрического взаимодействия в зоне контакта поверхности твердой фазы и полярной жидкой компоненты. В ряде работ [2,3] установлено, что результатом этого взаимодействия является формирование двойного электрического слоя на межфазных границах рассматриваемой системы, а также локальное изменение структуры жидкой матрицы и генерация электрической энергии в объеме этого слоя.

В работе проведен теоретический расчет внутренней электрической энергии, сконцентрированной в объеме двойных электрических слоев электрически активных дисперсных систем матричного типа.

Предположим, что система состоит из сферических частиц одинакового радиуса  $r$ , которые распределены некоторым образом в полярной жидкой матрице и характеризуются концентрацией  $n$ . Полная внутренняя энергия единицы объема системы, очевидно, равна  $U_{эл} = U_0 n$ , где  $U_0$  — электрическая энергия, локализованная в объеме двойного электрического слоя каждой частицы. Эта энергия складывается из потенциальной энергии всех ионов жидкой фазы и полярных молекул жидкости во внутреннем электрическом поле:

$$U_0 = U_{ион} + U_{дип} \quad (1)$$

Вклад ионов жидкой среды  $U_{ион}$  в энергию межфазного взаимодействия  $U_0$  вычисляется в соответствии с выражением:

$$U_{ион} = \frac{1}{2} S \int_0^{z_{дэс}} [\rho_{ион} + \sigma_s \delta(z)] \varphi(z) dz \quad (2)$$

где  $S = 4\pi r^2$  — площадь поверхности каждой частицы,  $z_{дэс}$  — толщина двойного электрического слоя,  $\rho_{ион}$  — суммарная объемная плотность заряда ионов в жидкости,  $\sigma_s$  — поверхностная плотность заряда твердой фазы,  $\varphi(z)$  — потенциал внутреннего электрического поля на расстоянии  $z$  от поверхности рассматриваемой частицы.

Потенциальная электрическая энергия молекулярных диполей  $U_{дип}$ , формирующих кластеризованную структуру в объеме ДЭС, равна:

$$U_{\text{дип}} = -\frac{1}{2}S \int_0^{z_{\text{дэс}}} n_{\text{ж}} \cdot \langle \mu \rangle E(z) dz \quad (3)$$

где  $n_{\text{ж}}$  — постоянная Ломоносова жидкости,  $\langle \mu \rangle$  — средняя проекция дипольного момента молекулы жидкости на направление внутреннего электрического поля рассматриваемой системы,  $E(z)$  — напряженность внутреннего электрического поля.

В хорошем приближении можно считать, что потенциал и напряженность внутреннего электрического поля уменьшаются по экспоненциальному закону при удалении от поверхности частицы [1,2]:

$$\begin{cases} \varphi(z) = \varphi_0 \exp(-z/h_0) \\ E(z) = E_0 \exp(-z/h_0) \end{cases}, \quad (4)$$

где  $\varphi_0$  и  $E_0$  — потенциал и напряженность внутреннего поля вблизи поверхности частицы,  $h_0$  — дебаевский радиус экранирования этого поля свободными ионами жидкой среды.

Вблизи заряженной поверхности твердой фазы происходит вырождение дипольно-ориентационной поляризации молекул жидкости и уменьшение ее диэлектрической проницаемости до  $\varepsilon_{\text{гр}}$  в связи с упорядочением молекул под действием внутреннего электрического поля [1]. При удалении от твердой поверхности упорядоченная структура жидкой матрицы постепенно разрушается под действием теплового движения и ее локальная диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon_{\text{л}}(z)$  монотонно возрастает от  $\varepsilon_{\text{гр}}$  до значения  $\varepsilon_{\text{м}}$ , соответствующего объемному состоянию жидкости:

$$\varepsilon_{\text{л}}(z) = \varepsilon_{\text{гр}} + (\varepsilon_{\text{м}} - \varepsilon_{\text{гр}}) \cdot R \left[ \frac{\mu_0 E}{kT} \right] \quad (5)$$

где  $\varepsilon_{\text{гр}}$  и  $\varepsilon_{\text{м}}$  — диэлектрические проницаемости наиболее упорядоченного и объемного слоёв жидкости соответственно,  $\mu_0$  — собственный дипольный момент молекул жидкой фазы,  $T$  — температура исследуемой системы.

В результате теоретических расчетов с использованием соотношений (2–5) получено выражение для полной электрической энергии  $U_{\text{эл}}$ , накопленной в объеме ДЭС всех твердых частиц:

$$\begin{aligned} U_{\text{эл}} &= U_0 n = n(U_{\text{ион}} + U_{\text{дип}}) = \\ &= -nSh_0 \left[ \frac{\varepsilon_{\text{гр}} \varepsilon_0 E_0^2}{4} + \frac{3\varepsilon_0 \Delta \varepsilon k^2 T^2}{2\mu_0^2} f_0 L(f_0) + \frac{kT}{2} \ln \left( \frac{\text{sh } f_0}{f_0} \right) \left( n_{\text{ж}} - \frac{3\varepsilon_0 \Delta \varepsilon kT}{\mu_0^2} \right) \right], \quad (6) \end{aligned}$$

где  $f_0 = \mu_0 E_0 / kT$  — безразмерный параметр, характеризующий электрическую активность изучаемой системы; величина  $\Delta \varepsilon = \varepsilon_{\text{м}} - \varepsilon_{\text{гр}}$  отражает дисперсию диэлектрической поляризации жидкой фазы.

Таким образом, в зоне контакта активной твердой и полярной жидкой компонентов дисперсных гетерогенных систем происходит генерация внутренней электрической энергии, величина которой зависит от соотношения концентраций фаз, величины удельной поверхности твердых частиц и максимальной напряженности внутреннего поля.

### Литература

1. Борисов В.С., Карнаков В.А., Ежова Я.В., Рубцова О.Б., Щербаченко Л.А. Особенности поляризации тонких пленок воды в поле активной поверхности кристалла слюды // Физика твердого тела. 2008. Т.50. Вып. 6. С. 980-985.
2. Борисов В.С., Щербаченко Л.А. Особенности состояния термодинамического равновесия тонкой водной пленки, находящейся в электрическом поле активных центров поверхности кристалла слюды // Физика твердого тела. 2009. Т.51. Вып.12. С. 2394-2399.
3. Щербаченко Л.А., Борисов В.С., Ежова Я.В., Карнаков В.А., Марчук С.Д., Максимова Н.Т., Эйне Ю.Т. Поляризационные и размерные эффекты в дисперсных системах с электрически активными частицами // Известия вузов – физика. 2009. Т. 52. №12/3. С. 336-343.

### Слова благодарности

Авторы выражают благодарность профессору Иркутского государственного университета Щербаченко Л.А. за плодотворные обсуждения результатов работы.

## Влияние легирования диспрозием на энергетическое распределение дефектов в хлориде серебра

Бочаров Константин Викторович

Аспирант

Воронежский государственный университет, Физический факультет

В настоящее время активно исследуются оптические и физико-химические свойства, приобретаемые ионно-ковалентными кристаллами, и в том числе, галогенидами серебра, при их легировании ионами редкоземельных элементов. Данное направление исследований интересно с точки зрения создания нового поколения оптически активных лазерных сред, работающих в ближней и средней ИК-области спектра. При этом особую важность приобретают вопросы механизмов перестройки системы дефектов в кристаллах при введении в их объем редкоземельных элементов. А также при использовании светочувствительных соединений в качестве элементов оптических систем большой практический интерес представляет исследование проблемы деградации свойств материала в процессе эксплуатации. В данной работе исследованы оптические и фотоэлектрические свойства кристаллов хлористого серебра, легированных хлоридом диспрозия (в концентрациях  $10^{-1} - 5 \cdot 10^{-7}$  мас.% или  $10^{12} - 10^{17}$  см<sup>-3</sup>).

Высокочистые исходные и легированные хлоридом диспрозия AgCl получали методом, предложенным в [3]. Измерения проводились методами СВЧ-фотопроводимости [1] (диапазон частот 9 ГГц, временное разрешение 50 - 100 нс) при комнатной температуре, и фотолюминесцентными методами (диапазон регистрации 400-850 нм) при температуре 77 К. Для возбуждения фотопроводимости использовали азотный лазер ЛГИ-505 ( $\lambda = 337$  нм,  $\tau_{имп}=8$  нс). Интенсивность света изменяли в экспериментах светофильтрами. Спектры фотостимулированной вспышки люминесценции (ФСВЛ) измеряли в диапазоне энергий от 0.6 до 2.0 эВ. Фотолюминесценцию возбуждали светом лампы ДРК-120 с длиной волны 365 нм и интенсивностью  $\sim 10^{15}$  квант $\cdot$ с<sup>-1</sup>см<sup>-2</sup>.

Обнаружено, что легирование изменяет как кинетику СВЧ-фотопроводимости, так и спектры фотолюминесценции.

Кинетика гибели носителей тока зависела от концентрации DyCl<sub>3</sub>. Для примера на рис.1 представлены спады СВЧ-фотопроводимости чистого хлорида серебра и легированного хлоридом диспрозия в концентрации  $5 \cdot 10^{-7}$  мас.%. Можно видеть, что спады в чистом хлориде серебра состояли из двух компонент – «быстрой» и «медленной». В легированном – из одной компоненты и спрямлялись в полулогарифмических координатах, что соответствовало кинетике первого порядка.

На основании исследования зависимости фотоотклика от частоты СВЧ-генератора показано, что в хлориде серебра, исходном и легированном DyCl<sub>3</sub> в минимальной концентрации, на временах, меньших 750 нс в СВЧ-фотоотклик вносят вклад свободные электроны. Время жизни свободных электронов зависело от концентрации диспрозия. На основании полученной зависимости оценена константа скорости реакции захвата электрона в ловушки, образующиеся при введении легирующей добавки:  $k_{захв} = 3.9 \cdot 10^{-8}$  см<sup>3</sup>с<sup>-1</sup>.

Добавление хлорида диспрозия в хлорид серебра уже начиная с минимальных концентраций изменяло спектр фотолюминесценции, но значительные изменения происходили, начиная с концентрации  $10^{-4}$  мас.% DyCl<sub>3</sub> и выше. Для иллюстрации происходивших изменений на рис.2 приведены спектры люминесценции образцов: 1 – AgCl, 2 – AgCl- $5 \cdot 10^{-7}$  мас.% DyCl<sub>3</sub>, 3 – AgCl- $10^{-4}$  мас.% DyCl<sub>3</sub>, 2 – AgCl- $10^{-1}$  мас.% DyCl<sub>3</sub>. Можно видеть, что люминесцентная полоса имела сложный вид. Оказалось возможным получить разложение спектров всех легированных образцов одним и тем же набором из четырех полос Гауссовой формы: при изменении концентрации хлорида диспрозия полосы сохраняли свое спектральное положение и полуширину, изменялась лишь их интенсивность.

В спектре чистого хлорида серебра выделялись две полосы, одна из которых, согласно литературным данным [2], соответствует серебряным вакансиям, а другая – йодным центрам. Эти две полосы наблюдались также в спектрах легированных образцов.

На основании анализа этих данных и данных, полученных методом ФСВЛ, показано, что за новую полосу люминесценции ( $\lambda_{\max}=485$  нм), проявляющуюся при больших концентрациях легирующей добавки, ответственны заряженные ассоциаты вида  $[Dy_{Ag}^{2+} \cdot V'_{Ag}]^{\bullet}$ , либо нейтральные вида  $[Dy_{Ag}^{2+} \cdot 2V'_{Ag}]^x$ . Кроме того, в спектрах люминесценции наблюдается плечо в области вблизи  $\lambda=520$  нм, которое отнесено к внутрицентровым переходам в ионах  $Dy^{3+}$ .

Выдерживание образцов в темноте уменьшало светосумму ФСВЛ. В нелегированном образце выдерживание сильнее уменьшало ФСВЛ. При этом, закон спада светосуммы был близок к корневому. Скорость спада в темноте в легированном образце была более чем в 10 раз меньше, чем в нелегированном. Это может свидетельствовать о том, что за темновые изменения ФСВЛ ответственны дырки, локализованные в ловушках с глубиной  $< 0.15$  эВ. Полученные результаты позволяют предположить, что центрами люминесценции хлористого серебра в области 480-510 нм являются катионные вакансии.

## Исследование структурных и магнитных свойств рутила, имплантированного ионами железа

Вахитов Искандер Рашидович

Студент

Казанский государственный университет им. В.И. Ульянова-Ленина, Физический факультет

Работа относится к проблеме синтеза и исследованию нового класса материалов, известных в литературе как магниторазбавленные оксидные полупроводники (oxide dilute magnetic semiconductors). Этот новый класс полупроводников является одним из перспективных материалов для использования в спинтронике и магнитной оптоэлектронике.

Рутит – тетрагональная модификация кристаллической структуры диоксида титана ( $\text{TiO}_2$ ). Рутит является широкощелевым полупроводником n-типа с шириной запрещенной зоны 3.0 эВ ( $\lambda=413,0$  нм), прозрачным в оптическом диапазоне длин волн и диамагнетиком. Однако легирование полупроводникового рутила магнитными элементами группы железа может обуславливать ферромагнетизм в данном материале. Для получения образцов рутила с примесью железа в данной работе был использован метод ионно-лучевой имплантации. *Целью работы являлось* исследование влияния имплантации (внедрение) ионов железа и последующего термического отжига на модификацию структурных и магнитных свойств рутила.

Ионы  $\text{Fe}^+$  (содержание изотопов железа в ионном пучке  $50\%\text{Fe}^{56} : 50\%\text{Fe}^{57}$ ) ускоренные до энергии 40 кэВ были имплантированы в (100)- и (001)- ориентированные пластинки  $\text{TiO}_2$  с интегральным потоком  $1.5 \times 10^{17}$  ион/см<sup>2</sup> либо при комнатной (300 К), либо при повышенной (900 К) температуре облучаемой подложки. Последующий термический отжиг был выполнен либо в условиях вакуума ( $\sim 10^{-6}$  Торр), либо в атмосфере воздуха. Отжиг образцов осуществлялся в несколько стадий с целью детального исследования влияния температуры и продолжительности отжига на их физические свойства. С помощью компьютерного пакета SRIM-2006 был произведен расчет глубинных профилей распределения концентрации примеси железа в имплантированной матрице  $\text{TiO}_2$  с учетом распыления подложки во время ионного облучения. Элементно-фазовый состав и магнитные свойства образцов были исследованы методами сканирующей электронной микроскопией (микроскоп Carl Zeiss EVO'50), конверсионной Мессбауэровской спектроскопией и индукционной магнитометрией. При этом зависимости величин наведенного и остаточного магнитного момента от значения магнитного поля, приложенного либо в плоскости (in-plane геометрия), либо перпендикулярно плоскости (out-of-plane геометрия) образца, регистрировалась при комнатной температуре с разверткой магнитного поля до 500 мТл. При обработке результатов магнитных измерений диамагнитный вклад от подложки  $\text{TiO}_2$  был вычтен, а величина регистрируемого магнитного момента была приведена к числу магнитных атомов железа, внедренных в образец.

В результате имплантации исходно прозрачные пластинки  $\text{TiO}_2$  приобретают серый оттенок с сильным металлическим блеском. Расчеты показывают, что примесь железа сосредоточена в тонком ( $\sim 40$  нм толщины) поверхностном слое рутила и концентрация примеси в максимуме функции распределения на глубине 20 нм может достигать величины порядка 35 атом. %. Элементный анализ имплантированного слоя рутила показал наличие только внедренной примеси железа и структурообразующих элементов: титана и кислорода с пониженным содержанием последнего. Морфология поверхности образцов, в целом, является гладкой, без каких-либо новообразований, как после имплантации, так и после температурной обработки. Мессбауэровские измерения показывают наличие 3-х магнитных фаз в имплантированной области:  $\alpha\text{-Fe}$ ,  $\text{Fe}^{2+}_x\text{Ti}_{1-x}\text{O}_{2-\delta}$  и  $\text{Fe}^{3+}_x\text{Ti}_{1-x}\text{O}_{2-\delta}$ , и значительное изменение магнитного фазового состава с глубиной.

Импантированные железом образцы  $\text{TiO}_2$  являются ферромагнитными при комнатной температуре. Анализ угловых зависимостей формы и параметров регистрируемых петель магнитного гистерезиса, а также моделирования кривых намагничивания свидетельствует о формировании магнитных наночастиц железа с размерами порядка 10 нм в импантированном слое рутила. Наведенный ферромагнетизм проявляет как анизотропию формы “легкая” плоскость, характерную для тонких ферромагнитных пленок, так и магнитную кристаллографическую 2-х и 4-х кратную анизотропию в плоскости (100)- и (001)-пластинок, соответственно. Последнее указывает на то, что синтезированные ионной имплантацией наночастицы  $\alpha$ -фазы железа, когерентно встроены в тетрагональную кристаллическую структуру рутила. In-plane анизотропия исчезает в (001)-пластинках  $\text{TiO}_2$ , импантированных при повышенной температуре (900 К) подложки, что свидетельствует о значительной диффузии примеси в объем облучаемой матрицы и формирование магнитного твердого раствора  $\text{Fe}_x\text{Ti}_{1-x}\text{O}_{2-\delta}$ . Термический отжиг образцов на воздухе при температуре больше чем  $T_{\text{ann}}=700$  К полностью подавляет ферромагнетизм в импантированном рутиле, а увеличение температуры отжига образцов в условиях вакуума значительно снижает магнитную кристаллографическую анизотропию в плоскости пластин.

---

<sup>1</sup> Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в ходе выполнения курсовых работ в лаборатории Радиационной физики КФТИ КазНЦ РАН в 2008-2009 гг.

<sup>2</sup> Автор выражает признательность РФФИ, грант 10-02-91225СТ, и Федеральному агентству по образованию, Госконтракт № П902 в рамках ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России” за финансовую поддержку исследований, а также к.ф.-м.н. Хайбуллину Р.И за помощь в подготовке тезисов.

**Рост кремниевых структур при помощи метода магнетронного распыления**

***Евлашин Станислав Александрович***

*Соискатель*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия  
E-mail: stevlashin@gmail.com*

Кремниевые высокоанизотропные структуры (нити и ребра) субмикронного размера привлекают все больше внимания в связи с их возможным применением в микроэлектронике, оптоэлектронике, наномеханике и нанобиотехнологии. С использованием таких структур можно создавать полевые и биполярные транзисторы, светоизлучающие устройства со сверхнизким энергопотреблением, различные типы сенсоров, зонды для атомно-силовых микроскопов, автоэмиссионные катоды, туннельные диоды, одноэлектронные транзисторы, однофотонные излучатели и т. д. Особый интерес представляет использование данных структур в солнечных элементах, а также в качестве электродов вэлектродохимических конденсаторов и литиевых источников тока.

Существует несколько методов получения нитевидных кремниевых структур: метод химического осаждения из паровой фазы (CVD, PECVD), молекулярно-пучковой эпитаксии, а также плазмохимического и жидкостного анизотропного травления. Мы продемонстрировали возможность получения кремниевых структур с помощью метода магнетронного распыления кремниевой мишени, преимущество которого состоит в том, что он является технологически более простым и экологически безопасным, допускает применение более дешевых материалов.

На данном этапе работы методом магнетронного распыления были получены кремниевые структуры микронного размера. В качестве подложек использовался кремний ориентации Si(100) и Si(111) с толщиной слоя катализатора Au 10 нм. Найдена наиболее оптимальная температура, при которой происходит рост структур. В зависимости от потока кремния, который регулировался мощностью генератора, были получены кремниевые структуры с различной морфологией. Также было исследовано распределение золота по поверхности кремния в зависимости от температуры и времени отжига. Предполагается, что рост кремниевых структур происходит по ПЖК (Пар — Жидкость — Кристалл) механизму [1,2,3].

### **Литература**

1. R.S.Wagner, W.C.Ellis. Appl. Phys. Lett. Vapor-Liquid-Solid Mechanism of single crystal growth 4, 89 (1964)
2. E. I. Givargizov, J. Cryst. Growth 31, 20 (1975)
3. V. G. Dubrovskii, N. V. Sibirev, G. E. Cirilin, J. C. Harmand, and V. M. Ustinov Physical Review E 73, 021603 2006

### **Иллюстрации**

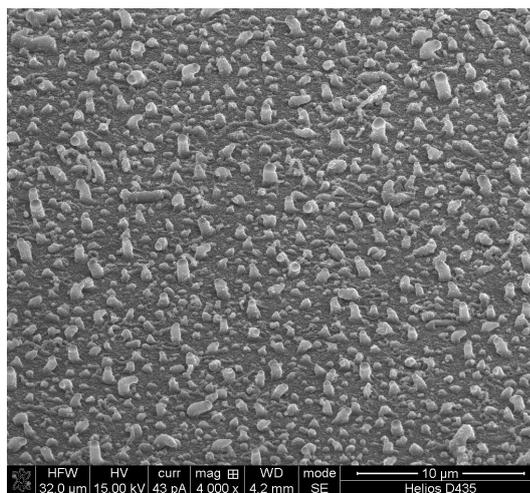


Рис. 1: Кремниевые структуры при маленьких потоках кремния

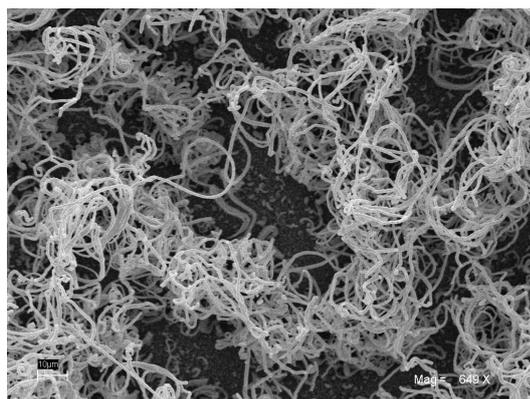


Рис. 2: Кремниевые структуры при больших потоках кремния

**ОПТИМИЗАЦИЯ СВОЙСТВ ЗАЩИТНЫХ ПОКРЫТИЙ ДЛЯ  
ПРОКАТНОГО ИНСТРУМЕНТА ПРИ ПОМОЩИ ИОННОЙ  
ИМПЛАНТАЦИИ**

*Зёма Александр Владимирович*

*Аспирант*

*Восточноукраинский национальный университет имени Владимира Даля,  
Механический, Рубежное, Украина*

*E-mail: zeta\_av@mail.ru*

В практике получения упрочняющих покрытий различных химических соединений широкое распространение получил метод реактивного распыления. Разновидности этого метода применяют [1,2] при получении нитридов некоторых элементов, обладающих рядом ценных свойств, перспективных в приборном машиностроении: упрочняющие, износ- и коррозионно-стойкие покрытия, эмиттеры электронов и материал катодов термоэлектронных преобразователей и т.д.

Однако нередко наносимые соединения не имеют требуемых механических, физических и электрохимических свойств и обладают низкой адгезией. Для улучшения свойств наносимых покрытий используют метод ионной имплантации, основанный на бомбардировке поверхности подложки ионами высоких и средних энергий.

Для более широкого изучения возможностей этого метода и применения его для получения защитных покрытий на прокатном инструменте, мы имплантировали в подложки серых чугунов ионы азота, титана и хрома и изучили структуру и свойства полученных покрытий.

Для получения защитных покрытий на прокатном инструменте в подложку имплантировались ионы титана, хрома и азота. В качестве подложек были использованы образцы чугуна СЧ 21. Производилась имплантация азота вглубь подложек при комнатной температуре и рабочем давлении  $5,32 \cdot 10^{-2}$  Па. Использовали мишени титана и хрома.

Для получения качественных твердых и износостойких покрытий важно подобрать правильно режим имплантации. В работе [3] указано, что износостойкость покрытий максимальная при дозе внедряемых ионов  $D=1017$  ион/см<sup>2</sup>. Были выбраны следующие режимы имплантации:  $U_p = 400$  В,  $I_p = 0,5$  А,  $U_m = 2$  кВ,  $I_m = 50$  мА,  $U_{подл} = 25$  кВ,  $I_{подл} = 35$  мА. Время имплантации варьировалось от 10 до 90 мин. Доза ионов, внедренных в подложку составляла  $1,83 \times 10^{16} - 7,34 \times 10^{17}$  ион/см<sup>2</sup>.

Для изготовления прокатных валков используют серый чугун. Практически во всех серых промышленных чугунах, даже при небольшом содержании фосфора образуется легкоплавкая фосфидная эвтектика, которая снижает износостойкость чугуна [4]. Металлографическое исследование показало, что после ионной имплантации нитрида титана поверхностный упрочненный слой представляет собой феррито-перлитную смесь без фосфидной эвтектики. Такие же результаты были получены и для нитрида хрома.

Максимальная твердость покрытия на подложке чугуна СЧ 21 при имплантации в него ионов титана и азота достигает величины  $5,51$  ГПа что превышает исходную твердость в  $1,9$  раз. Зависимость имеет неоднородный характер, наблюдается два максимальных пика при 30 и 70 мин имплантации ионов титана и азота. Эти пики обусловлены цикличностью процессов образования нитрида титана на поверхности чугуна, а также образованием диффузионного слоя.

Зависимость микротвердости модифицированного слоя от времени имплантации чугуной подложки нитридом хрома также имеет циклический характер как и при использовании титановой мишени, но более высокое значение твердости. Пики на 60 и 80 мин. имплантации свидетельствуют о более позднем формировании фазы нитрида хрома на поверхности чугуной подложки. Максимальная твердость покрытия соответствует 80 мин имплантации и равна 6,74 ГПа что в 2,3 раза выше твердости необработанной поверхности.

Сцепление основы с напыленным покрытием (адгезия) является важнейшим качеством защитных покрытий. Сравнительные характеристики адгезионных свойств покрытий нитрида титана, наносимых на оптимальном режиме на установке ионной имплантации исследовались склерометрическим методом (методом царапания). В качестве индентора использовался алмазный конус Роквелла с углом при вершине 120°, передвигаемый по поверхности покрытий со скоростью 3 см/мин. Вертикальная нагрузка на индентор увеличивалась до тех пор, пока не достигалась ее критическая величина, и составляла 10 - 35 г. Данную критическую нагрузку определяли, исследуя полученные царапины под металлографическим микроскопом [5].

С увеличением времени имплантации величина адгезии возрастает. Максимальное значение адгезии, полученное нами при времени напыления 90 мин, свидетельствует о том, что глубина модифицированного слоя увеличивается, т.е. имеет место термическая и радиационно-стимулированная диффузия.

При склерометрическом методе исследования защитных покрытий визуально видно, что при любых временах имплантации покрытие полностью не отделяется от подложки. Это свидетельствует о хороших пластических свойствах материала покрытия. Обычно повышение твердости материалов приводит к их хрупкости, что плохо сказывается на работе прокатного инструмента. В нашем случае при повышении твердости материал поверхности остается пластичным, что продлевает срок службы инструмента. Максимальная энергия адгезии составила 8,7 ГПа.

Имплантация ионов азота, титана и хрома вглубь стальной подложки приводит к повышению твердости (5,51ГПа и 6,74ГПа соответственно), адгезии и износостойкости (отсутствию фосфидной эвтектики). Полученные модифицированные слои на серых чугунах могут быть использованы в качестве защитных покрытий на мелкогабаритном прокатном инструменте.

#### Литература

1. П.И. Игнатенко, Н.А. Кляхина, М.Ю. Бадекин. Структура и свойства пленок нитридов различных металлов, полученных методом ионной имплантации // Неорганические материалы. – 2005. – т. 41, №1 – с. 40 – 45.
2. Модифицирование и легирование поверхности лазерными, ионными и электронными пучками. Под ред. Дж.М. Поута, Г. Фоти, Д.К. Джекобсона.- М.: Машиностроение, 1987.-424с.
3. Тонкие пленки. Взаимная диффузия и реакции. Под ред. Дж. Поута, Дж. Мейера. -М.:Мир,1982.-576с
4. В.П.Мельников, К.В.Митюхина. Микростроение фосфидной эвтектики в чугуне крупных отливок // Вестник Брянского государственного технического университета.- 2008. № 1(17) – с. 10-13.
5. Тополянский П.А. Исследование адгезионных свойств и механизма образования покрытия, наносимого методом финишного плазменного упрочнения. Технологии ремонта, восстановления и упрочнения деталей машин, механизмов, оборудования, инструмента и технологической оснастки. Материалы 7-й Международной практической конференции-выставки 12-15 апреля 2005 г. Санкт-Петербург. Изд. СПбГПУ, 2005, с. 316 – 333

**Расчеты величин сверхтонких полей на 3d- и 4d-примесных центрах в кристалле никеля методом Корринги–Кона–Ростокера**

**Клековкина Вера Вадимовна**

Студент

Казанский государственный университет им. В.И. Ульянова-Ленина, Физический факультет, Казань, Россия

E-mail: vera\_klekovkina@mail.ru

Теоретические расчеты величин сверхтонких полей позволяют получать уникальную информацию об электронной структуре кристаллов с примесными атомами. В данной работе выполнены неэмпирические расчеты величин локальных магнитных моментов (ЛММ) и сверхтонких полей (СТП) на примесных центрах переходных металлов в кристалле никеля в рамках приближения когерентного потенциала метода Корринги–Кона–Ростокера. Расчеты проводились нами с использованием программы AkaiKKR в рамках полурелятивистского приближения теории функционала плотности для обменно-корреляционных потенциалов  $v_{\text{ВН}}$ ,  $V_{\text{WN}}$  и  $\text{MJW}$ .

Проведенные нами расчеты предсказывают большие отрицательные значения СТП на ферромагнитных (ФМ) примесях и меньшие значения для антиферромагнитных (АФМ) примесей. Полученные нами теоретические значения СТП на АФМ примесях лучше согласуются с экспериментальными данными, чем для ФМ примесей (наибольшие отличия наблюдаются для Mn, обладающего наибольшим значением ЛММ). Для 3d-элементов релятивистские поправки к значению СТП составляют около 10%, в то время как для 4d-элементов — более 20% и значительно улучшают нерелятивистские значения. Эти поправки, однако, менее значительны, чем релятивистские поправки к зарядовой и спиновой плотности на ядре (например, 27% для атома Fe). Потенциал  $v_{\text{ВН}}$  дает для всех примесей большие значения СТП, а  $\text{MJW}$  — меньшие (по абсолютной величине), разброс составляет около 10%.

Значение величины СТП  $H_{\text{hf}}$  состоит из вкладов от электронов остова и валентных электронов. Обменное взаимодействие электронов поляризованной  $d$ -оболочки и электронов  $s$ -оболочек остова примесного атома индуцирует поляризацию последних. Поскольку это взаимодействие слабое, то вклад в значение СТП от электронов остова линейен по ЛММ примесного атома  $M_{\text{loc}}$ . Коэффициент пропорциональности, полученный нами на основании расчетов (–100 для 3d-элементов и –212 для 4d-элементов в единицах  $\text{кГс}/\mu_{\text{В}}$ ), отрицателен, поскольку *majority*  $s$ -электроны втягиваются в область спин-поляризованной  $d$ -оболочки, а *minority* — выталкиваются, и на ядре имеется избыток плотности *minority* электронов. Значение этого коэффициента пропорциональности слабо меняется, что обусловлено изменением формы  $s$ - и  $d$ -волновых функций в ряду переходных металлов. Нами показано, что для 3d-элементов знак вкладов в СТП от 1s- и 2s-оболочек противоположен знаку ЛММ, а от 3s-оболочки — совпадает с ним. Для 4d-элементов наибольший вклад в СТП дают 2s- и 4s-оболочки, их вклады противоположны по знаку ЛММ.

Валентный вклад в СТП состоит из наведенного поля и локального валентного вклада. Наведенное поле пропорционально локальным моментам соседних атомов матрицы

$M_{\text{host}}$ , поскольку обусловлено гибридизацией  $s$ -орбиталей примесного атома и спин-поляризованных состояний  $d$ -орбиталей атомов никеля. Основной вклад в СТП, обусловленное валентными электронами, дает локальный валентный вклад, который пропорционален ЛММ примесного атома  $M_{\text{loc}}$  и совпадает с ним по знаку, поскольку населенность *majority*  $s$ -состояний больше, чем *minority* состояний.

Для рассчитанных СТП нами были найдены коэффициенты пропорциональности в интерполяционной формуле [1] (без учета изменений моментов соседних атомов):  $H_{\text{hf}} \cong -47M_{\text{loc}} - 96M_{\text{host}}$  для  $3d$ -элементов и  $H_{\text{hf}} \cong -112M_{\text{loc}} - 203M_{\text{host}}$  для  $4d$ -элементов (для СТП, выраженного в кГаусс, ЛММ — в  $\mu_B$ ). Наши расчеты воспроизводят экспериментально наблюдаемые тенденции для СТП, однако, в случае больших ЛММ теоретически рассчитанные значения могут существенно отличаться от экспериментальных данных.

### Литература

1. Blügel S., Akai H., Zeller R., Dederichs P.H. Hyperfine fields of 3d and 4d impurities in nickel // Phys. Rev. B, V. 35. 1987. P. 3271–3283.

### Слова благодарности

Автор выражает признательность профессору Р.М. Аминовой, профессору М.Г. Шеляпиной и старшему научному сотруднику Д.В. Чачкову. Работа выполнена при финансовой поддержке гранта НШ-4531.2008.2.

### Иллюстрации

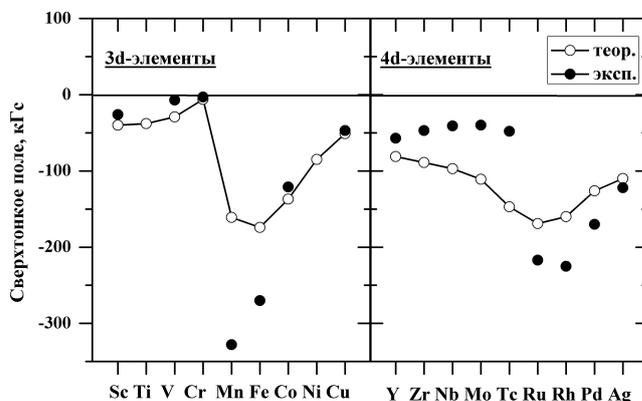


Рис. 1: Значения сверхтонких полей на примесных центрах переходных металлов в матрице никеля

**Влияние твердофазной аморфизации на спектральные характеристики молибдата гадолиния в видимой и ИК областях спектра**

**Курмашева Дарья Маратовна**

Студент

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,

Физико-химический факультет, Москва, Россия

E-mail: darya\_mk@inbox.ru

Молибдаты редкоземельных элементов, а также сложные оксиды на их основе широко используются в качестве лазерных материалов, пьезоэлектрических и электрострикционных датчиков и, что особенно актуально, – светодиодов, излучающих «белый» свет. Наличие нескольких полиморфных модификаций, возможность твердофазной аморфизации и последующей рекристаллизации при термическом отжиге позволяют управлять электронными свойствами молибдатов редкоземельных элементов (РЗЭ).

Целью настоящей работы было получение монокристаллов  $Gd_2(MoO_4)_3$ , легированных небольшой концентрацией Eu и находящихся в метастабильной  $\beta'$ - фазе, с последующим исследованием влияния высокого давления и термообработки на спектральные и структурные характеристики таких образцов.

Предложен новый метод детектирования оптических свойств молибдатов РЗЭ, свечение которых либо отсутствует, либо, как в ГМО, наблюдается в неудобной для регистрации области спектра. Даже самая длинноволновая полоса фотолюминесценция  $Gd^{3+}$ , соответствующая переходу  ${}^6P_{7/2} \rightarrow {}^8S_{7/2}$  имеет максимум при  $\sim 311$  нм и находится вблизи красной границы оптического поглощения ГМО ( $\lambda_k \sim 300$  нм). При аморфизации  $\lambda_k$  значительно сдвигается в область меньших энергий, поэтому люминесценция  $Gd^{3+}$  оказывается в области фундаментального поглощения и свечение не наблюдается.

Для изучения изменения электронной структуры, спектральных и структурных характеристик молибдатов РЗЭ при термобарических воздействиях целесообразно использовать структурно – чувствительные и оптически активные  $Re^{3+}$  – ионы («метки»), свечение которых находится в области прозрачности всех структурных модификаций образца. Для молибдата гадолиния таким требованиям, несомненно, удовлетворяют  $Eu^{3+}$  – ионы, основные максимумы свечения которых находятся в области длин волн 612-616 нм. Так как ГМО и ЕМО изоструктурны, то имеется уникальная возможность получения твердого раствора  $Gd_{2-x}Eu_x(MoO_4)_3$  и изучения, при малых концентрациях европия, влияния структурного состояния на спектральные характеристики и электронные свойства молибдата гадолиния.

Установлено однозначное соответствие между структурным состоянием и спектральными характеристиками молибдата гадолиния, легированного европием. Показано, что в спектрах люминесценции каждой кристаллической ( $\alpha$  и  $\beta'$ ) фазе соответствует свой определенный набор узких спектральных линий. При воздействии на ГМО:Eu высокого всестороннего давления (9 ГПа в течение 7 суток при 300К) вместо узких линий возникают широкие бесструктурные полосы. Красная граница оптического поглощения при аморфизации ГМО:Eu значительно сдвигается (на  $\sim 1.1$  эВ) в область меньших энергий.

Под действием высокого всестороннего давления монокристаллические образцы молибдата гадолиния, легированного европием (ГМО:Eu), переходят в структурно – неод-

народное состояние, оставаясь при этом оптически прозрачными без видимых нарушений сплошности. Они содержат доминирующую по объему аморфную часть и небольшое количество сильно неупорядоченного кристалла – фазы высокого давления (ФВД). Об этом свидетельствуют результаты рентгено – дифракционных исследований, полученных для монокристаллов GMO:Eu, подвергнутых барическим воздействиям (P-GMO). Дифракционная картина состоит из серии диффузных колец, соответствующих аморфной составляющей и, расположенных только внутри первого диффузного кольца, небольшого количества пиков, отвечающих ФВД.

Методами ИК–спектроскопии и рентгеноструктурного анализа исследован эффект воздействия всестороннего высокого давления на монокристаллы  $\beta'$ -фазы молибдата гадолиния, легированного европием, различной кристаллографической ориентации. В работе использовались две ориентации образца: поверхность  $3 \times 3 \text{ мм}^2$  параллельна плоскостям (100) и (001) – а и с – срезы соответственно.

Спектры P-GMO радикально изменяются по сравнению с ИК–спектрами исходных монокристаллических образцов – вместо узких линий появляются широкие бесструктурные полосы, в спектре отражения от а–среза исчезает полоса  $985 \text{ см}^{-1}$ , наблюдавшаяся в исходном кристалле (в ИК – спектре отражения от с – среза эта полоса отсутствует как в исходном, так и в подвергнутом высокому давлению кристалле). Кроме того в обоих ИК – спектрах отражения от а и с – срезов образцов, подвергнутых барическим воздействиям, присутствует полоса  $\sim 600 \text{ см}^{-1}$ . Она соответствует ФВД. Следует обратить внимание, что, несмотря на явные различия спектров ИК отражения от а и с – срезов исходных образцов, после воздействия высокого давления они полностью совпадают.

Отжиг P-GMO при  $T=550 \text{ }^\circ\text{C}$  приводит практически к полному восстановлению исходных ИК – спектров отражения от а– и с– срезов: вновь появляются узкие линии и, что особенно важно, восстанавливается полоса  $985 \text{ см}^{-1}$  в ИК –спектре отражения от а – среза. На основании этих результатов сделан вывод о том, что отжиг при  $550 \text{ }^\circ\text{C}$  P-GMO приводит к восстановлению монокристалла, ориентация которого совпадает с ориентацией исходного образца. Такое поведение кристаллов, подвергнутых высокому всестороннему давлению, можно назвать долговременной или «замороженной» памятью.

Методами рентгеноструктурного анализа исследована структура монокристаллов GMO:Eu, подвергнутых высокому давлению, и отожженных при температурах  $200 - 550 \text{ }^\circ\text{C}$ . Показано, что при увеличении температуры отжига происходит уменьшение количества ФВД и увеличение  $\beta'$ -фазы. Отжиг P-GMO при  $550 \text{ }^\circ\text{C}$  приводит к полному переходу подвергнутого высоким давлениям GMO:Eu в монокристаллическую  $\beta'$ -фазу GMO. Ориентация осей а, b и с элементарных ячеек исходной  $\beta'$ -фазы, фазы высокого давления и  $\beta'$ -фазы, возникающей после отжига P-GMO совпадают. Это является прямым доказательством того, что отжиг при  $550 \text{ }^\circ\text{C}$  монокристаллов GMO, подвергнутых высоким давлениям, приводит к возникновению монокристаллической фазы, ориентация которой совпадает с ориентацией исходного кристалла.

Предложен механизм образования монокристаллической  $\beta'$ -фазы GMO, основанный на предположении о том, что центрами кристаллизации  $\beta'$ -GMO являются распределенные по объему образца «островки» фазы высокого давления, сохранившие «память» об исходной структуре монокристалла  $\beta'$ -GMO.

Модификация структуры транспортных каналов в стеклах системы  
 $\text{Ag}_2\text{GeS}_3\text{-AgI}$

Мороз Николай Владимирович

Соискатель

Национальный университет водного хозяйства и природопользования, факультет  
землеустройства и геоинформатики, Ривне, Украина

E-mail: riv018@i.ua

Стеклообразные сплавы разреза  $\text{Ag}_2\text{GeS}_3\text{-AgI}$  системы  $\text{Ag-Ge-S-I}$  получены в интервале концентраций 0-55 мол.%  $\text{AgI}$  [2]. Они являются чисто ионными проводниками по катионам  $\text{Ag}^+$  [3]. Методом ЯМР установлен эстафетный механизм дрейфа  $\text{Ag}^+$  посредством  $\text{I}^-$  [4]. Увеличение доли  $\text{AgI}$  сопровождается существенным приростом электропроводности. Максимальное значение свойственно сплаву  $0.477\text{Ag}_2\text{GeS}_3\text{-}0.523\text{AgI}$  ( $\sigma=0.6 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$  при 297К). Цель настоящей работы: исследовать возможность изменять линейную плотность атомов галогена стеклообразных материалов разреза  $\text{Ag}_2\text{GeS}_3\text{-AgI}$  вдоль транспортных каналов, определить параметры электро- и массопереноса модифицированных сплавов.

Электропроводность стекол исследована в интервале температур 250-430К на постоянном токе зондовым методом. Для измерений использовали электрохимические ячейки (ЭХЯ) трех типов: а)  $\text{Ag|стекло|Ag}$ , б)  $\text{Ag|стекло|Ag}_3\text{SBr|Ag}$ , в)  $\text{Ag|стекло|Ag}_3\text{SI|Ag}$  с зондами  $\text{Ag|стекло}$ . Конструктивно ЭХЯ представляет собой фторопластовую основу  $10*10*45$  мм со сквозным по длине отверстием диаметром 2 мм. Боковая сторона ячеек, в центральной части, содержит три зонда. Расстояние между зондами составляет 5 и 10 мм. Порошкообразные (размер частиц  $\sim 5$  мкм) составляющие ячеек впрессовывали в отверстие до значений плотности  $\rho = (0.93 \pm 0.02)\rho_0$ , где  $\rho_0$  - экспериментально определенная плотность литого сплава. Длина стеклообразных сплавов в ЭХЯ составляла  $\sim 33\text{-}35$  мм, слоев  $\text{Ag}_3\text{SBr}$  и  $\text{Ag}_3\text{SI}$   $\sim 3\text{-}4$  мм. Слои  $\text{Ag}_3\text{SBr}$  и  $\text{Ag}_3\text{SI}$  служили источником анионов галогенов в процессе электро- и массопереноса. ЭХЯ включали в электрическую цепь последовательно так, что левый по схеме электрод находился под более высоким потенциалом. Удельную электропроводность сплавов рассчитывали по закону Ома для неоднородного участка цепи. При этом использовали экспериментальные значения величины тока в цепи, разности потенциалов, величины и знака э.д.с. поляризации как функции температуры для трёх расстояний между зондами ячеек. Изменения однородности впрессованных материалов по длине ячеек при электро- и массопереносе изучены на отдельных ячейках г), аналогичных по структуре к ячейкам а). Их боковая сторона содержит совокупность зондов  $\text{Ag|стекло}$  по всей длине образцов. Зондовыми исследованиями на таких ячейках установлено наличие анионной ( $\text{Br}^-$ ,  $\text{I}^-$ ) составляющей электропроводности. Анионы галогенов выполняют две функции: непосредственно принимают участие в электро- и массопереносе, а также обеспечивают футеровку транспортных каналов.

Для сплава конкретного состава в ячейках а), б) и в) экспериментальные зависимости  $\ln(\sigma T) = f(1/T)$  в интервале температур 250-350 К имеют вид прямых с различными значениями энергии активации  $\Delta E$  и удельной электропроводности  $\sigma$ . Выше 360-380К наблюдается уменьшение прироста  $\sigma$  при нагреве на 1К. Числовые значе-

ния  $\Delta E$  (эВ) и  $\sigma$  ( $\text{Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$ ) при  $T=300\text{К}$  для исследованных сплавов составляют:  $\text{Ag}_2\text{GeS}_3$  0.315, 0.0236 (ячейка а)); 0.325, 0.0312 (ячейка б)); 0.340, 0.0330 (ячейка в)) соответственно.  $0.7\text{Ag}_2\text{GeS}_3-0.3\text{AgI}$ : 0.300, 0.108 (ячейка а)); 0.301, 0.120 (ячейка б)); 0.297, 0.124 (ячейка в)).  $0.5\text{Ag}_2\text{GeS}_3-0.5\text{AgI}$ : 0.260, 0.305 (ячейка а)); 0.260, 0.287 (ячейка б)); 0.261, 0.316 (ячейка в)). Различие в значениях  $\Delta E$  и  $\sigma$  для ячеек а), б) и в) обусловлены участием в электро- и массопереносе двух типов носителей заряда  $\text{Ag}^+$ ,  $\text{Br}^- (\text{I}^-)$ , и вписываются в модель эстафетного перемещения носителей тока по футерованным галогеном транспортных каналах [4]. Неаррениусовый вид зависимости  $\ln(\sigma T) = f(1/T)$  выше 360-380К обусловлен уменьшением концентрации носителей тока вследствие возрастания вероятности образования нейтральных молекул галогенидов серебра в центральной части ячеек. Увеличение линейной плотности галогенов вдоль каналов ведет к изменению дрейфовой скорости катионов  $\text{Ag}^+$ , и как следствие - к изменению значений  $\sigma$  исследованных материалов. В зависимости от величины модификации исходной геометрии транспортных каналов возможно как увеличение, так и уменьшение электропроводности сплавов.

### Литература

1. Иванов-Шиц А.К., Мурин И.В. Ионика твердого тела. Ч. 1. СПб., 2000.
2. Carette B., Maurin M., Ribes M. et all. Ionic conductive sulfide-based  $\text{M}_2\text{S}-\text{GeS}_2-\text{MI}$  ( $\text{M} = \text{Li}, \text{Ag}$ ) glass systems. Their use in solid state batteries // Solid State Ionics, 9-10, pp. 655-658 (1983).
3. Robinel E., Carette B., Ribes M. Silver sulfide based glasses (I): glass forming regions structure and ionic conduction of glasses in  $\text{GeS}_2-\text{Ag}_2\text{S}$  and  $\text{GeS}_2-\text{Ag}_2\text{S}-\text{AgI}$  systems // J. Non-Cryst. Solids. 1983. V.57. N.1. P. 49-58.
4. Roos J., Brinkmann D., Mali M., Pradel A., Ribes M.  $(\text{AgI})_x (\text{Ag}_2\text{S GeS}_2)_{1-x}$  glasses studied by  $^{109}\text{Ag}$  NMR // Solid state ionics. 1988. V. 28-30. Is. 1. P. 710-712.

### Слова благодарности

Автор выражает благодарность своему научному руководителю проф. Миколайчуку А.Г. за помощь к подготовке тезисов.

**РЕЗОНАНСНАЯ ДИФРАКЦИЯ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В  
КРИСТАЛЛАХ, МОДУЛИРОВАННЫХ УЛЬТРАЗВУКОВЫМИ  
ВОЛНАМИ**

*Мулявко Григорий Тимофеевич*

*Аспирант*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический  
факультет, Москва, Россия  
E-mail: muliavko@yandex.ru*

Резонансная дифракция синхротронного излучения является перспективным и интенсивно развивающимся методом исследования структуры и свойств кристаллов [1-2]. Анизотропные свойства рассеяния рентгеновского излучения проявляются в области энергий, близких к краям поглощения атомов в веществе, что делает метод селективным по отношению к его химическому составу. При этих резонансных энергиях амплитуда рассеяния излучения обладает тензорными свойствами и сильно зависит от локального окружения резонансного атома, поэтому резонансная дифракция рентгеновского излучения очень чувствительна к изменениям локального окружения рассеивающих атомов. Даже искажения локального окружения, вызванного тепловыми колебаниями достаточны для того, чтобы возникали термоиндуцированные «запрещенные» отражения, обнаруженные экспериментально в кристаллах германия (Ge) [3-5].

Данная работа посвящена изучению влияния деформации, возникающей при ультразвуковом возбуждении кристалла, на интенсивность, энергетическую и азимутальную зависимость «запрещенных» отражений, существующих при энергиях падающего излучения, близких к краям поглощения в кристаллах. Резонансный структурный фактор может содержать мультипольные вклады, часть из которых может оставаться запрещенной вследствие симметрии кристалла. Наложение акустической волны может приводить к понижению симметрии системы за счет деформации, вследствие чего могут возникать вклады в структурный фактор, запрещенные в отсутствие возмущения. При этом может возникать усиление интенсивности «запрещенного» отражения, а также изменение формы его энергетической и азимутальной зависимости.

В работе реализована компьютерная модель кристалла германия (Ge) с помощью программы FDMNES. С помощью компьютерного моделирования был проведен анализ влияния однородной деформации, возникающей вследствие возбуждения акустических колебаний, на интенсивность, энергетические спектры и азимутальную зависимость «запрещенных» отражений в кристалле германия (Ge). Было обнаружено, что вследствие однородной деформации изменяется симметрия кристалла и, могут сниматься запреты на существование мультипольных вкладов в атомный фактор. Для кристалла германия были рассчитаны смещения атомов в элементарной ячейке, вызванные ультразвуковыми деформациями. Расчеты произведены на суперкомпьютере МГУ имени М.В. Ломоносова Skiff и суперкомпьютере Физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова Crysant.

**Литература**

1. Дмитриенко В.Е., Овчинникова Е.Н. // Кристаллография. 2003. Т. 48. № 6. С. S1.
2. Collins S.P., Laundry D., Dmitrienko V.E, et al. // Phys. Rev. B. 2003. V. 68. P. 064110.
3. Hodeau J.L., Favre-Nicolin V., Bos S. et al. // Chem. Rev. 2001. V. 101. P. 1834.
4. Kirfel A., Grybos J., Dmitrienko V.E. // Phys. Rev. B. 2002. V. 66. P. 165202.
5. Kokubun J., Kanazava M., Ishida K., Dmitrienko V.E. // Phys. Rev. B. 2001. V. 64. P. 073203.

# Теоретический анализ особенностей рентгеновского метода фазового контраста Цернике при использовании преломляющих линз и зонных пластинок<sup>1</sup>

Орлов Михаил Андреевич<sup>2</sup>

аспирант

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

E-mail: mikhorlov@yandex.ru

С появлением синхротронных источников 3-го поколения, характеризующихся высокой степенью пространственной когерентности рентгеновских пучков, жесткое рентгеновское излучение стало активно использоваться для исследования внутренней структуры слабопоглощающих некристаллических объектов. В частности, был развит метод фазового контраста, позволяющий существенно снизить дозу поглощенного излучения, что имеет первостепенную важность, например, при исследовании медико-биологических образцов. Один из основных недостатков данного метода заключается в том, что он слабо чувствителен к плавным изменениям плотности исследуемых образцов. Этой проблемы можно избежать, если применить в жестком рентгеновском диапазоне известный из оптики видимого света метод фазового контраста Цернике. В данной работе проводится теоретический анализ возможностей такого применения. Рассматривались две разновидности схемы Цернике: с преломляющей линзой и с зонной пластинкой в качестве фокусирующего элемента. Фазосдвигающая четвертьволновая пластинка ставилась в области изображения точечного источника.

Анализ проводится методом численного моделирования эксперимента. В расчетах использовались параметры пучков, характерные для источников синхротронного излучения 3-го поколения (ESRF, APS, SPring-8). Перенос излучения в воздухе вдоль оптической оси, параллельной оси  $z$ , описывается с помощью одномерного пропагатора Кирхгофа  $P(x, z) = (i\lambda z)^{-1} \exp(i\pi x^2 / \lambda z)$ . Здесь ось  $x$  перпендикулярна оси  $z$ ,  $\lambda$  – длина волны излучения. Прохождение излучения через объекты учитывалось с помощью транспарантной функции  $T(x) = \exp(-i(2\pi/\lambda)[\delta - i\beta]t(x))$ , где параметры  $\delta$  и  $\beta$  есть части комплексного показателя преломления  $n = 1 - \delta + i\beta$  материала объекта,  $t$  – толщина образца вдоль пучка на координате  $x$ . Такое описание возможно вследствие малых продольных размеров образцов и соответствует приближению геометрической оптики. Численный расчет свертки пропагатора Кирхгофа с транспарантной функцией осуществлялся с помощью метода быстрого преобразования Фурье.

В результате расчетов было показано, что метод Цернике в жестком рентгеновском излучении с линзой в качестве объектива может быть успешно применен для образцов с размерами более 0.1 мкм вдоль и 1 мкм поперек пучка. Зонная пластинка также позволяет восстанавливать структуру объектов, однако обеспечивает меньшее разрешение. Для улучшения качества изображения необходимо учитывать специфику фокусирующих элементов. Из результатов работы следует, что метод формирования изображений прозрачных объектов в жестком рентгеновском диапазоне по схеме Цернике является перспективным и требует дальнейшей разработки.

## Литература

1. Кон В.Г. К теории рентгеновской преломляющей оптики. Точное решение для параболической среды. Письма в ЖЭТФ (2002), том 76, вып. 10, с. 701-704.
2. Snigirev A., Snigireva I., Kohn V., Kuznetsov S., Schelokov I. On the possibilities of x-ray phase contrast microimaging by coherent high-energy synchrotron radiation. Rev. Sci. Instrum. (1995) vol. 66, N. 12, p. 5486-5492.
3. Snigirev A., Kohn V., Snigireva I., Lengeler B. A compound refractive lens for focusing high-energy X-rays. Nature (1996) vol. 384, N. 6604, p. 49-51.

<sup>1</sup> Тезисы доклада основаны на материалах работ, проведенных в рамках гранта Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 09-02-12239-офи\_м).

<sup>2</sup> Автор выражает признательность д.ф.-м.н. Кону В.Г. за помощь в выполнении работы.

**Влияние температуры на реологические характеристики раствора  
полимера и ПАВ**

*Плетнева Вера Анатольевна*

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический  
факультет, Москва, Россия  
E-mail: pletneva.vera@gmail.com*

Олеат калия - поверхностно-активное вещество, способное образовывать цилиндрические мицеллы длиной до нескольких микрон в водных растворах в присутствии соли [1]. Такие мицеллы могут переплетаться между собой с образованием сетки зацеплений, в результате чего раствор олеата калия приобретает вязкоупругие свойства [2]. При нагревании увеличиваются тепловые колебания молекул в мицеллах, цепи чаще рвутся, и их средняя длина уменьшается [3]. Это приводит к существенному понижению вязкости растворов. Интервал температур, в котором сохраняются высокие значения вязкости растворов олеата калия, может быть расширен, если часть мицеллярных цепей заменить на полимерные. Показано, что добавление гидрофобно-модифицированного полиакриламида (ГМ ПАА) приводит к образованию общей сетки из полимерных и мицеллярных цепей, при этом боковые гидрофобные звенья ГМ ПАА проникают в мицеллы и образуют дополнительные сшивки.

Таким образом, целью данной работы является исследование влияния небольших добавок полимера на изменение реологических характеристик вязкоупругого водного раствора цилиндрических мицелл ПАВ при нагревании. Получены зависимости вязкости растворов «чистого» олеата калия и его смеси с ГМ ПАА от скорости сдвига при различных температурах (20-70 С). Показано, что в обоих случаях вязкость растворов падает при нагревании, причем величина энергии активации вязкого течения не зависит от присутствия полимера. В то же время при всех исследованных температурах вязкость растворов в присутствии полимера существенно выше, чем в его отсутствие.

Таким образом, благодаря добавлению ГМ ПАА, растворы олеата калия сохраняют вязкоупругие свойства до более высоких температур.

**Литература**

1. Hassan P.A., Raghavan S.R., Kaler E.W.: Microstructural Changes in SDS Micelles Induced by Hydrotropic Salt // Langmuir. 2002. V.18. P. 2543-2548.
2. Raghavan S.R., Kaler E.: Highly Viscoelastic Wormlike Micellar Solutions Formed by Cationic Surfactants with Long Unsaturated Tails // Langmuir. 2001. V.17. P.300-306.
3. Shashkina J.A., Philippova O.E., Zaroslov Yu.D., Khokhlov A.R., Pryakhina T.A., Blagodatskikh I.V.: Rheology of Viscoelastic Solutions of Cationic Surfactant. Effect of Added Associating Polymer // Langmuir. 2005. V.21. P.1524-1530.

**Иллюстрации**

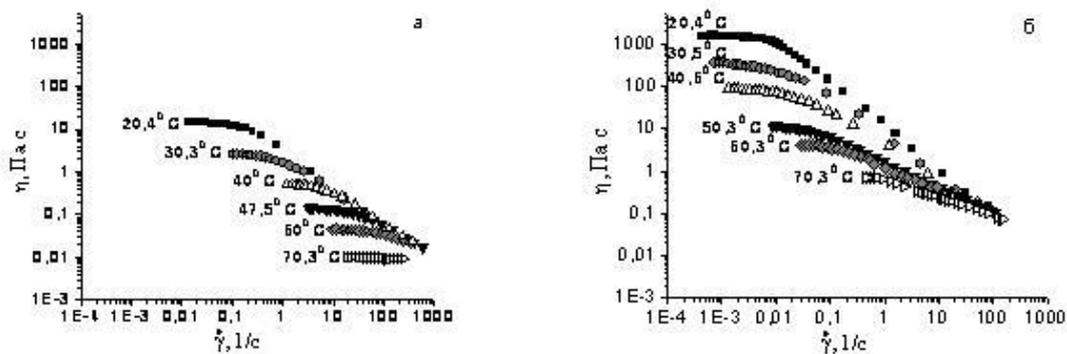


Рис. 1: Зависимость вязкости 1 вес. %-ого раствора олеата калия (а) и раствора, содержащего 1 вес. % олеата калия и 0,3 вес. % ГМ ПАА (б) от скорости сдвига при различных температурах. Растворитель: 6 вес. %-ный раствор КСl в воде.

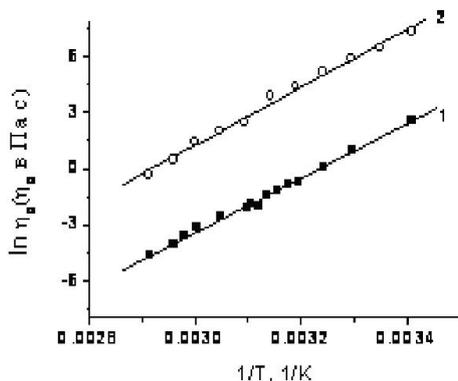


Рис. 2: Зависимость вязкости при нулевой скорости сдвига от температуры в аррениусовских координатах для 1 вес. %-ного раствора олеата калия (1) и его смеси с 0,3 вес. % ГМ ПАА (2). Растворитель: 6 вес. %-ный раствор КСl в воде.

**Комплексные исследования наномагнетита, диспергированного в неполярный органический растворитель с помощью синхротронного излучения и нейтронов.**

***Порохова Александра Владимировна***

*Соискатель*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия  
E-mail: avp@srd.sinp.msu.ru*

Магнитные наночастицы становятся объектом интенсивного изучения в стремительно развивающихся областях современных нанотехнологий, включая наноэлектронику и биомедицину [1,2]. Синтез таких частиц осуществляется с помощью реакции конденсации между солями двух- и трехвалентного железа, после которой образуется магнетит ( $Fe_3O_4$ ) с размером частиц в диапазоне 2-20 нм. В результате данной процедуры часто получают стабильные в течение длительного времени коллоидные дисперсии наномагнетита – магнитные жидкости (МЖ) [3-5], где магнитные наночастицы покрываются слоем поверхностно-активного вещества (ПАВ) для предотвращения их агрегации в различных условиях. Размер частиц соответствует однодоменному магнитному состоянию частиц, что определяет суперпарамагнитное поведение МЖ во внешнем магнитном поле.

Хорошо известно [3], что одним из лучших стабилизаторов наночастиц магнетита в магнитных жидкостях на основе неполярных органических растворителей является олеиновая кислота, ненасыщенная монокарбоновая кислота с изломом в середине углеродного хвоста  $C_{18}$  из-за двойной связи (так называемая  $\omega$ -9 ненасыщенная кислота). Несмотря на широкое использование данного ПАВ в синтезе МЖ, нет полного понимания, какие структурные факторы с точки зрения эффективности стабилизации отличают эту кислоту от ее линейного аналога – насыщенной стеариновой кислоты, которая рассматривается как плохой стабилизатор МЖ [3,6].

Недавно [7] было обнаружено, что более короткие насыщенные монокарбоновые кислоты обладают более высокой стабилизационной эффективностью, чем стеариновая кислота. В настоящей работе исследуется влияние ПАВ на конечные параметры функции распределения магнетита по размерам в жидкости, приготовленных по классической процедуре с использованием насыщенных монокарбоновых кислот и ненасыщенной олеиновой кислоты. При синтезе МЖ на основе декалина (объемная доля диспергируемого магнетита около 1) использованы кислоты с различной длиной углеродной цепи от  $C_{12}$  до  $C_{18}$ , включая лауриновую, миристиновую, пальмитиновую и стеариновую кислоты. Методом малоуглового рассеяния рентгеновских лучей и малоуглового рассеяния нейтронов, а также на основе данных рентгеновской дифракции показано, что использование насыщенных кислот приводит к уменьшению среднего размера для магнетита в МЖ и более узким функциям распределения частиц по размеру. По-видимому, это происходит в результате разной организации насыщенных кислот и олеиновой кислоты на поверхности магнетита. Если олеиновая кислота эффективно стабилизирует практически весь наномагнетит, производимый в реакции конденсации, то насыщенные кислоты стабилизируют только фракцию мелких частиц (размер менее 10 нм). При

этом наблюдается существенная разница в стабилизационной эффективности между насыщенными кислотами, причины которой возможно связаны с влиянием различной агрегации используемых ПАВ [8] во время приготовления.

Таким образом, совместное использование синхротронного излучения и нейтронов для диагностики наночастиц в коллоидных растворах позволило получить взаимодополняющий набор данных, необходимых для понимания и объяснения физико-химических явлений, происходящих в магнитных жидкостях.

Работа была выполнена при поддержке совместного гранта РФФИ - объединение им. Гельмгольца, Германия, совместные исследовательские группы (HRJRG-016).

### Литература

1. Zeng H., Li J., Liu J.P., Wang Y.L.; Sun S. // Nature, 2002, v. 420, p. 395.
2. Duguet E., Vasseur S., Mornet S., et al. // Nanomedicine, 2006, v. 1, p. 157.
3. Rosensweig R.E. Ferrohydrodynamics // Cambridge University Press, 1985.
4. Berkovski B (Ed.) Magnetic fluids and Applications Handbook //New York: Beggel House, 1996.
5. Odenbach S. (Ed.) Ferrofluids. Magnetically controllable fluids and their applications. // Lecture Notes in Physics, 2002, v. 594, p. 233.
6. Tadmor R., Rosensweig R.E., Frey J., Klein J. // Langmuir, 2000, v. 16, p. 9117. Avdeev M.V., Bica D., Vekes L., et al. // J. Mag. Mag. Mater., 2007, v. 311, p. 6.
7. Rasa M. // Eur. Phys. J., 2000, v. 2, p. 265.

### Слова благодарности

Автор выражает глубокую благодарность своему научному руководителю профессору, д.ф.-м.н. В.Л. Аксенову и коллегам по работе к.ф.-м.н. М.В. Авдееву, к.ф.-м.н. Я.В. Зубавичусу, А.А. Велигжанину, профессору Л. Векашу за помощь в реализации этого исследования.

**ВХОЖДЕНИЕ ИОНОВ ТИТАНА В СТРУКТУРУ СИНТЕТИЧЕСКОГО  
И ПРИРОДНОГО АЛМАЗА**

*Рахманова Мариана Ивановна*

*Аспирант*

*Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН, Физический  
факультет, Новосибирск, Россия*

*E-mail: rakhmanova\_m@mail.ru*

Известно, что для получения кристаллов алмаза с пониженным содержанием азота используются геттеры азота, в частности титана. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) кристаллов природного алмаза, извлеченных из эклогита, являющегося средой для образования и роста алмазов, характеризуются электронно-колебательными системами S1 (БФЛ 503.4 и 510.7 нм) и 440.3 нм, ЭПР аналогами которых являются центры ОК1 и N3. Типичный ИК спектр этих образцов содержит пики 1050, 1140, 1240 и 1274 см<sup>-1</sup> в области проявления C-N колебаний. Рентгенофазовый анализ химического состава образца эклогита показал высокое содержание окиси титана. С учетом этих данных, а также данных анализа ЭПР спектров были предложены возможные модели образования центров S1/ОК1 и 440.3/ N3 с участием ионов титана. Для проверки этого предположения в работе предпринята попытка создать центры S1 и 440.3 нм в синтетических кристаллах алмаза. Были выращены кристаллы алмаза (ИГиМ СО РАН) в железо-никелевой среде с добавлением соединений титана, которые подверглись НРНТ обработке (1950°С, P=70 ГПа, 30 мин.). В спектрах ФЛ алмаза, выращенных с повышенным содержанием титана в ростовой среде, зарегистрирована система 440.3 нм (Рис.1), что связано с возможным входением ионов титана в структуру центра.

Центр 440.3/ N3 имеет электронное состояние с спином S=1/2 и разрешенную сверхтонкую структуру от одного атома азота. Это позволило предложить модель центра (Рис. 2а). Что касается модели центра S1/ОК1, то, исходя из данных анализа СТС спектра ЭПР этого центра, предполагается входение иона титана в положение двойной полувакансии с атомом азота в первой координационной сфере (Рис. 2б).

Таким образом, получены данные, подтверждающие, входение ионов титана в структуру решетки алмаза с образованием центров 440.3/ N3 и S1/ОК1. Полученные результаты имеют значение при рассмотрении вопросов, связанных с генезисом природного алмаза.

### Иллюстрации

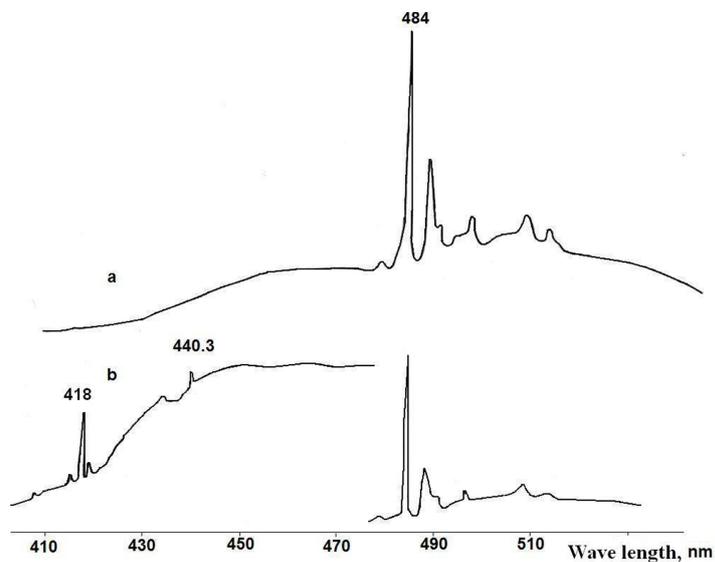


Рис. 1: Рис.1. Спектр ФЛ кристалла 5-73-00/3: а) до и б) после отжига при  $T=1950$  0С,  $P=70$  ГПа,  $t=30$  мин. Спектрометр ДФС-24,  $\lambda_{\text{возб}} = 313$  нм,  $T=80$  К.

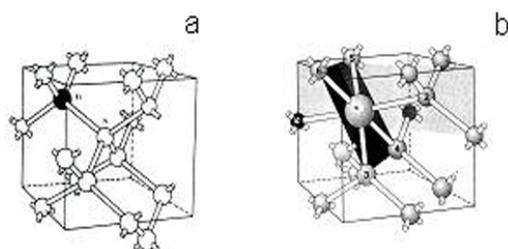


Рис. 2: Рис.2. Модели центров: а) N3/440.3 nm – титан в замещенном положении с одним атомом азота; б) ОК1/S1 – титан в структуре двойной полувакансии с одним атомом азота в первой координационной сфере.

**Особенности оптических и структурных характеристик композитов из нанокристаллов и органических молекул.****Салимов Илья Эркинович***Студент**Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,**Физико-химический факультет, Москва, Россия**E-mail: ilyushok@mail.ru*

Данная работа лежит в рамках проблемы исследования процессов, происходящих на контактах органических молекул и неорганических наночастиц, которые на сегодняшний день изучены очень слабо. Помимо получения принципиально новых знаний о природе взаимодействий между органикой и неорганикой на наноструктурном уровне, детальная информация об указанных процессах необходима для разработки эффективных методик детектирования и терапии вирусов и других патогенов внутри и вне организма. Кроме того, изучение образования и переноса электронных возбуждений в подобных системах предназначено для создания солнечных батарей со значительно улучшенной экономичностью генерации электроэнергии.

В данной работе исследуются композиты, состоящие из полупроводниковых наночастиц типа AII BVI (CdTe, ZnSe) со средним размером 20 нм и органических молекул полистирола и толуола. Изучаются особенности изменений в атомарной и электронной подсистемах при организации контактов между наночастицами и органическими молекулами на молекулярном уровне. Изменения атомарной и электронной структур композитов экспериментально определяются по колебательным спектрам (инфракрасная спектроскопия и рамановская спектроскопия), спектрам фотопроводимости, люминесценции, а также угловым зависимостям рентгеновской дифракции.

Из спектров, полученных при помощи инфракрасной спектроскопии, выявлены три следующих особенности:

1. Расщепление фоновый пика поглощения CdTe,
2. Усиление амплитуд колебаний органических молекул, частоты которых кратны частотам колебаний CdTe,
3. Заметное изменение соотношения амплитуд полос поглощения толуола в композите по сравнению с чистой пленкой, полученной из раствора полистирола в толуоле.

Перечисленные выше особенности свидетельствуют о сильных взаимодействиях наночастиц с органическими молекулами.

Указанные взаимодействия проявляются и в изменениях угловых зависимостей рентгеновской дифракции наночастиц при введении их в композит с органическими молекулами. В частности, выявляются изменения фазового состава полиморфных наночастиц CdTe при взаимодействии их с органическими молекулами в композите.

В дополнение к вышеуказанным данным в докладе описываются особенности светозлучательных и фотоэлектрических явлений в исследуемых композитах.

Заметные изменения наблюдаются и в характеристиках композитов органических молекул с наночастицами на основе селенида цинка.

Обсуждаются механизмы обнаруженных изменений атомарной и электронной структур наночастиц при их взаимодействиях с органическими молекулами. На основе полученных результатов предлагается методика обнаружения органических и биоорганических объектов разных типов (вирусов, наркотических веществ, взрывчатых веществ и т.д.) с помощью образования индуцированного контакта с полиморфными наночастицами. Так же предлагаются механизмы генерации и переноса электронных возбуждений, на основе которых возможно создание солнечных батарей принципиально нового типа.

**Оценка точности метода трехмерной катодолюминесцентной нанотомографии в РЭМ при определении толщин слоев политипов SiC.**

**Свиридов Александр Валерьевич**

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия  
E-mail: dady-djo@rambler.ru*

Данная работа посвящена определению толщин слоев политипов в образцах SiC с помощью неразрушающего метода трехмерной нанотомографии в растровом электронном микроскопе. Метод основан на следующих соображениях. Сначала в растровом электронном микроскопе в режиме цветной катодолюминесценции (ЦКЛ) получали КЛ изображения образца при различных ускоряющих напряжениях электронной пушки. При увеличении ускоряющего напряжения увеличивается вклад более глубоких слоев в формируемое изображение, так как более быстрые электроны проникают в образец на большую глубину, что является причиной более интенсивной люминесценции из глубины. Фактически, полученные картины являются интегральными характеристиками катодолюминесцентных свойств образца. Рассматривалась упрощенная модель образца, в которой считалось, что он состоит из слоев, имеющих четкие границы, а также обладающих постоянным, не меняющимся в пределах слоя значением квантового выхода. Далее при дополнительных допущениях для каждого малого участка поверхности (а математически для каждой точки изображений) решалась система интегральных уравнений, где по известному набору интенсивностей находились квантовые выходы отдельных слоев, а также их толщины. Более подробно метод описан в [1].

Для реализации указанного метода написана новая компьютерная программа, считающая толщины слоев политипов. В программе предусмотрена возможность дальнейшего усовершенствования алгоритма посредством увеличения разрядности данных, уменьшения уровня шума через усреднение набора картин, полученных в одних и тех же экспериментальных условиях, исправления недостатков измерительной аппаратуры, вызывающих изменение масштаба и относительный поворот изображений. Программа имеет удобный графический интерфейс.

Для оценки точности метода было предложено сделать тестовый образец, представляющий собой структуру из нескольких слоев разных политипов. На образце ионным пучком сделан косой срез поверхности под небольшим углом примерно  $5-10^\circ$ , вследствие чего глубинные слои политипов оказались на поверхности. Полученная структура изучалась в РЭМ методом ЦКЛ при малых энергиях пучка, были оценены толщины слоев политипов. Другой независимый способ оценки точности состоял в том, что ионным пучком вырезался перпендикулярно к поверхности тонкий кусок образца, содержащий все слои политипов. Далее толщины слоев политипов оценивались в просвечивающем электронном микроскопе.

Данные о толщинах слоев политипов, полученных методом трехмерной нанотомографии, были сравнены с прямыми измерениями в указанных выше экспериментах. Полученные результаты подтвердили правильность оценок погрешности метода трех-

мерной катодолуминесцентной нанотомографии, которые были получены ранее с помощью компьютерного моделирования.

### **Литература**

1. Saparin G.V, Obyden S.K, Ivannikov P.V. A Nondestructive Method for Three-Dimensional Reconstruction of Luminescence Materials: Principles, Data Acquisition, Image Processing. //Scanning. – 1996. - Vol.18. - №4. – p.281-290.
2. Saparin G.V, Obyden S.K, Ivannikov P.V, Shishkin E.B, Mokhov E.N, Roenkov A.D, Hoffman D.H. Three-Dimensional studies of SiC Polytype Transformations. //Scanning. – 1997. - Vol.19. - №4. - p.269-274.
3. Ivannikov P.V., Dronov S.V., Saparin G.V., Obyden S.K. Computer Modeling of Three-Dimensional Reconstruction Algorithm of Cathodoluminescence Material Properties, Analysis of Errors, and Optimization of Variable Parameters. //Scanning. – 2002. - Vol.24. - №3. - p.127-135.

**Режимы стабильности плазменно-дугового осаждения и свойства  
углеродного осадка.**

***Сердюков Антон Александрович***

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический  
факультет, Москва, Россия  
E-mail: aserdyukov@mail.ru*

Обнаруженные почти двадцать лет назад углеродные нанотрубки (УНТ) до сих пор привлекают большое внимание исследователей благодаря своим уникальным свойствам и большому потенциалу их практического использования.

Углеродные нанотрубки — цилиндрические молекулы, состоящие из одних лишь атомов углерода. Внешне выглядят как свёрнутая в цилиндр графитовая плоскость. Были открыты при исследовании продуктов, образующихся при электродуговом разряде в атмосфере гелия. Этот метод плазменно-дугового осаждения (ПДО) по сей день остаётся одним из самых популярных. Сущность метода состоит в получении УНТ в плазме дугового разряда, горячей в атмосфере гелия (или другого инертного газа), на технологических установках для получения фуллеренов. Однако здесь используются другие режимы горения дуги: низкие плотности тока дугового разряда, более высокое давление гелия ( 500 Торр), катоды большего диаметра.

Во время горения дуги в большинстве случаев на катоде образуется твёрдый депозит-осадок макроскопического размера. Он состоит из наносвязок — нитей длиной 1–3 мкм и диаметром 20–60 нм, содержащих 100–150 уложенных в гексагональную упаковку однослойных или многослойных нанотрубок. Нити наносвязок и отдельные нанотрубки часто образуют беспорядочную (а иногда и упорядоченную) сеть, похожую на паутину. Пространство этой паутины заполнено другими компонентами частиц углерода; поскольку электронная плазма дуги неоднородна, не весь графит идёт на строительство нанотрубок. Из большей части графитового анода образуются различные наночастицы или даже аморфный углерод, которые можно назвать общим словом — сажа.

Методы ПДО сталкиваются с рядом проблем. К таковым относится сравнительно слабая устойчивость долговременного горения плазмы, нестабильность конфигурации плазмы, слабая воспроизводимость процентного содержания УНТ в осадке.

Практическое использование замечательных свойств УНТ, например, в области создания сверхпрочных материалов затруднено в силу чрезвычайно малых размеров, а также весьма высокой стоимости получения УНТ. Наиболее эффективный путь к решению данной проблемы связан с созданием нанокомпозитов, содержащих некоторое, весьма небольшое количество УНТ, но существенно улучшающих свойства материала.

В данной работе исследуются режимы стабильного поддержания дуговой плазмы и, следовательно, стабильного осаждения углеродного депозита, содержащего высокий процент УНТ. В докладе описывается установка ПДО и результаты проведенной серии экспериментов по определению стабильных режимов поддержания плазмы в различных газовых средах и при различных давлениях. Установлено, что наиболее высокая стабильность горения плазмы достигалась в атмосфере Ar при давлении 200 – 600 мбар при напряжении между электродами 42-45 В и поддерживалась при расстоянии между

электродами до 3 см. В докладе детально анализируются режимы осаждения, зависимость процентного содержания УНТ от режимов ПДО и методов использования и вида катализаторов.

### **Литература**

1. Lijima, S. Helical microtubules of graphitic carbon / S. Lijima // Nature. – 1991. – Vol. 354, N 6348. – P. 56 – 58.

### **Слова благодарности**

Выражаю благодарность научному руководителю Чеченину Николаю Гавриловичу.

## Влияние примесей кобальта (Co) на атомную структуру и квантовые свойства золотых нанопроводов

**Смелова Е.М.**

*студент*

**Цысарь К.М.**

*аспирант*

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

*физический факультет, Москва, Россия*

*E-mail: smelova\_e\_m@mail.ru*

В последнее десятилетие особое внимание научных лабораторий всего мира уделяется исследованию одномерных структур – наноконтактов (НК) и нанопроводов (НП) [4]. Интерес к этим наноструктурам объясняется наличием у них ряда уникальных физических свойств, это и низкоразмерный магнетизм, и баллистическая квантовая проводимость, причем ток через наноконтакты может переноситься всего лишь одним электроном. Одним из основных направлений исследований является изучение проводимости НК и НП при наличии у них магнитных свойств, такие НК могут быть рассмотрены как спиновые фильтры, пропускающие ток с преимущественно одной спиновой поляризацией [5]. Особый интерес представляет изучение электронных свойств многокомпонентных наноструктур (смешанных НК и НП), в которых посредством изменения элементного состава появляется возможность управления электронными свойствами системы в целом (проводимостью, магнетизмом) [1]. Сплавление двух и более элементов на атомном уровне приводит к появлению новых уникальных и зачастую неожиданных свойств атомной и электронной структуры. Ввиду сложного характера межатомного взаимодействия в низкоразмерных структурах их электронные свойства в значительной степени зависят от атомной структуры и геометрии. В данной работе проводится исследование взаимосвязи свойств атомной и электронной структуры золотых НП в присутствии примесных атомов ферромагнитных элементов на примере атомов кобальта.

Расчеты выполнены методом первопринципной молекулярной динамики на основе теории функционала электронной плотности Томаса Ферми. Для вычислений была использована программа, итерационно решающая самосогласованную систему уравнений Кона-Шэма с использованием PAW - псевдопотенциалов в базисе плоских волн [2,6]. В вычислениях использовались приближения локальной плотности (ЛП) и обобщенного градиента (ОГ) потенциала обменно-корреляционного взаимодействия. Для интегрирования в обратном пространстве задавалась специальная сетка k-точек  $1 \times 1 \times 7$  по схеме, предложенной Монкхорстом и Паком [3].

Первоначально в работе было изучено взаимодействие одного примесного атома Co с Au НП (Рис.1(а)). Результаты расчетов показали, что встраивание примесных атомов Co в структуру золотых проводов является энергетически выгодным. При взаимодействии золотого провода с атомом Co его атомная структура искажается и становится зигзаговой (Рис.1(а)). При растяжении провода до межатомных расстояний, больших  $2.6 \text{ \AA}$ , примесный атом Co встраивается в провод и конфигурация НП возвращается к линейной (Рис.1(б)). В результате расчетов полной энергии системы было установлено, что взаимодействие с примесным атомом кобальта приводит к увеличению удельной энергии связи между атомами (Рис.2(а)). В связи с этим, в работе была рассмотрена модель смешанного Au-Co провода с несколькими встроенными примесными атомами Co на примере конфигурации  $\text{Au}_{0.5}\text{Co}_{0.5}$  (Рис.1(в)). Исследование показало, что равномерное смешение атомов золота и кобальта в проводе является энергетически выгодным. Конфигурация  $\text{Au}_{0.5}\text{Co}_{0.5}$  является стабильной. Расчеты полной энергии показали, что энергия связи атомов в смешанном проводе увеличивается (Рис.2(а)).  $\text{Au}_{0.5}\text{Co}_{0.5}$  провод, сжатый до межатомных расстояний, меньших  $2.5 \text{ \AA}$ , принимает зигзаговую конфигурацию

(Рис.1(в)). Аналогично случаю встраивания в структуру провода одного атома кобальта, при растяжении  $Au_{0.5}Co_{0.5}$  провода его структура вновь становится линейной (Рис.1(г)). Исследование электронных свойств системы  $Au_{0.5}Co_{0.5}$  показало, что в результате сильного взаимодействия атомов в проводе появляется гибридизация энергетических зон атомов Au и Co. В результате у смешанного провода проявляются магнитные свойства, в то время как чистый золотой НП является немагнитным. В смешанном проводе наблюдается неравномерное перераспределение локальных магнитных моментов на атомах золота и кобальта. Взаимодействие атомов золота с атомами кобальта приводит к появлению у них наведенного локального магнитного момента на атом  $\sim 0.1\mu B$ . Локальный магнитный момент атомов Co изменяется при растяжении-сжатии провода. Его величина зависит от межатомного расстояния в проводе (Рис. 2(б)).

### Литература

1. A. Enomoto et al., Quantized conductance in Au-Pd and Au-Ag alloy nanocontacts, Phys. Rev. B 65,125410 (2002)
2. G. Kresse et al., Efficient iterative schemes for ab initio total-energy calculations using a plane-wave basis set, Phys. Rev. B, 54:11169, (1996)
3. H.J. Monkhorst and J.D. Pack, Phys. Rev. B, 13, 5188 (1976)
4. V. Rodrigues et al., Real-time imaging of atomistic process in one-atom-thick metal junctions, Phys. Rev. B, 63, 073405 (2001)
5. J. Fernández-Rossier et al., Transport in magnetically ordered Pt nanocontacts, Phys. Rev. B, 72, 224418 (2005)
6. P. Blochl, Projector augmented-wave method. Phys. Rev. B, 50, 17953 (1994)

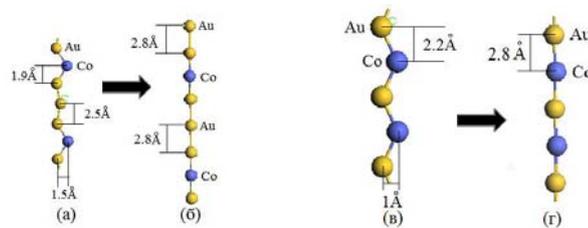


Рис.1 Конфигурации Au НП с примесными атомами Co: один атом Co (а) зигзаговая конфигурация; (б) линейная конфигурация; смешанный провод  $Au_{0.5}Co_{0.5}$  (в) зигзаговая конфигурация, (г) линейная конфигурация.

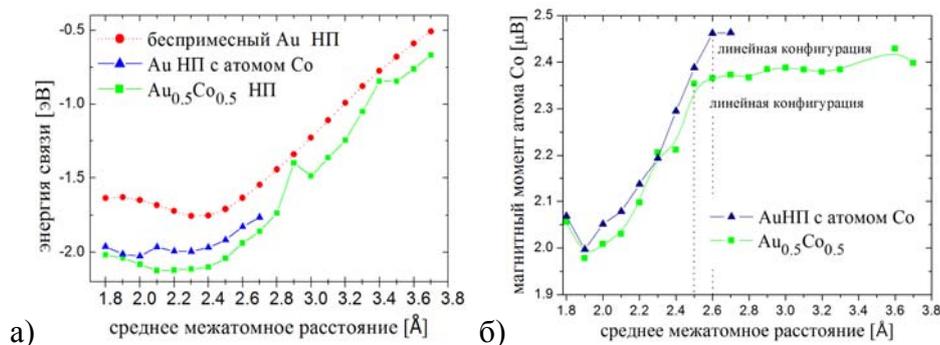


Рис.2 (а) зависимость удельной энергии связи от среднего межатомного расстояния; (б) зависимость локального магнитного момента атомов Co от среднего межатомного расстояния

**Исследование из первых принципов образования водород – вакансионных комплексов в палладии****Супрядкина Ирина Анатольевна**

Студент

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия  
E-mail: irinasupriadkina@mail.ru

Система «палладий - водород» активно изучается уже несколько десятков лет. Данный интерес вызван тем, что палладий способен растворять в своем объеме значительное количество водорода (до 10% от массы) и удерживать его продолжительный период времени. В промышленности палладий применяется в качестве мембран для глубокой очистки водорода от примесных газов. Степень очистки водорода при этом достигает 99,98%. В связи с этим актуален вопрос об изучении дефектов, образующихся в палладии при наводороживании, приводящих к его охрупчиванию. Основная задача состояла в проведении исследований для изучения фундаментальной проблемы физики конденсированного состояния вещества, связанной с определением основных особенностей возникновения устойчивых дефектных структурных состояний - комплексов «водород – дефект» в матрице металла.

В данной работе первопринципным методом в рамках теории функционала электронной плотности проведено систематическое исследование водород-вакансионных комплексов в кристаллическом массиве палладия, была получена энергия связи пары «водород – вакансия» ( $H - Vac$ ). В результате проведенных расчетов определено, что водород и одиночная вакансия (моновакансия) взаимодействуют друг с другом в палладии с энергией  $\sim -0,2$  эВ и формируют устойчивый дефектный комплекс  $H - Vac$ . Кроме этого установлено, что комплексам  $H - Vac$  энергетически выгодно объединяться и образовывать кластеры.

С помощью программного расчета были рассмотрены три конфигурации группировки димерных пар «водород – вакансия». Первая конфигурация отвечает взаимному расположению двух комплексов «водород – вакансия» в одной плоскости с одинаковой ориентацией димеров, вторая – с различной ориентацией, третья описывает взаимное расположение пар водород – вакансия в перпендикулярных плоскостях. Теоретический анализ ромбической ячейки размером  $4 \times 4 \times 4$  показал, что формирование плоского кластера  $H_2 - Vac_2$  энергетически более выгодно. Проведенный анализ согласуется с экспериментом [1], в котором при водородной сорбции в структуре палладия с вакансиями наблюдается образование плоских дефектов, что объясняет явление охрупчивания. Кроме этого было проведено дополнительное теоретическое исследование возможности образования более сложных дефектных структур с учетом множественного заполнения водородом одиночной вакансии ( $H_6 - Vac$ ) [2], а также возможности образования вакансионных кластеров ( $Vac_n$ ) в присутствии водорода в матрице палладия. Данные расчеты были реализованы при использовании программного комплекса VASP.

**Литература**

1. В.М. Авдюхина, А.А. Анищенко, А.А. Кацнельсон, Г.П. Ревкевич, ФТТ, 46, №2, 259-265(2004)
2. O.Yu. Vekilova, D.I. Bazhanov, S.I. Simak, and I. A. Abrikosov (2009) First-principles study of vacancy-hydrogen interaction in Pd // Phys. Rev. B 80, 024101.

**Структурные особенности нанодисперсных алмазов в растворе**

**Торопова Анна Ивановна**

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Воскресенск, Россия  
E-mail: anntoropova@gmail.com*

В последние годы заметно вырос интерес к изучению путей и возможностей применения частиц нанометровых размеров в качестве новых материалов в различных областях биологии и медицины [1]. Несомненный интерес для представляют частицы наноалмаза, получаемые при детонации сильных взрывчатых веществ [2,3]. До недавнего времени они являлись традиционным объектом исследования для специалистов, работающих в области физики и химии твердого тела, материаловедения, электроники, электрохимии, техники. В то же время физико-химические свойства наноалмазов позволяют прогнозировать перспективность использования данного наноматериала в области биологии и медицины.

В данной работе был проведён анализ экспериментальных данных малоуглового рассеяния, полученных на лабораторной станции, от ряда растворов с нанодисперсными алмазными частицами. Эксперимент проводился в Лаборатории малоуглового рассеяния на рентгеновском малоугловом дифрактометре АМУР-К в Институте Кристаллографии им. Шубникова.

Для анализа распределений по размерам структурных неоднородностей в исследуемых образцах использовались две различных программы: основанная на расчете гладкой кривой распределения методом регуляризации Тихонова и на моделировании кривой рассеяния путем ее расчета от систем сферических частиц, распределенных по нескольким заданным аналитическим функциям.

В ходе данной работы было проведено исследование двух типов наноалмазов: с модифицированной и немодифицированной поверхностью. Исходя из полученных результатов, сделаны выводы о размерах частиц и кластеров наноалмазов в растворах, а также о степени их взаимодействия в зависимости от способа их обработки.

**Литература**

1. Беленков Е.А. Ивановская В.В. Ивановский А.Л «Наноалмазы и родственные углеродные наноматериалы» Екатеринбург 2008
2. Б.П. Толочко, В.М. Титов, А.П. Чернышев, К.А. Тэен, Э.Р. Прууэл, И.Л. Жогин, П.И. Зубков, Н.З. Ляхов, Л.А. Лукьянчиков, М.А. Шеромов «Физико-химическая модель детонационного синтеза наноалмазов» ИЯФ 2005-48
3. В.Ю Долматов, М.В. Веретенникова, В.А. Марчуков, В.Г. Суцев «Современные промышленные возможности синтеза наноалмазов» ФТТ 2004 Т.46 вып.3

**Слова благодарности**

Автор выражает благодарность научному руководителю за помощь в написании работы и ст. н. сотр. ИК РАН Э.В. Штыковой за ценные консультации по обработке данных.

## Мессбауэровские исследования процессов бактериального восстановления Fe(III)

Шапкин Алексей Андреевич

студент

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

Физический факультет, кафедра общей физики

E-mail: alexeyshapkin@gmail.com

В последнее время активно изучаются процессы бактериального синтеза. Фундаментальная значимость этих процессов заключается в том, что результаты исследований дают возможность изучить процессы формирования месторождений и получения цикла железа в древности. Также в эпоху недостатка энергетических ресурсов все более значимыми становятся альтернативные, экологически чистые, возобновляемые источники энергии. На основе бактериального синтеза производятся топливные элементы.

Одним из возможных путей образования минералов железа является внеклеточное восстановление аморфных оксидов и гидроксидов Fe(III) группой микроорганизмов, открытых в 1980-х годах Дерекком Лавли [2], которые получили название диссимиляторных железоредукторов. Хотя в случае внутриклеточного восстановления количество восстановленного вещества ограничено размерами самой бактерии, вещество получается практически без дефектов. Внеклеточное восстановление имеет преимущество в количестве восстанавливаемого вещества, но при этом количество дефектов возрастает.

За последнее время выделено большое количество бактерий, способных к диссимиляторному восстановлению железа. Наиболее известные из них мезофильные и нейтрофильные микроорганизмы, адаптированные к условиям, существующим на поверхности Земли. Сравнительно недавно стали известны ацидофильные железоредукторы, которые были выделены из дренажных вод угольных и сульфидных рудных копей. Возможность восстановления аморфных и слабокристаллических оксидов железа в щелочных условиях до последнего времени ставилась под сомнение по очевидной причине малой подвижности Fe(III) в этих условиях. Однако в работах [1,3] была продемонстрирована возможность процессов железоредукции в щелочных условиях.

В данной работе представлено исследование методами мессбауэровской спектроскопии возможности образования железосодержащих минералов. Они образуются бактериальным сообществом анаэробной диссимиляторной алкалофильной железоредуцирующей бактерией *Geoalkalibacter ferrihydriticus* (штамм Z-0531) и анаэробной алкалофильной спорогенной бактерией Z-0521 [4]. Также исследуется влияние времени инкубации на процесс железоредукции.

В результате эксперимента было получено, что при исходном содержании аморфного гидроксида железа Fe(III) (100 мМ/л) образуется магнитоупорядоченная фаза, являющаяся смесью нестехиометрического магнетита и маггемита, при содержании 10 мМ/л образуется сидерит (FeCO<sub>3</sub>). Так же было показано, что увеличение времени инкубации ведет к возрастанию относительного содержания продуктов восстановления.

### Литература

1. Chistyakova N.I., Rusakov V.S., Koksharov Yu.A., Zavarzina D.G., Greneche J.-M. // *Hyperfine Interact.*, 2008. V. 182. P. 55
2. Lovley D.R., Phillips E.J.P. // *Appl. Environ. Microbiol.*, 1986. V. 51. P. 683
3. Zavarzina D.G., Kolganova T. V., Boulygina E. S., Kostrikina N. A., Tourova T. P., and Zavarzin G. A. // *Microbiology*, 2006, Vol. 75, No. 6, pp. 673–682
4. Zavarzina D.G., Tourova T.P., Kolganova T.V., Boulygina E.S., Zhilina T.N. // *Microbiology*, 2009, Vol. 78 No. 6, pp.723-731

**ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА**  
**2**

**Председатель подсекции**  
**проф. Лебедев Александр Иванович**

**Зависимость автоэмиссионных характеристик нанографитных катодов от уровня давления остаточных газов.**

*Васильева Елена Александровна*

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия  
E-mail: wa-lenka2005@rambler.ru*

В последние десятилетия значительный интерес привлекают исследования явления автоэлектронной эмиссии (АЭ) из новых типов материалов, представляющих собой острийные (или лезвийные) структуры с нанометровыми характерными размерами [1]. Наиболее ярким примером таких структур являются углеродные нанотрубки. Высокая эффективность АЭ из нанотрубок, а также из некоторых других нанографитных материалов, позволяет использовать их в качестве катодов в устройствах вакуумной электроники [3]. Важнейшей характеристикой, определяющей возможность практического применения катодов, является стабильность АЭ тока во времени. Одной из основных причин нестабильности тока являются процессы, связанные с наличием атомов и молекул остаточного газа в промежутке между катодом и анодом [2]. Поэтому определение влияния уровня давления остаточных газов на характер эмиссии, а также выяснение физических механизмов такого влияния, является важной задачей не только с фундаментальной, но и с прикладной точки зрения.

В данной работе исследовались нанографитные пленки, полученные в процессе осаждения углерода на кремниевые подложки из газовой фазы, представляющей собой смесь метана и водорода, активированной разрядом постоянного тока [3]. Нанографитные пленки представляют собой мезопористый материал, состоящий из наноразмерных кристаллитов графита, ориентированных перпендикулярно подложке (Рис. 1). Параметры автоэлектронной эмиссии (рабочее значение напряженности поля, величина эмиссионного тока и др.) для данных пленок соответствуют лучшим значениям, полученным для катодов на основе углеродных нанотрубок [3].

Исследование влияния уровня давления на автоэмиссионные свойства пленок проводилось в конфигурации с плоским стальным анодом, расположенным параллельно поверхности пленки. Было установлено, что при приложении постоянного напряжения между электродами при давлении остаточных газов  $P$  более  $10^{-5}$  Торр происходило уменьшение значения автоэмиссионного тока со временем. Скорость падения тока увеличивалась с увеличением давления (Рис.2). Падение тока происходило до некоторого равновесного значения, зависящего от величины давления. Также было обнаружено, что при  $P$  более  $3 \cdot 10^{-2}$  Торр существенный вклад в измеряемый ток начинает давать ионный ток, возникающий в результате ионизации остаточного газа эмитированными электронами. При давлении в пределах  $10^{-4} \dots 10^{-3}$  Торр после достижения равновесного значения эмиссионного тока, уровень давления вновь устанавливался равным начальному значению (около  $10^{-5}$  Торр). При этом со временем происходило частичное восстановление начального уровня тока (Рис. 3). Было установлено, что при выключении источника напряжения на некоторое время не происходило заметных изменений в

эмиссионной способности катода. Откуда можно заключить, что процесс эмиссии электронов определяющим образом влияет на изменения характеристик автокатодов.

Анализ полученных данных показал, что процесс деградации автоэмиссионного тока при повышенном давлении имеет два участка характеризуемых различной скоростью падения тока. Начальный процесс быстрого уменьшения тока может быть связан с явлением бомбардировки нанографитного катода ионами, возникающими в результате ионизации остаточного газа, эмитированными электронами. Дальнейший процесс медленного уменьшения и достижения равновесного значения тока, по-видимому, может быть объяснен изменением количества атомов и молекул остаточного газа адсорбированных на поверхности пленки.

Таким образом, в данной работе было установлено, что автоэлектронная эмиссия из нанографитных автокатодов оказывается стабильной при давлении ниже  $P = 10^{-5}$  Торр. При  $P = 10^{-4} - 10^{-3}$  Торр наблюдается ухудшение эмиссионной способности со временем, которая частично восстанавливается при возвращении к  $10^{-5}$  Торр. При  $P$  более  $3 \cdot 10^{-2}$  Торр возникает ионный ток, который подавляет автоэлектронную эмиссию.

### Литература

1. Елецкий А.В. Углеродные нанотрубки и их эмиссионные свойства // УФН. 2002. Т. 172. № 4. С. 401-438.
2. Елинсон М.И., Васильев Г.Ф. Автоэлектронная эмиссия // Под ред. Зернова Д.В. М, Физматгиз, 1958. 272 С.
3. Obraztsov A.N., Kleshch V.I. Cold and Laser Stimulated Electron Emission from Nanocarbons // Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics. 2009. V. 4. P. 207-219.

### Иллюстрации

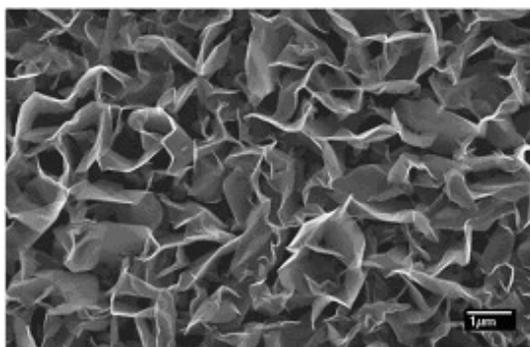


Рис. 1: СЭМ нанографитной пленки

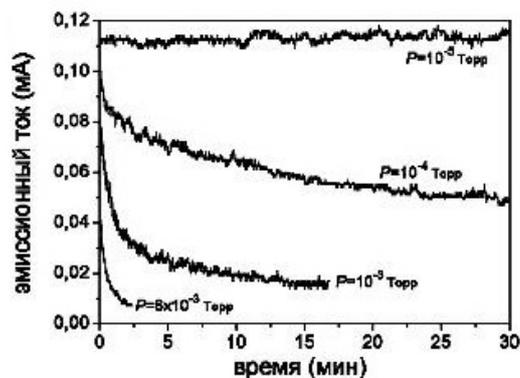


Рис. 2: Зависимость от времени величины автоэмиссионного тока из НГ автокатодов при различном уровне вакуума (при постоянном напряжении 1200 В).

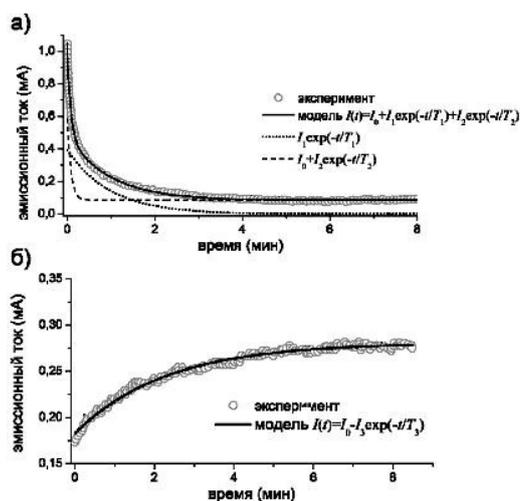


Рис. 3: (а) Характерный вид спада уровня автоэмиссионного тока со временем для НГ катода при  $P = 3 \cdot 10^{-3}$  Торр и постоянном напряжении 750 В. (б) Последующее восстановление уровня тока при  $P = 10^{-5}$  Торр и постоянном напряжении 750 В.

**Изучение процессов обмена энергией электронного возбуждения между молекулами органолюминофоров и плазмонами тонких серебряных пленок**

**Голов Роман Владимирович**

*Аспирант*

*Калининградский государственный технический университет, фундаментальной подготовки, Калининград, Россия*

*E-mail: vslezhkin@mail.ru*

Исследование фундаментальных принципов переноса энергии электронного возбуждения в наноразмерных структурах и комплексах, играет немаловажную роль в создании на их базе устройств и сенсоров, а также в изучении структурно-функциональных особенностей молекул, имеющих биологическое значение [1, 2]. Большой интерес представляет применение импульсного метода лазерного возбуждения для исследования обмена электронной энергией между адсорбатом - органолюминофором - и плазмонами серебряной пленки. Важным этапом подобных работ является подготовки поверхности серебра для нанесения люминофора, при этом применяют различные виды обработки поверхности [2, 3]. Целью данной работы является отработка методики получения электрохимических серебряных пленок с заданной шероховатостью.

В качестве электролита применяли синеродистороданистый электролит [4], который по своим свойствам близок к цианистому, так как разряд ионов серебра идет из цианистого комплекса:  $[Ag(CN)_3]^{2-} + e^- = Ag + 3 CN^-$ . Серебряные пленки получали на медном подслое. Электроосаждение осуществляли при температуре 18-20 оС и плотности тока 5 мА/см<sup>2</sup> на толщину 5 мкм. Шероховатость серебряной поверхности варьировали анодным растворением. На серебряную поверхность наносили слой поливинилового спирта, допированного эозином. Поверхность облучали возбуждающим светом длиной волны 337 нм и снимали спектры излучения. Типичный спектр представлен на рисунке.

Таким образом, электрохимическое осаждение позволяет получать тонкие пленки серебра с различной шероховатостью с адсорбированными люминофорами. В дальнейшем предполагается провести исследование образцов с подслоем диэлектрика между красителем и поверхностью серебра.

### Литература

1. Брюханов В.В., Карстина С.Г., Самусев И.Г. Фрактальная кинетика люминесценции органолюминофоров на поверхности нанопористых адсорбентов. Калининград.- Изд-во ФГОУ ВПО «КГТУ», 2008. 287 с.
2. Набиев И.Р., Ефремов Р. Г., Чуманов Г. Д. Гигантское комбинационное рассеяние и его применение к изучению биологических молекул // УФН. 1988. Т. 154. В. 3. С. 459-496.
3. Кулакович О.С. Увеличение чувствительности флуоресцентного анализа с использованием островковых пленок серебра на примере альбумина, меченного флуоресцеинизотиоцианатом / Кулакович О.С., Стрекаль Н.Д., Артемьев М.В. и др. // ЖПС, 2006. Т.73. № 6. С. 797-800.

4. Буркат Г.В. Серебрение, золочение, палладирование и родирование.- Л.: Машиностроение, Ленинградское отделение. 1984. 87 с.

### Слова благодарности

Выражаю благодарность научному руководителю проф. В.В.Брюханову за постановку задачи исследования.

### Иллюстрации

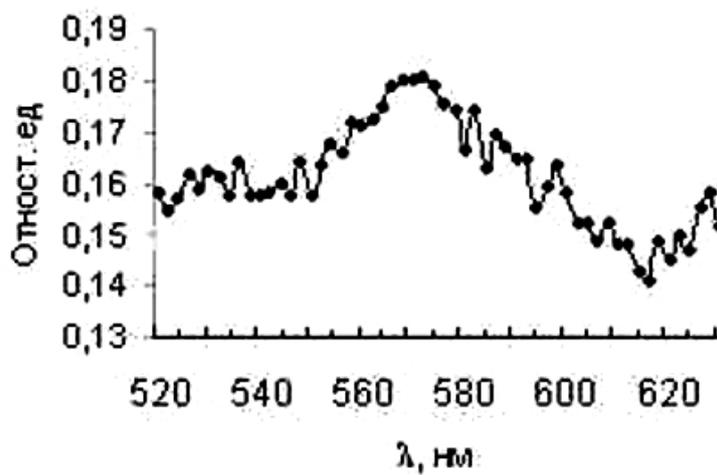


Рис. 1

## Влияние примесей редкоземельных элементов на генерационные характеристики МДП-структур<sup>1</sup>

Далиев Шахрух Хожжабарович

Аспирант

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

E-mail: dalievshkh@yandex.ru

Известно, что основные параметры МДП-структур в значительной степени зависят от наличия и свойств различных дефектов в диэлектрике, наличия дефектов в переходном слое Si-SiO<sub>2</sub> и в объеме полупроводника. Присутствие дефектных состояний на границе раздела Si-SiO<sub>2</sub> полупроводниковых приборов на основе МДП-структур влияет на такие генерационные характеристики, как пороговое напряжение, крутизна передаточных характеристик, токи утечки, эффективность переноса заряда, шумы, темновые токи и время хранения информационного заряда в ячейках памяти.

Причиной нестабильности генерационных характеристик являются различные дефекты в диэлектрике, возникающие под действием таких внешних воздействий, как специальное введение легирующих примесей, ионизирующее излучение, температура, электрическое поле и другие факторы. В связи с этим изучение дефектообразования и изменения электрических свойств системы Si-SiO<sub>2</sub> при внешних воздействиях вызывает интерес широких кругов исследователей, работающих в области полупроводниковой электроники. Известно, что примеси редкоземельных элементов (РЗЭ), введенные в кремний из расплава при выращивании, обладая высокой химической активностью и склонностью к комплексообразованию, присутствуют в кремнии в электрически неактивном состоянии, но в то же время они оказывают существенное влияние на рабочие характеристики полупроводниковых приборов. Поэтому данная работа посвящена исследованию влияния иттербия и гольмия на электрофизические свойства системы кремний-диоксид кремния с термическим окислом.

Ниже приведены результаты комплексного исследования СС-DLTS и вольт-фарадных характеристик в кремниевых МДП-структурах, легированных примесями РЗЭ - иттербием и гольмием. Для измерений были использованы МДП-структуры на подложках n-Si, легированного иттербием или гольмием. Легирование кремния Yb или Ho проводилось в процессе выращивания из расплава. После легирования на пластинках Si с ориентацией <100> и удельным сопротивлением 15 Ом·см., выращивался слой SiO<sub>2</sub> толщиной 650 – 700Å при 900 °С в атмосфере влажного кислорода с добавлением трихлорэтилена. Металлические электроды на SiO<sub>2</sub> площадью A=0,03 см<sup>2</sup> и толщиной 7000Å, создавали термическим напылением Al.

Показано что, C-V - характеристики МДП-структур на основе Si<Yb> и Si<Ho>, сдвинуты в сторону отрицательных смещений по сравнению с контрольными образцами. Это свидетельствует о том что, введение Yb или Ho в Si приводит к увеличению плотности поверхностных состояний (N<sub>ss</sub>) МДП - структур и образованию положительного заряда на границе раздела Si-SiO<sub>2</sub>. Причем, эффект увеличения N<sub>ss</sub> в случае МДП-структур с гольмием больше по сравнению со структурами с иттербием.

Измерения спектров СС-DLTS в МДП-структурах на основе Si<Yb> и Si<Ho> показали, что на их спектрах наблюдаются пики, характерные для глубоких уровней, соответствующих примесям Yb и Ho в кремнии. На спектрах контрольных МДП-структур каких-либо пиков в заметной концентрации не обнаружено.

Изменение распределения плотности поверхностных состояний N<sub>ss</sub> по ширине запрещенной зоны E<sub>g</sub> полупроводника кремниевых МДП-структур с примесью Yb или Ho, показали что спектр распределения зависимости N<sub>ss</sub> от E<sub>g</sub> имеет сложный характер.

<sup>1</sup> Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта Комитета по координации развития науки и технологий Республики Узбекистан (грант № ИТД-14-035, Разработка способов стабилизации параметров кремниевых МДП-структур).

**Лазерное воздействие на диэлектрические частицы в различных средах**

*Дашковский Владимир Александрович*

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,*

*Физико-химический факультет, Москва, Россия*

*E-mail: tanat@np.by*

В данной работе представлены результаты по воздействию лазерного излучения (Хе-Сl, 0.308 мкм, 10 нс, 108 Вт/см<sup>2</sup>) на частицы оксисульфидных люминофоров микронных размеров со свободной поверхностью (Gd<sub>2</sub>O<sub>2</sub>S (Eu), d = 20 мкм), на воздухе и в жидкой среде.

При анализе (ЭСМ) порошков после воздействия в жидкости были обнаружены несколько видов частиц:

неповрежденные,

расколовшиеся частицы,

3. вновь образованные частицы нанометровых масштабов без изменения химического состава с идеальной сферической формой диаметром 100-200 нм,

4. друзы наночастиц со средним размером 50 нм.

При этом морфология расколотых микрочастиц существенно неоднородна представляет собой вспененный центр ( $d = d_0/2$ ) и приповерхностную область с плоской границей скола и сплошной атомарной структурой типа исходной.

Рассмотрены две модели, объясняющие данную неоднородность. Первая модель основана на эффективном поглощении лазерного излучения в материале, нагреве частиц до температуры плавления /кипения и эффективном оттоке тепла с поверхности. Последним процессом объясняется неповрежденная структура приповерхностной области частиц.

В рамках второй модели обсуждается более эффективное поглощение излучения на активаторах-дефектах структуры, последующий локальный разогрев и развитие лавинного лазерного пробоя.

При появлении перегретого выше температуры плавления внутреннего объема и охлажденной поверхности, температура которой соответствует температуре окружающей жидкости, происходит раскол частиц под действием термического расширения внутренней сферы и выброс расплавленного вещества в окружающую жидкость.

При изучении частиц, облученных лазером на открытом воздухе, было обнаружено, что процесс взаимодействия лазера с частицами шел по другому механизму. Расколотых частиц найдено не было, но на поверхности многих исходных микрочастиц возникли глубокие кратеры с отвесно уходящими вглубь стенками, напоминающими по форме цилиндры.

В данной работе предлагаются модели развития разрушения в жидкости и на открытом воздухе при лазерном воздействии, обоснованные количественными оценками результатов лазерного воздействия. Характерная особенность разрушения частиц на воздухе заключается в самофокусировке лазера в области, окружающей расположенную на поверхности точку флукуационно усиленного лазерного поглощения, за счет

локального увеличения показателя преломления при образовании пара облучаемого вещества. При облучении в жидкости получается, наоборот, расфокусировка лазерного потока за счет рассеяния света пузырьками жидкости, создаваемыми у точки лазерного перегрева. Тем самым, перераспределение падающего лазерного потока противоположно тому, что происходит с частицами на воздухе, и основные воздействия лазерного поглощения происходят в объеме частицы с локальным разогревом вокруг поглощающей неоднородности, что влечет за собой лавинообразное возрастание поглощение лазерных импульсов у разогретой внутренней области. У границ частицы происходит активный отвод тепла в окружающую среду за счет вскипания окружающей жидкости и ее конвекции, вследствие этого получается неравномерно разогретая микро частица с перегретым центром (температура центра становится больше температуры плавления при нормальном давлении), который, в свою очередь, стремится расширяться для уменьшения свободной энергии. В конечном итоге, когда за счет перегрева центральной части превышение ее свободной энергии становится выше, чем поверхностная энергия трещины, которая должна возникнуть при расколе микрочастицы, этот раскол и происходит. При расколе давление в центральной части падает за пикосекундные времена, что приводит к взрывообразному образованию капель перегретого вещества вследствие того, что его температура оказывается значительно выше температуры равновесия как твердой, так и жидкой фаз при нормальном давлении. Эти капли из внутреннего объема перегретой области под действием градиента давления выталкиваются к внешней поверхности, откуда за счет набранной кинетической энергии выбрасываются в окружающую жидкость. Там они быстро затвердевают за счет эффективного отвода тепла в жидкость. Затвердевание происходит настолько быстро, что формирующиеся твердые микро- и нано-частицы не успевают принять ограниченную морфологию, соответствующую минимуму поверхностной энергии, и сохраняют сферическую форму жидкой капли (хотя микрочастицы того же вещества и тех же размеров, образованные в квазиравновесном режиме, отчетливо демонстрируют кристаллографическую огранку). Таким образом, импульсное лазерное облучение прозрачных микрочастиц позволяет формировать нано- и микро-частицы с неравновесной сферической геометрией. В заключение приводятся расчеты зависимости размеров формируемых таким образом нано- и микро-сфер от мощности и длительности лазерных импульсов, физико-химических характеристик окружающей жидкости и других параметров.

**Селективность испарения вещества многокомпонентных сплавов  
расфокусированным импульсным лазерным излучением**

*Ермалицкая Ксения Федоровна*

*Аспирант*

*Белорусский государственный университет, физический, Минск, Белоруссия*

*E-mail: ermalitskaya@biz.by*

Лазерная атомно-эмиссионная спектроскопия является одним из наиболее быстро развивающихся направлений количественного анализа многокомпонентных сплавов (латуней, бронз и сталей). Использование в качестве источников испарения вещества и возбуждения спектров атомов наносекундных импульсов позволяет достигать плотности мощности  $q$  10<sup>9</sup>-10<sup>10</sup> Вт/см<sup>2</sup>. При данных условиях поступление элементов в плазму не зависит от физико-химических свойств исходного образца и концентрации других компонентов. Однако при высоких плотностях мощности высока деструкция поверхности – каждый импульс испаряет слой вещества до 5 мкм. Для исследования тонких (1 мкм) функциональных покрытий значение  $q$  уменьшается на 3 порядка путем фокусировки лазерного луча на некотором расстоянии  $\Delta f$  от поверхности. При этом толщина испаряемого слоя снижается до 0,1 мкм, что позволяет проводить послойный анализ микронных и субмикронных слоев металлов и многокомпонентных сплавов. Целью работы было исследование селективности испарения вещества многокомпонентных сплавов расфокусированным импульсным лазерным излучением.

Исследования проводились на двухимпульсном лазерном спектрометре LSS-1 (производство LOTIS ТП, Минск), источник возбуждения спектров – излучение Nd:YAG-лазера, длина волны – 1064 нм, частота – 10 Гц, длительность и энергия импульсов – 15 нс и 100 мДж. Временной интервал между сдвоенными лазерными импульсами изменялся от 0 до 10 мкс, расстояние  $\Delta f$  от точки фокусировки до поверхности – от 0 до 10 мм, плотность мощности – от 10<sup>10</sup> до 2·10<sup>7</sup> Вт/см<sup>2</sup>. Все эксперименты проводились в атмосфере воздуха при нормальном давлении. Свечение плазмы собиралось на входные щели двух спектрометров типа SDH-1. Регистрация спектра проводилась с помощью ПЗС-линеек TCD 1304 AP (3648 пикселей). Запуск системы регистрации спектра осуществлялся синхронно с приходом второго импульса. Объектом исследования являлись образцы латуни (ССu=59).

Эксперимент показал, что при уменьшении плотности мощности на поверхности увеличивается эффект селективности испарения компонентов сплавов, и в плазму в первую очередь поступают более легкоплавкие элементы – цинк в латуни и олово в бронзе. Это выражается в изменении отношения интенсивностей спектральных линий Zn и Sn к Cu (рис. 1).

Селективность испарения приводит к тому, что легкоплавкие элементы покидают поверхностный слой под воздействием переднего фронта импульса, при этом изменяется состав и теплофизические свойства образца в зоне лазерного пятна. Таким образом, при снижении плотности мощности лазерного излучения легкоплавкие элементы влияют на поступление в плазму остальных компонентов сплавов. Градуировочные графики для определения концентрации меди в латунях и бронзах в этом случае надо строить в относительных координатах: отношение интенсивностей спектральных линий легкоплавкого элемента сплава к меди к отношению концентраций данных элементов в исследуемом образце.

Использование сфокусированного над поверхностью излучения сдвоенных лазерных импульсов позволяет оценить скорость разлета элементов многокомпонентных сплавов в абляционной плазме. В данном случае второй импульс используется как зондирующий, дополнительно возбуждая атомы, находящиеся в точке фокуса спустя время  $\Delta t$

после образования плазмы. Изменяя параметры  $\Delta f$  и  $\Delta t$ , по положению максимумов интенсивности спектральных линий были определены скорости разлета элементов (рис. 2).

Наблюдаемый минимум интенсивности при фокусировке лазерного луча на поверхности вызван явлением самопоглощения – многократного поглощения и переизлучения света атомами одного и того же элемента – в плотной абляционной плазме при высоких плотностях потока излучения. Расфокусировке приводит к снижению количества испаряемого вещества образца и плотности плазмы и увеличению интенсивности спектральных линий.

Проведенные исследования показали, что в абляционной плазме, возбуждаемой наносекундными импульсами с энергией 100 мДж, элементы разлетаются с различными скоростями, которые определяются теплотой плавления вещества и не зависят от массы атома. Так скорость частиц свинца в плазме – 300 м/с, олова – 250 м/с, цинка – 200 м/с, а атомы меди, масса которых практически совпадает с массой Zn, имеют скорость – 150 м/с. Полученные значения на порядок ниже скорости переднего фронта абляционной плазмы, которая достигает нескольких км/с.

Таким образом, использование расфокусированного излучения сдвоенных лазерных импульсов, сдвинутых друг относительно друга во времени, для абляции вещества и возбуждения эмиссионных спектров приводит к явлению селективности испарения компонентов образца. Первыми в плазму поступают легкоплавкие элементы, при этом изменяется состав и теплофизические свойства образца в зоне лазерного пятна. Селективность испарения влияет на результаты количественного анализа многокомпонентных сплавов и покрытий, что необходимо принимать во внимание при создании аналитических методик.

### Иллюстрации

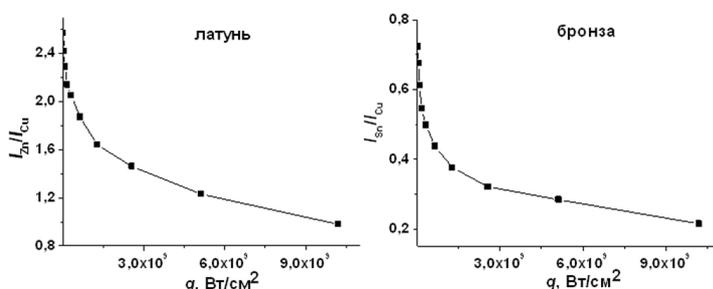


Рис. 1: Рис. 1. Зависимость отношения интенсивностей спектральных линий Zn к Cu в латуни и Sn к Cu в бронзах от плотности мощности на поверхности образца

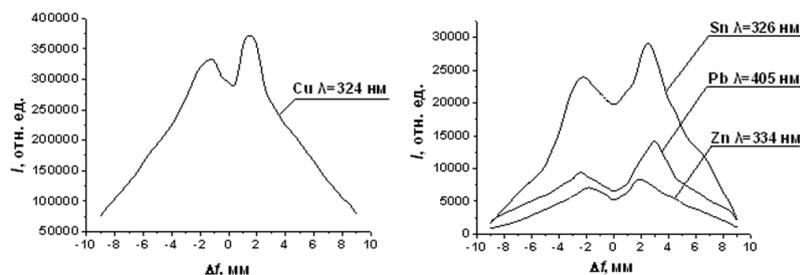


Рис. 2: Рис. 2. Зависимость интенсивностей спектральных линий меди, олова, свинца и цинка при абляции бронзы сдвоенными лазерными импульсами с энергией 100 мДж и межимпульсным интервалом 10 мкс

Сдвиг спектра люминесценции мезопористого коллоидного кремния

*Жанботин Арман Жексембайевич*

*Соискатель*

*Евразийский Национальный университет им. Л.Н. Гумилева, Физико-технический,  
Астана, Казахстан*

*E-mail: g.artani@mail.ru*

Как было показано авторами[n1], спектр люминесценции мезопористого кремния выращенного коллоидным золь-гелевым методом зависит от времени и температуры отжига, оптимальное соотношения которых составило 6 часов при 2000С, а так же от массового соотношения содержания TEOS (Tetraethylorthosilicate) и APTES (aminopropyltriethoxysilane) в исследуемом веществе- 1:3 соответственно.

Однако спектр люминесценции зависит не только от вышеуказанных параметров, было обнаружено[n2] что процесс сушки не только непосредственно сушит частицы мезопористого кремния от влаги но и влияет на образование фотолюминесцентных (ФЛ) центров. Видимая ФЛ получаемая вследствие облучения УФ излучением была описана в последнее время для различных типов полученных золь-гелевым методом силикагелей, включая ксерогели[n2-n4], аэрогели[n5], мезопористый кремний[n6].

Нами был использован тот же мезопористый коллоидный кремний (МКК), полученный в работе[n1], и на этапе предшествующем добавлению APTES, был помещен в вакуумную печь при давлении  $10^{-2}$  атм., на 2 часа при температуре 700С, после чего весь дальнейший процесс был сохранен таким же как и в работе[n1].

В результате описанной сушки, имел место сдвиг спектра люминесценции в сторону коротких волн по сравнению с предыдущими результатами при прочих равных условиях. Как показано на рис.1 для мезопористого кремния без предварительной сушки характерен пик при 420нм. тогда как для предварительно высушенного- в районе 400нм.

Спектры ФЛ были получены на монохроматоре Horiba Jobin Yvon, источником излучения служила ксеноновая лампа, длина УФ излучения 320нм. Спектры представлены на рисунке 1.

До сих пор не предложена единая модель процесса люминесценции в МКК, поэтому и причина данного "укорачивания" спектра люминесценции еще предстоит изучить.

### Литература

1. n5. Ayers M.R., Hunt A.J. Visibly photoluminescent silica aerogels// J. Non-Cryst. Solid. 1997. No. 217. P. 229-235.
2. n3. García J.M., Mondragón M.A., Téllez C.S., Campero A., Castaño V.M. Blue emission in tetraethoxysilane and silica gels// Mater. Chem. Phys. 1995. No. 41. P. 15-17.
3. n4. Lin J., Baerner K. Tunable photoluminescence in sol-gel derived silica xerogels// Mater. Lett, 2000. No. 46. P. 86-92.

4. n6. Liu Y.L., Lee W.Z., Shen J.L., Lee Y.C., Chang P.W., Cheng C.F. Time-resolved photoluminescence in Mobil Composition of Matter-48// Appl. Phys. Lett. 2004. No. 85. P. 6350-6352.
5. n2. Yoldas B.E. Thermochemically induced photoluminescence in sol-gel-derived oxide networks// J. Non-Cryst. Solids. 1992. No. 147&148. P. 614-620.
6. n1. Zhanbotin A., Nurakhmetov T.N., Schmedake T.A. Chemistry and Optical Properties Of Luminescent Mesoporous Colloidal Silica// Russian Physics Journal, Volume 52. 2008. No. 8/2. p. 369-372.

### Слова благодарности

Выражаю благодарность за помощь в проведении исследований Доктору PhD, Томасу А. Шмедаки, (Tomas A. Schmedake, University of North Carolina at Charlotte, USA.) и профессору Нурахметову Т.Н. (Евразийский Национальный университет им. Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан.)

### Иллюстрации

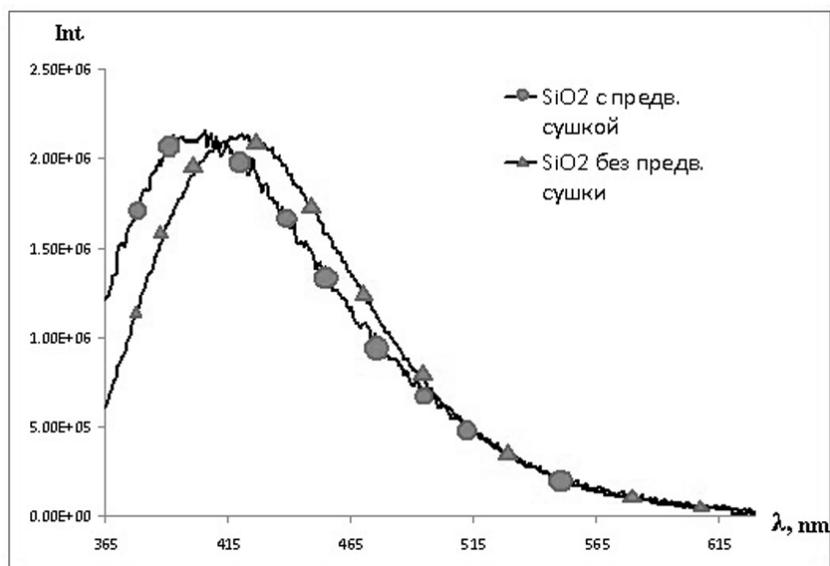


Рис. 1: Спектры люминесценции МКК, с предварительной сушкой и без.

Секция «Физика»

Применение метода ЦКЛ в РЭМ для диагностики изоляции р-і-п диодов  
*Кузьменков А.В., Габельченко А.И.*

Студент

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический  
факультет, Москва, Россия  
E-mail: kuzmenkov.av@gmail.com

Были исследованы р-і-п диоды, покрытые по периметру стеклянной изоляцией. Изучалась возможность возникновения пробоев при различных напряжениях и пространственная однородность сопротивления диэлектрика.

Исследования проводились в РЭМ в режимах цветной катодолюминесценции (ЦКЛ), вторичных электронов (ВЭ) и композитного контраста (ЦКЛ+ВЭ) при ускоряющих напряжениях от 2 до 20 кВ.

Поверхностная зарядка диэлектрических образцов при исследовании в РЭМ обычно является негативным фактором, искажающим РЭМ изображения и делающим невозможным получение изображений с высоким пространственным разрешением. Однако в настоящей работе использование явления поверхностной зарядки и применение метода ЦКЛ позволили исследовать проводимость диэлектрического покрытия. Потенциал в точке, облучаемой сфокусированным электронным пучком, зависит от сопротивления образца. С другой стороны, при увеличении потенциала выше некоторого критического значения происходит поверхностный пробой, который регистрируется с помощью ЦКЛ приставки по характерной вспышке излучения. Таким образом, исследование в режиме ЦКЛ при различных ускоряющих напряжениях позволяет изучить пространственное распределение сопротивления образца и оценить степень зарядки поверхности.

Для определения напряжения поверхностного пробоя были получены ЦКЛ изображения исследуемых диодов при различных энергиях пучка. При ускоряющем напряжении от 7.5 кВ и ниже вспышки на ЦКЛ изображениях, соответствующие поверхностным пробоям образца, отсутствуют. Это позволяет оценить минимальное напряжение поверхностного пробоя в 5.5 кВ, используя данные по зарядке диэлектриков, полученные в [1]. Плотность пробоев на единицу площади поверхности различна в разных областях образца, что свидетельствует о пространственной неоднородности сопротивления диэлектрического покрытия. Корреляции сопротивления образца с поверхностными загрязнениями выявлено не было.

Также было изучено возникновение необратимого пробоя р-і-п диодов под действием электронного пучка. После пробоя диода не удалось выявить существенных изменений поверхности при исследовании в режимах ЦКЛ и ВЭ. Это позволяет предположить, что пробой р-і-п диода обусловлен не поверхностным пробоем диэлектрика, а глубинным изменением структуры полупроводника.

### Литература

1. Рау Э.И., Евстафьева Е.Н., Андрианов М.В., Физика твёрдого тела, 2008, том 50, вып. 4, 599-607.

### Слова благодарности

Благодарим ОАО «Оптрон» за предоставленные образцы, а также руководителя работы Иванникова П.В.

**Влияние вида плотности состояний на асимптотическое поведение прыжковой проводимости в сильных электрических полях.**

**Леонов Глеб Кириллович**

*Аспирант*

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия*

*E-mail: thrillorbit@gmail.com*

Функционирование различных приборов на основе полупроводников нередко связано с приложением высоких электрических полей, и теоретическому исследованию механизмов проводимости таких материалов в сильных полях уделяется значительное внимание. В литературе [2,3,8] встречаются различные подходы к описанию поведения прыжковой проводимости в сильном поле. Все они основаны на идеях теории протекания.

В настоящей работе рассматривается построение сетки эффективных электронных переходов, с использованием которой получена асимптотическая формула для зависимости прыжковой проводимости от электрического поля, учитывающая особый (сильно коррелирующий с полем, направленный) характер электронных переходов, а потому отличная от аналогичной формулы, предложенной Б.И.Шкловским [5,6]. Был проведен расчет зависимости проводимости от поля для различного вида плотности состояний. Получены малые температурные поправки к асимптотической формуле.

**Литература**

1. Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос. Электронные свойства легированных полупроводников. Наука (1979)
2. Аладашвили Д.И., Адамия З.А., Лавдовский К.Г., Левин Е.И., Шкловский Б.И. Отрицательное дифференциальное сопротивление в области прыжковой проводимости в кремнии. Письма в ЖЭТФ 47, 8, 390 (1988)
3. А.Б.Давыдов, Б.А.Аронзон, Д.А.Бакаушин, А.С.Веденеев. О температурной зависимости проводимости электростатически разупорядоченных квазидвумерных полупроводниковых систем в области перколяционного перехода диэлектрик—металл. ФТП 36, 10 (2002)
4. А.С.Шкал, Б.И. Шкловский ФТП 7,1589, (1973)
5. Б.И. Шкловский ФТП 6, 12, 2335 (1972)
6. Б.И. Шкловский ФТП 6, 7, 1197 (1972)
7. V.Cleve et all. High-field hopping transport in band tails of disordered semiconductors. Phys.Rev. B vol. 51 23 (1995)
8. S.Marianer, B.I.Shklovskii. Effective temperature of hopping electrons in a strong electric field. Phys.Rev. B vol. 46, 13 100 (1992)
9. A. Miller, E. Abrahams. Impurity conduction at low concentrations. Phys. Rev. 120 745. (1960)
10. A.Nagy, M. Hundhausen, L. Ley, G. Brunst, and E. Holzencampfer. J. Non-crystal solids 164-166, 529, (1993)
11. C.E. Nebel, R.A. Street, N.M. Johnson, and C.C. Tsai. High-electric-field transport in *a*-Si:H. Phys.Rev. B vol. 46, 6803 (1992)

# Излучение осциллирующего точечного диполя из системы периодически упорядоченных диэлектрических наностолбиков<sup>1</sup>

Сергей Владимирович Лобанов<sup>2</sup>

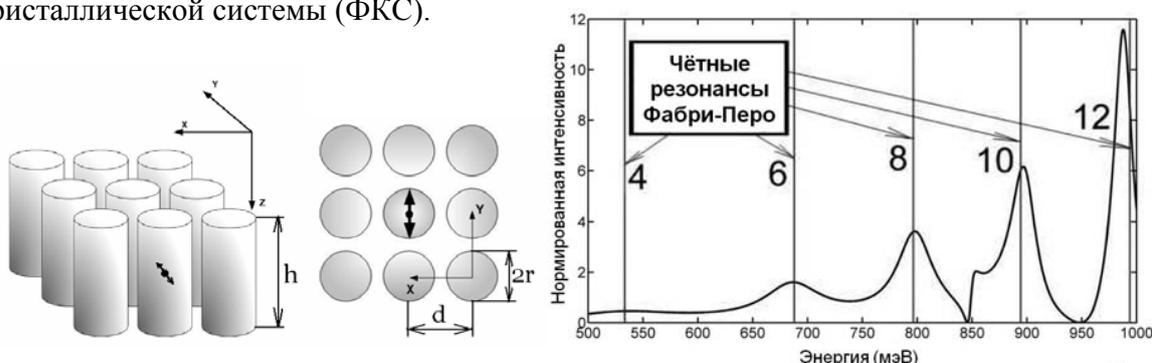
аспирант

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

E-mail: gravitonmsu@mail.ru

Одним из перспективных направлений исследования в последние годы является теоретическое и экспериментальное изучение излучения квантовой точки или молекулы из фотонных кристаллов – материалов, структура которых характеризуется периодическим изменением показателя преломления в пространственных направлениях.

Хорошим приближением для описания излучения квантового объекта из фотонного кристалла является модель осциллирующего точечного диполя, который колеблется с постоянной частотой и амплитудой, заданными внешним источником (так называемый предел слабой связи). Эта система является классической, а, следовательно, может быть описана с помощью уравнений Максвелла. Уиттакер и Кулшау показали, как с помощью формализма матрицы рассеяния (Whittaker, 1999 и Tikhodeev, 2002) можно численно рассчитать излучение осциллирующего точечного диполя из слоистой фотонно-кристаллической системы (ФКС).



**Рис. 1.** Вид сбоку (слева) и сверху (по центру) фотонно-кристаллического слоя из наностолбиков и спектр излучения вверх (справа). Точка с толстыми стрелками показывает положение и ориентацию диполя.

Мы рассматривали излучение осциллирующего точечного диполя из ФКС из диэлектрических наностолбиков высотой  $h=3$  мкм, радиуса  $r=200$  нм и диэлектрической проницаемостью  $\epsilon=10$  (см. рис. 1), образующих квадратную решётку с периодом  $d=660$  нм. Распространение света в таком слое описывается в виде суперпозиции собственных мод, каждая из которых характеризуется своим распределением (в плоскости  $(x,y)$ ) электромагнитного поля и своим собственным значением  $K_z$ . В данной задаче параметры структуры и частотный диапазон подобраны таким образом, что переносить энергию от одного края слоя до другого может лишь небольшое число этих мод.

Нами показано, что Фабри-Перо резонансы собственных мод существенно влияют на излучение осциллирующего точечного диполя из ФКС наностолбиков (см. правую часть рис. 1). Изменяя параметры структуры, можно контролировать суммарную интенсивность и диаграмму направленности излучения. Тем самым можно менять время жизни возбуждённого состояния квантового излучателя и создавать нанополупроводники.

## Литература

1. D. M. Whittaker and I. S. Culshaw, Phys. Rev. B **60**, 2610 (1999).
2. S. G. Tikhodeev, A. L. Yablonskii, E. A. Muljarov, N. A. Gippius and T. Ishihara, Phys. Rev. B **66**, 045102 (2002).

<sup>1</sup> Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведённых в рамках гранта РФФИ и Программы Президиума РАН №27.

<sup>2</sup> Автор выражает признательность профессору, д.ф.-м.н. Тиходеву С.Г., д.ф.-м.н. Гиппиусу Н.А. и аспиранту Weiss T. за помощь в подготовке тезисов.

Соударение гранулярных частиц с учетом вращательной степени свободы

**Павлова Ирина Николаевна**

Студент

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

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

При соударении двух гранулярных частиц в связи с наличием адгезии и вязкоупругих взаимодействий происходит переход части кинетической энергии во внутренние степени свободы. Количественно данный эффект характеризуется с помощью коэффициента восстановления  $\varepsilon = v(t_{end})/v(t_0)$ , равного отношению модулей нормальных компонент относительных скоростей соударяющихся частиц после и до соударения, соответственно.  $\varepsilon = 1$  соответствует абсолютно упругому удару, а  $\varepsilon = 0$  - абсолютно неупругому взаимодействию, в результате которого происходит полное слипание частиц друг с другом. Недавно была предложена теория, позволяющая рассчитать диссипацию кинетической энергии при соударении двух частиц в зависимости от их относительной скорости и свойств материала. В данной теории, однако, исследовалось лишь нормальное соударение частиц без учета вращения. При соударении вращающихся частиц под произвольным углом силы инерции могут оказывать существенное влияние на поведение системы.

В настоящей работе развита теория соударения двух однородных гладких частиц сферической формы из одного и того же материала. Рассматриваются исключительно механические взаимодействия частиц системы, гравитационные или электромагнитные силы не учитываются. Полная сила  $F$ , действующая между частицами, состоит из силы  $F_{JKR}$ , описанной в рамках теории Джонсона-Кендалла-Робертса и соответствующей упругому и адгезионному взаимодействию, а также учитываются вязкоупругая  $F_{dis}$  и центробежная сила  $F_{cen}$ :

$$F = F_{JKR} + F_{dis} + F_{cen}$$

$$F_{JKR} = \frac{a^3}{DR_{eff}} - \sqrt{\frac{6\pi\gamma}{D}} a^{3/2}$$

$$F_{dis} = \dot{a}A \left( \frac{3a^2}{DR_{eff}} - \frac{3}{2} \sqrt{\frac{6\pi\gamma}{D}} \sqrt{a} \right)$$

$$F_{cen} = m_{eff} R_{eff} \Omega_{\perp}^2$$

Здесь  $a$  - радиус пятна контакта, возникающего при столкновении частиц,  $D$  - параметр, характеризующий упругие свойства материала,  $R_{eff}$  - эффективный радиус частиц,  $m_{eff}$  - их эффективная масса,  $\gamma$  - коэффициент адгезии,  $\Omega_{\perp}$  - величина угловой скорости вращения агрегата частиц.

Вначале был проанализирован предельный случай мгновенной потери тангенциальной компоненты относительной скорости соударяющихся частиц, соответствующей сильной адгезии. Было установлено, что учет вклада вращательного движения частиц

приводит к увеличению коэффициента восстановления  $\varepsilon$  и уменьшению критической скорости  $v_{cr}$  (минимальной скорости при которой не наблюдается полного слипания частиц). Зависимость коэффициента восстановления  $\varepsilon$  от начальной относительной поступательной скорости  $g$  для ледяных частиц одинакового размера с радиусом  $R_{eff} = 1cm$  при различных значениях угловой скорости вращения  $\Omega$  агрегата частиц во время контакта представлена на рис.1.

Также в работе была предложена приближенная модель поведения соударяющихся частиц при наличии между ними конечной силы трения. Анализ этого случая показывает, что значения критической скорости при этом могут принимать значения как большие тех, что возникают в случае мгновенного слипания частиц, так и меньшие (возникают при определенном соотношении между силой трения и степенью сжатия взаимодействующих частиц).

### Слова благодарности

Автор выражает признательность асп. Бодровой А. С. за помощь в подготовке тезисов.

### Иллюстрации

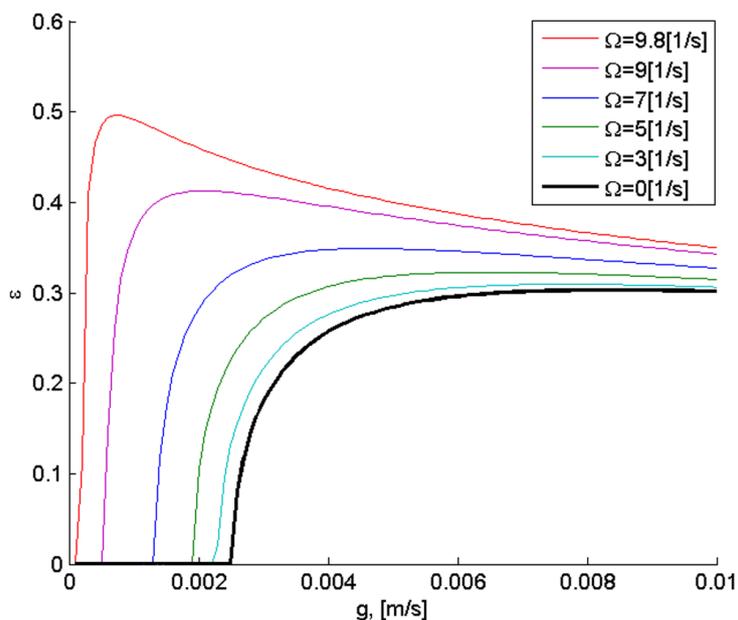


Рис. 1

**Электрофизические свойства композитных материалов на основе  
эпоксидного клея с углеродными и ферритовыми включениями****Романов Андрей Вячеславович**

Аспирант

*Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского, нано- и  
биомедицинских технологий, Саратов, Россия**E-mail: andrey82@inbox.ru*

Исследовались электрофизические свойства композитных материалов в диапазоне частот от 0,1 до 6 ГГц, полученных из эпоксидного клея с добавлением углеродных нанотрубок, микрочастиц графита с различной объемной концентрацией и ферритовых микрочастиц. В случае использования ферритовых включений ставилась задача определения влияния магнитного поля в процессе отверждения эпоксидного связующего на электрофизические свойства получаемого композита.

Исследуемые образцы помещались в один из воздушных зазоров микрополоскового фотонного кристалла, реализованного в виде структуры, представляющий собой последовательное соединение чередующихся отрезков микрополосковой линии передачи с различными значениями диэлектрической проницаемости материала подложки, где чётные отрезки выполнены на подложке из поликора, а нечётные в виде воздушной полосковой линии. С помощью анализатора цепей N5230A Agilent PNA-L Network Analyzer были получены частотные зависимости коэффициента прохождения/отражения электромагнитного излучения через микрополосковую измерительную структуру с исследуемым образцом.

Для определения комплексной диэлектрической проницаемости композитного материала необходимо решить обратную задачу [1]. По спектрам пропускания электромагнитного излучения, взаимодействующего с микрополосковой структурой с исследуемым образцом, которые обладают резко выраженной частотной зависимостью, при известном теоретическом описании этой зависимости, такая задача решалась с использованием метода наименьших квадратов.

Сравнительный анализ экспериментальных и теоретически рассчитанных значений комплексной диэлектрической проницаемости композита в зависимости от объемной доли включений из частиц мелкодисперсного графита и углеродных нанотрубок показал, что наблюдается рост величины действительной части диэлектрической проницаемости с увеличением объемной концентрации включений, при этом использование последних обеспечивает меньшую величину тангенса диэлектрических потерь композитного материала (более чем в 2 раза) в диапазоне объемной концентрации от 0.1 до 0.35 отн. ед., что может представлять практический интерес при использовании в устройствах СВЧ техники.

В композитном материале с ферритовыми микровключениями, при воздействии магнитного поля в процессе отверждения эпоксидного связующего наблюдается формирование упорядоченной структуры в виде протяженных нитей. С ростом значения напряженности магнитного поля в пределах от 0.01 до 0.1 Тл наблюдалось уменьшение расстояния между ферритовыми нитями с 220 до 75 мкм в объеме композитного материала. В полученных материалах наблюдается анизотропия электрофизических свойств, что связано с наличием преимущественного расположения ферритовых нитей в объёме образца относительно направления распространения электромагнитной волны в измерительной микрополосковой структуре.

**Литература**

1. Усанов Д. А., Скрипаль А. В., Абрамов А. В., Боголюбов А. С. // ЖТФ. 2006. Т. 76. В. 5. С. 112–117

**Магнитные и магнитооптические свойства магнитного полупроводника GaN:Cr.**

*Рубачёва А.Д., Семисалова А.С.*

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия  
E-mail: i.imression@gmail.com*

Ферромагнитные полупроводники вызывают большой научный интерес в связи с их возможным использованием в устройствах спинтроники. Устройства, связанные со спин-поляризованным транспортом, должны решить многие проблемы традиционной микроэлектроники. Идеальными материалами для перспективных разработок могли бы стать ферромагнитные полупроводники с температурой Кюри выше комнатной. Теоретические расчеты показали [1,2], что материалы на основе GaN с этой точки зрения являются наиболее перспективными. В данной работе представлены результаты исследований магнитных и магнитооптических свойств ферромагнитного полупроводника GaN:Cr.

Образцы GaN:Cr на сапфировой подложке были получены имплантацией ионов  $^{52}\text{Cr}^+$  в слой GaN толщиной 13 мкм с концентрацией носителей  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Имплантация проводилась при энергии 190 кэВ и температуре подложки  $350^\circ\text{C}$ . Магнитные свойства были получены на вибрационном магнитометре, для изучения магнитооптических свойств измерялись спектральные, полевые и температурные зависимости экваториального эффекта Керра (ЭЭК). Измерения были проведены для исходного образца и после отжига в вакууме при  $800^\circ\text{C}$  в течение 5 минут.

Установлено, что в исходном образце наблюдается ферромагнитный порядок при комнатной температуре с высокой намагниченностью около 30 Гс и коэрцитивной силой 170 Э. Наблюдаемые величины намагниченности превышают любые до сих пор известные результаты для GaN, допированного примесями.

Вакуумный отжиг образца приводил к увеличению намагниченности и уменьшению коэрцитивной силы (Рис.1а). Температура Кюри этого материала превышала 400К. Температурная зависимость намагниченности GaN:Cr показывает, что величина намагниченности уменьшается в два раза в диапазоне температур от 77 до 400К.

Исследования экваториального эффекта Керра (Рис.1б) для исходного образца в диапазоне температур 40–300 К под различными углами падения света показали, что для всех углов падения света наблюдается сильный магнитооптический отклик в области прозрачности GaN ( $E < 2.5 \text{ эВ}$ ). Понижение температуры приводило к росту величины эффекта, но не изменяло вида спектра. Появление сильного магнитооптического отклика в области прозрачности матрицы GaN свидетельствует о появлении новых спин-поляризованных примесных состояний. Отжиг приводил к изменению вида спектра ЭЭК, величина эффекта в области энергий выше 2 эВ возрастала в несколько раз и меняла знак. Можно предположить, что в результате отжига изменяется как форма и размер легирующих примесей в пленке, так и концентрация дефектов, что, в свою очередь, может влиять на транспортные, магнитные и магнитооптические свойства[3].

Работа поддержана грантом РФФИ, #10-02-00804а.

## Литература

1. K.Sato et al. Material Design of GaN-Based Ferromagnetic Diluted Magnetic Semiconductors //Jpn.J.Appl.Phys. 2001. No. 40. pp. 485-487.
2. T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, J. Cibert, D. Ferrand. Zener Model Description of Ferromagnetism in Zinc-Blende magnetic semiconductors // Science. 2000. No. 287. pp. 1019-1022.
3. X.M. Caia et al. Ferromagnetism in Mn and Cr doped GaN by thermal diffusion// Materials Science and Engineering B. 2005. No.117. pp. 292–295.

## Слова благодарности

Авторы выражают благодарность научным руководителям: профессору Е.А. Ганшиной и доценту Н.С. Перову за помощь в выполнении работы.

## Иллюстрации

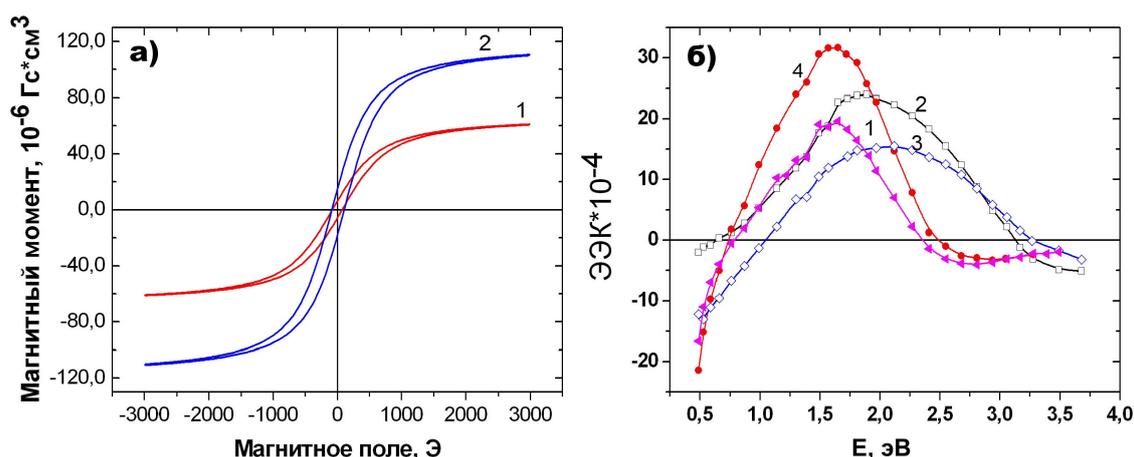


Рис. 1: а) Петли гистерезиса образца GaN:Cr при температурах 300 К (1) и при 80 К (2) (после температурной обработки); б) Спектральные зависимости экваториального эффекта Керра образца GaN:Cr : исходного под углом падения света  $64^\circ$  при 300К (1) и при 50 К (4), ; после обработки при комнатной температуре:  $59^\circ$  (2),  $68^\circ$  (3)

**Кремний-литиевые детекторы ядерного излучения больших размеров**

**Саймбетов Ахмет Куанышбаевич**

*Соискатель*

*ФТИ АН РУз, отдел физика полупроводников, Ташкент, Узбекистан*

*E-mail: detector@uzsci.net*

Регистрация слабоинтенсивных ионизирующих излучений является особой задачей современного развития науки и техники [1,2]. Созданию кремниевых детекторов ядерного излучения больших площадей и толщины, с оптимальными эксплуатационными характеристиками во многом зависит от правильного понимания свойств исходного кристалла большого диаметра, и толщины и их возможной связи с оптимизацией характеристик детектора. Это требует более полного понимания свойств исходного кристалла, установления их роли, а также нахождения научно-технических методов управления ими так, чтобы найти пути обеспечения прогнозируемых характеристик детекторов.

В данной работе были разработаны кремний-литиевые детекторы ядерного излучения больших размеров.

Для проведения исследования были изготовлены Si(Li) детекторы по технологии, описанной в работе [3]. Изготовлен Si(Li) p-i-n детектор из низкоомного p-Si, выращенного методом Чохральского ( $R = 10 \text{ Ом.см}$ ,  $\tau = 50 \text{ мкс}$ ) и высокоомного кремния, полученного безтигельной зонной плавкой ( $R = 4 \text{ кОм.см}$ ,  $\tau = 500 \text{ мкс}$ ), диаметром 100 мм и толщиной 2,5 мм. Диффузию лития проводили на одну из сторон, в вакууме ( $10^{-5} \text{ мм.рт.ст.}$ ) при температуре  $t_{\text{диф}} = 4500 \text{ C}$  на глубину 320–350 мкм [4]. Далее, в n+-p-n+ структурах провели процесс дрейфа ионов лития [5]. К готовой структуре напыляются металлические контакты, Al( $\approx 1000 \text{ A}$ ) и Au( $\approx 200 \text{ A}$ ) на n+-область и i-область соответственно.

Изготовленные Si(Li) детекторы больших размеров имеют следующие характеристики: при обратном напряжении смещения  $U_{\text{обр}} (100 \div 300) \text{ В}$ , темновой ток  $I_{\text{обр}} = (0,5 \div 1,2) \text{ мкА}$ , емкость  $C = 2 \div 5 \text{ пФ}$ , энергетические шумы  $E_{\text{ш}} 12\text{-}22 \text{ кэВ}$ . Энергетические разрешения по  $\alpha$ -частицам от источника  $^{238}\text{Pu}$  ( $E_{\alpha} = 5,5 \text{ МэВ}$ )  $= 25 \text{ кэВ}$  и по  $\beta$ -частицам от источника  $^{207}\text{Bi}$  ( $E_{\beta} 1 \text{ МэВ}$ )  $R_{\beta} = 18 \text{ кэВ}$  при  $T = 300 \text{ degK}$ .

В результате разработаны высокоэффективные кремний-литиевые детекторы больших размеров.

### Литература

1. Дж. Дирнли, Д. Нортроп. «Полупроводниковые счетчики ядерных излучений». М. Мир. 1966 г.
2. Ю.К. Акимов, О.В. Игнатъев, А.И. Калинин, В.Ф. Кушнирук. «Полупроводниковые детекторы в экспериментальной физике». М. Энергоатомиздат, 1989 г.
3. Азимов С.А., Муминов Р.А., Шамирзаев С.Х. «Кремний-литиевые детекторы ядерного излучения». Ташкент: Фан.1981 г.
4. Раджапов С.А. Узб.Физ.Журн., 2007, vol.9, №3, с. 190-194.
5. Раджапов С.А. ДАН РУз 2007, №2, с. 17-21.

Исследование ферромагнитных полупроводников  $Pb_{1-x-y}Sn_xCr_yTe$  методом ЭПР

Самохвалов Евгений Андреевич

Студент

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия  
E-mail: samurai989@mail.ru

Методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) ( $f=9.1-9.6$  GHz,  $B \leq 0.7$  Т,  $T=80-400$  К) были исследованы магнитные свойства разбавленных магнитных полупроводников  $Pb_{1-x-y}Sn_xCr_yTe$ , обладающих ферромагнетизмом с температурой Кюри выше комнатной температуры.

Монокристаллические образцы  $Pb_{1-x-y}Sn_xCr_yTe$  ( $x=0.108, 0.116, 0.124$ ;  $y=0.025, 0.033, 0.043$ ) были выращены методом Бриджмена. Для получения информации о кристаллическом совершенстве исследуемых образцов был проведен рентгено-фазовый анализ на дифрактометре *Rigaku SmartLab* с использованием источника  $CuK_\alpha$  ( $I_{max}=200$  mA,  $U_{max}=45$  kV), который подтвердил отсутствие вторичных магнитных фаз.

Первичная характеристика магнитных свойств проводилась с использованием СКВИД-магнитометра в широком диапазоне температур (1.8 – 400 К) и в магнитных полях до 7 Тл. Установлено, что исследованные сплавы демонстрируют отчетливое ферромагнитное поведение вплоть до температур выше комнатной. Температура Кюри зависит от состава сплава и достигает 380 К в наиболее легированных хромом образцах. Температурная зависимость намагниченности имеет сложный характер, свидетельствующий о наличии трех вкладов: ферромагнитного, парамагнитного и диамагнитного.

В парамагнитной области ( $T > T_C$ ) спектр ЭПР представляет собой одиночную асимметричную линию Дайсоновской формы, типичной для проявления скин-эффекта в проводящих системах. В высокотемпературной области эффективный  $g$ -фактор выходит на насыщение  $g=2.07$ , а полуширина спектра поглощения  $\Delta H$  ( $\sim 600$  Гс), обратно пропорциональная времени релаксации, проходит через минимум при температуре  $T_{min}$  немного большей  $T_C$  и растет с ростом температуры из-за доминирования спин-решеточной релаксации.

При понижении температуры ниже температуры Кюри  $T_C$  линия поглощения расщепляется на две компоненты, одна из которых сильно смещается в сторону малых полей. Температурные зависимости основных параметров ЭПР для обеих компонент вблизи температуры Кюри  $T_C$  показали сильные аномалии. Эффективный  $g$ -фактор одной из компонент с понижением температуры монотонно увеличивается и имеет максимум  $g=3.45$  при  $T=310$  К, а затем плавно уменьшается. Для другой компоненты значение  $g$ -фактора имеет выраженный максимум в районе  $T=305$  К в связи с ростом магнитных флуктуаций при переходе с ферромагнитную фазу. Величина полуширины линии  $\Delta H$  после прохождения минимума при уменьшении температуры увеличивается для обеих компонент, что, по-видимому, свидетельствуют о сильном обменном взаимодействии в этой области и, как следствие, доминировании спин-спинового механизма релаксации.

### Иллюстрации

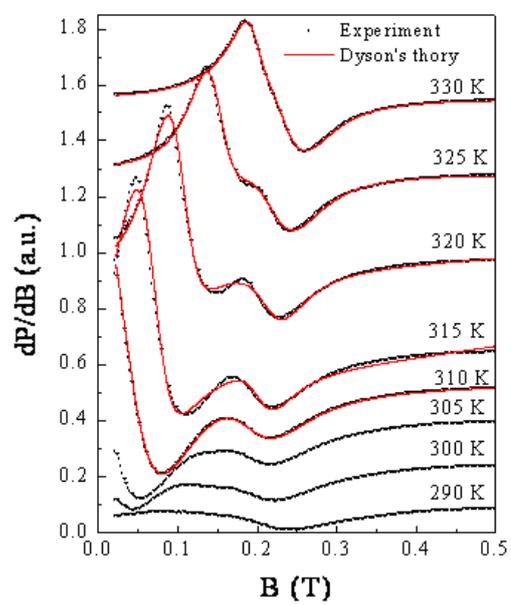


Рис. 1: Эволюция ЭПР спектров в сплавах  $Pb_{1-x-y}Sn_xCr_yTe$  при вариации температуры

**Изучение явления низкотемпературного охрупчивания в 12% хромистых сталях методом мессбауэрской спектроскопии.**

**Смирнов Максим Николаевич**

*Студент*

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» ,*

*физико-технический, Москва, Россия*

*E-mail: lyobov@mail.ru*

Методом мессбауэрской спектроскопии на ядрах  $^{57}\text{Fe}$  исследованы закономерности изменений тонкой атомной структуры малоактивируемой 12хрупко-вязком переходе.

Исследования проводились с целью выявления путей снижения порога хладноломкости в конструкционных малоактивируемых сталях, что должно привести к увеличению стабильности стали при эксплуатации и как следствие – уменьшению явления низкотемпературного радиационного охрупчивания.

Мессбауэровские исследования конструкционной малоактивируемой стали ЭК181(Fe-12Cr-2W-V-Ta-B) проводились в интервале температур 77- 300К в геометрии "на прохождение" на мессбауэровском спектрометре МС-1104Ем, работающем в режиме постоянных ускорений. В качестве источника гамма-квантов служил  $^{57}\text{Co}(\text{Cr})$ , содержащий изотоп  $^{57}\text{Fe}^*$ .

Методом мессбауэровской спектроскопии на ядрах  $^{57}\text{Fe}$  обнаружено изменение силовых констант преимущественно в окружении железа с одним атомом хрома в ферритно-мартенситной 12ЭК181 при температуре хрупко-вязкого перехода.

В области температуры ХВП в стали ЭК181 обнаружены аномалии в поведении эффективных магнитных полей и плотности 3d- электронов на ядрах Fe.

Показано, что парциальная температура Дебая для окружения железа с одним атомом хрома совпадает с интервалом температур хрупко-вязкого прехода в стали ЭК181.

Установлено, что температура ХВП существенно зависит от тонкой атомной структуры твердого раствора.

### Литература

1. Иолтуховский А.Г., Леонтьева-Смирнова М.В., Агеев В.С.и др. "Влияние исходного структурного состояния на склонность 12
2. Ермолаев Г.Н., Голиков И.В., Леонтьева-Смирнова М.В. и др. Механические свойства малоактивируемой ферритно-мартенситной 12
3. Ларионов В.П., Семенов Я.С. Физические основы вязкохрупкого перехода низколегированных сталей и сплавов железа. – НОВОСИБИРСК:Наука. Сиб. Отд-ние, 1992. – 171 с.

**Магнитные свойства ферромагнитных полупроводников  $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Gd}_y\text{Te}$**   
**Стратан Михаил Игоревич**

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия*  
*E-mail: smi-90@mail.ru*

Температурные, полевые зависимости намагниченности ( $4.2 \leq T \leq 300$  К,  $B \leq 0.5$  Тл) и электронный парамагнитный резонанс ( $f=9.1-9.6$  ГГц,  $B \leq 0.7$  Тл,  $T=80-400$  К) исследованы в разбавленных магнитных полупроводниках  $\text{Ge}_{1-x-y}\text{Mn}_x\text{Gd}_y\text{Te}$  ( $x=0-0.44$ ;  $y=0, 0.02$ ).

Установлено, что магнитные свойства сплавов в основном определяются содержанием марганца. Сплавы с концентрацией марганца  $x > 0.15$  ферромагнитны с температурой Кюри вплоть до  $T_C=90$  К и коэрцитивной силой, достигающей  $0.013$  Тл при гелиевой температуре. Не обнаружено никакого изменения в характере температурного хода намагниченности при измерениях в режимах ZFC (zero field cooling) и FC (field cooling) даже при самых низких температурах. При  $T > T_C$  температурные зависимости магнитной восприимчивости удовлетворительно описываются законом Кюри-Вейсса и постоянная Кюри монотонно возрастает с ростом содержания марганца в образцах. Эффективный магнитный момент, оцененный из постоянной Кюри, увеличивается с ростом содержания марганца от  $2.8$  до  $4.3 \mu_B$ , в то время как намагниченность насыщения изменяется в пределах от  $1.7$  до  $3.4 \mu_B$  при  $T=4.2$  К. В качестве основного механизма, отвечающего за ферромагнитное упорядочение рассматривается РККИ взаимодействие. Введение гадолиния оказывает негативное влияние на ферромагнитные свойства сплавов, понижая температуру Кюри и магнитный момент насыщения.

Спектр ЭПР при низких температурах удовлетворительно описывается одиночной линией Дайсоновской формы, типичной для проводящих материалов, в которых проявляется скин-эффект. При повышении температуры свыше  $160$  К линия поглощения расщепляется на две компоненты - узкую и широкую. Интенсивность широкой линии падает с ростом температуры в соответствии с законом Кюри-Вейсса, в то время как интенсивность узкой линии практически не изменяется с ростом температуры.

В парамагнитной области было обнаружено аномальное сужение линий ЭПР в отличие от нормального для парамагнетиков уширения с ростом температуры связанного с доминированием спин-решеточного механизма релаксации. Это сужение удовлетворительно описывается в рамках модифицированной теории Хубера. Определены основные параметры модели. В то же время, эффективный  $g$ -фактор для обеих компонент практически не зависит от температуры и состава сплава в этой области температур. Средние величины эффективного  $g$ -фактора для двух различных спектральных компонент при комнатной температуре были равны  $g_1=2.02-2.07$  и  $g_2 \approx 1.99$ , что типично для иона  $\text{Mn}^{2+}$  в разбавленных магнитных полупроводниках.

При температурах ниже  $150$  К были обнаружены аномалии в температурных зависимостях ширины линии и  $g$ -фактора. Мы связываем эти аномалии с магнитными флуктуациями вблизи перехода в ферромагнитную фазу. В области самых низких достигнутых в эксперименте температур (в окрестности температуры Кюри) спектры до-

полнительно расщепляются, свидетельствуя о появлении дополнительной линии поглощения связанной с возникновением ферромагнитного резонанса.

### Иллюстрации

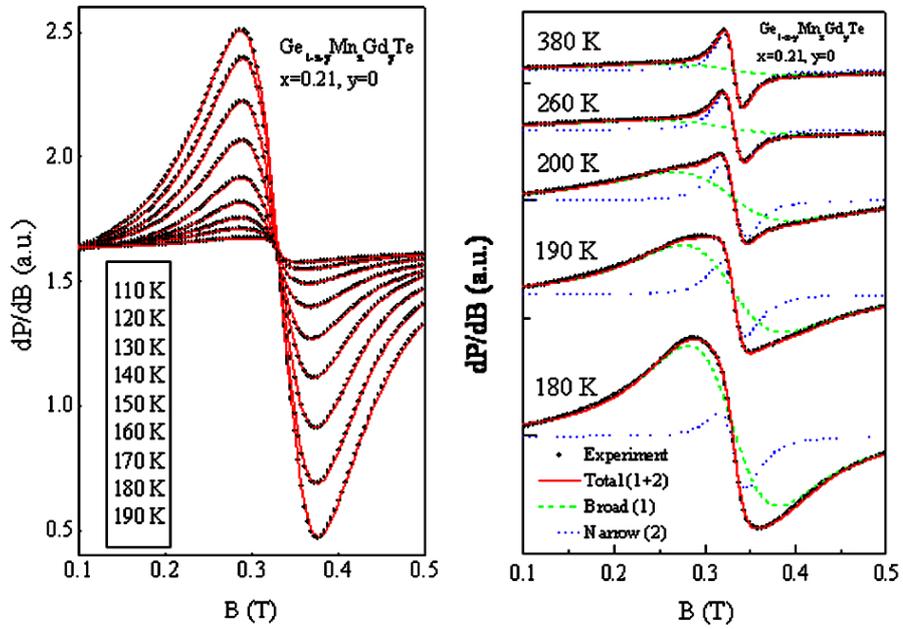


Рис. 1

**Магнитные свойства новых разбавленных магнитных полупроводников**



**Титов Яков Дмитриевич**

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический*

*факультет, Москва, Россия*

*E-mail: yasha.titov@mail.ru*

Для исследования магнитных свойств новых разбавленных магнитных полупроводников  $Pb_{1-x-y}Mg_xYb_yTe$  в данной работе были измерены температурные и полевые зависимости намагниченности (СКВИД-магнитометр:  $T = 1.8 - 400$  К,  $B \leq 7$  Тл) и электронный парамагнитный резонанс (ЭПР) (X-band спектрометр:  $f = 9.1 - 9.6$  ГГц,  $B \leq 0.7$  Тл,  $T = 80 - 400$  К).

Монокристалл  $Pb_{1-x-y}Mg_xYb_yTe$  ( $0.049 \leq x \leq 0.060$ ,  $0.0005 \leq y \leq 0.004$ ) был выращен методом Бриджмена. Структурный анализ был проведен методом рентгеновской дифракции ( $CuK_\alpha$  источник,  $T \approx 300$  К). Он подтвердил фазовую чистоту изученного твердого раствора – все пики на дифрактограммах соответствуют кубической решетке типа NaCl.

Было установлено, что температурные зависимости магнитной восприимчивости  $\chi(T)$  (Рис.1) свидетельствуют о наличии двух вкладов – температурно-независимого решеточного диамагнитного вклада и кюри-вейссовского парамагнитного от изолированных магнитных ионов  $Yb^{3+}$  в сплавах. По температурным зависимостям магнитной восприимчивости в соответствии с законом Кюри-Вейсса  $\chi = \chi_0 + C \div T - \theta$  были определены диамагнитная составляющая магнитной восприимчивости  $\chi_0$ , константа Кюри  $C$ , температура Кюри  $\theta$ . Оценка абсолютного значения диамагнитного вклада ( $\chi_0 \approx 2.5 \times 10^{-7}$  emu/g) находится в разумном согласии с ранее полученными данными по PbTe и сплавов на его основе. Температура Кюри-Вейсса имеет малые отрицательные значения ( $\theta \approx -0.5 - -3$  К) указывая на наличие слабого антиферромагнитного взаимодействия между ионами Yb. По значению константы Кюри  $C$  определялась концентрация магнитных центров, которая увеличивается с ростом содержания Yb. Полевые зависимости намагниченности при постоянной температуре  $T = 1.8$  К остаются линейными в слабых магнитных полях и выходят на насыщение при  $B > 3$  Тл. По наклону кривой в области высоких полей был определен диамагнитный вклад в общую намагниченность образца, выделен парамагнитный вклад, по кривой которого была определена намагниченность насыщения для различных образцов. Магнитный момент насыщения достигает значения 4 emu/g при температуре  $T = 1.8$  К в образце с наибольшим содержанием Yb (0.4 mol.%).

ЭПР-спектры имеют сложный характер и демонстрируют суперпозицию по крайней мере двух сверхтонких мультиплетов. Происхождение сверхтонкой структуры как мы полагаем, связано с взаимодействием магнитного момента электрона на незаполненной электронной оболочке  $Yb^{3+}$  и ядерных магнитных моментов изотопов  $^{173}Yb$  ( $I=5 \div 2$ , в природе 16.1%) и  $^{171}Yb$  ( $I = 1 \div 2$ , в природе 14.3%). Значение эффективного  $g$ -фактора оцененное по спектрам поглощения составляет в среднем  $g \approx 2.2 \pm 0.1$  и практически не зависит от температуры.

**Теоретический расчет частот колебательных и вращательных переходов в органических полупроводниках на основе молекул фталоцианинов**

*Тихонов Евгений Васильевич*

*Аспирант*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия*

*E-mail: tikhonov@mg.phys.msu.ru*

Описать оптические свойства органических полупроводниковых структур, состоящих из многоатомных молекул, формирующих кристаллическую структуру на подобии октагонального полиэдра, очень сложно ввиду того, что в состав молекулярных систем может входить от 50 до 200 атомов. В тоже время задача точного расчета спектральных координат основных линий поглощения в ближней, средней и дальней ИК-областях спектра для органических полупроводниковых систем является очень важной для дальнейшего моделирования более сложных систем, таких как солнечная батарея или фотодиод, в которые органический полупроводник входит как один из составляющих компонентов.

Поэтому в данной работе представлено теоретическое описание методами квантовой химии основных спектральных линии комбинационного рассеяния света и поглощения электромагнитного излучения в среднем и дальнем ИК-диапазонах в органических полупроводниковых структурах на основе фталоцианиновых комплексов. Для этих целей молекулярная структура исследуемых фталоцианинов задавалась параметрическим набором координат в виде Z-матрицы, включающим такие характеристики молекулы как: межатомные расстояния, длины двойных и одинарных связей, а также величины валентных и диэдральных углов [1]. Конечная параметрическая конфигурация молекулы включала более 50 атомов, включая находящиеся на периферии атомы водорода. Теоретический расчет линии ИК-поглощения в многоатомных молекулах основан на вычислении производных дипольного момента по нормальным модам колебаний [2]:

$$I_i = \frac{N\pi}{3c^2} \left[ \left( \frac{\delta\mu_x}{\delta Q_i} \right)^2 + \left( \frac{\delta\mu_y}{\delta Q_i} \right)^2 + \left( \frac{\delta\mu_z}{\delta Q_i} \right)^2 \right]$$

где  $I_i$  – полная интегральная интенсивность  $i$ -й нормальной моды колебаний  $Q_i$ ;  $\mu_x$ ,  $\mu_y$  и  $\mu_z$  – компоненты декартовых координат дипольного момента,  $N$  – число Авогадро,  $c$  – скорость света в вакууме. В [2] было показано, что выражение (1) верно при условии пренебрежения ангармоничностью электрических и механических колебаний, но при этом влияние атомных масс на конечную интенсивность проявляется при расчете нормальных мод колебаний [2].

Для вычисления вибрационных частот, нормальных мод и производных дипольного момента использовался метод Хартри-Фока [3]. Вычисления проводились с помощью программы GAMESS [4]. Данная программа позволяет вычислить потенциальную энергию заданной молекулярной системы и аналитический градиент потенциальной энергии относительно декартовых координат атомных центров. Производные дипольных моментов по нормальным модам колебаний вычисляются с помощью приближения,

идея которого состоит в применении метода Хартри-Фока к неподвижной молекуле в состоянии равновесия во внешнем электрическом поле.

В рамках указанного приближения справедливо следующее выражение:

$$\frac{\delta\mu_\alpha}{\delta X} = \frac{\delta}{\delta X} \frac{\delta E}{\delta F_\alpha} = \frac{\delta}{\delta F_\alpha} g_x(F_\alpha)$$

где  $\mu_\alpha$  – компонента декартовых координат дипольного момента,  $X$  – координата атома,  $E$  – потенциальная энергия,  $F_\alpha$  – приложенное в направлении  $\alpha$  электрическое поле, и  $g_x$  –  $x$ -ая компонента вектора градиента. Тем самым можно вычислить искомые производные дипольного момента численным дифференцированием вектора градиента по приложенному электрическому полю. Вычисления производятся в декартовых координатах, и полученные производные дипольного момента должны быть преобразованы в нормальные координаты перед тем, как переходить к вычислению вибрационных интенсивностей согласно (1).

### Литература

1. Грибов Л. А., Муштакова С. П. Квантовая химия. М.: Гардарики, 1999.
2. Komornicki A., Jaffe R. An ab initio investigation of the structure, vibrational frequencies, and intensities of HO<sub>2</sub> and HOCl // J Chem. Phys. 1979. No. 71. С. 2150-55.
3. Татевский В.М. Классическая теория строения молекул и квантовая механика. М.: Химия, 1973.
4. Schmidt M.W., Baldrige K.K., Boatz J.A., Elbert S.T., Gordon M.S., Jensen J.H., Koseki S., Matsunaga N., Nguyen K.A., Su S.J., Windus T.L., Dupuis M., Montgomery J.A. General atomic and molecular electronic structure system // J. Comput. Chem. 1993. No. 14. 1347-1363.

**Упругие и магнитные свойства тонких керамических пластин при  
распространении лэмбовских волн**

**Терентьев Артем Вадимович**

Студент

*Педагогический институт Южного федерального университета,  
факультет технологии и предпринимательства, Ростов-на-Дону, Россия*

*E-mail: grig1980@mail.ru*

В докладе рассматриваются микроструктуры, в которых наблюдается интенсивное движение лэмбовских волн. Такие объекты вызывают повышенный интерес исследователей [1-4]. Это связано с тем, что в случае, когда длина тонкой и узкой пластинки становится намного больше, чем размеры в других направлениях, наблюдается ряд необычных эффектов. Природа этих явлений тесно связана с распространением в таких структурах волновых деформационных полей. Характерные размеры деформаций в поперечном направлении в случае эйлеровской балки становятся сравнимыми с шириной образца. Это приводит к сильной гармонической зависимости электрического поля в образце от продольной координаты из-за непрерывного изменения толщины последнего.

В работе делается описание упругих и магнитных свойств эйлеровских микроструктур под действием электрического поля. На основе математического метода Блесса делается описание распространения деформационных лэмбовских волн. Рассчитывается пространственное распределение деформаций и генерируемого магнитного поля в тонкой и узкой микроструктуре. Делается вывод о возможности генерации слабого магнитного поля в лэмбовских структурах.

Главный результат работы состоит в том, что существенно гармоническая модель в случае, когда отношение продольных размеров к поперечным достигает двух-трех порядков и более, оказывается неспособной адекватно описывать деформацию микроструктур. Причина этого, - пренебрежение координатной зависимостью электрического поля, рассмотренной в работах [2, 4].

Основные выводы:

1. В докладе впервые проанализирована возможность генерации слабого магнитного поля лэмбовскими волнами в эйлеровских микроструктурах.
2. На основе метода Блесса и модели Ванга [4] и Радченко [2] делается описание деформационных полей в пьезоэлектрических структурах.
3. Для наблюдения эффектов, вызываемых лэмбовскими волнами, требуются высокие частоты внешних воздействий и значительные внутренние электрические поля.

Авторы благодарны профессору Сахненко В.П. за постоянный интерес к работе.

### **Литература**

1. *Huang H., Pamphile T. and Derriso M.* // Smart Materials and Structures. 2008, V. 17, P. 055012.
2. *Radchenko G.S.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008, V. 41, P. 155421.
3. *Chen J. Y., Chen H. L., Pan E.* // Journal of Vibration and Acoustics. 2008, V. 130, P. 031002.
4. *Wang Q., Quek S.T.* // Smart Materials and Structures. 2000, V. 9, P. 103.

**ТИПЫ ВОЛН ПЛАНАРНОГО ВОЛНОВОДА ИЗ МЕТАМАТЕРИАЛА С ПОТЕРЯМИ**

Меньших Николай Леонидович  
студент(бакалавр)

Московский физико-технический институт, факультет проблем физики и энергетики, Россия, Москва

Начиная с обзора [1] и с появлением первых образцов метаматериалов [2],[3], появилось множество работ, направленных на изучение структур с метаматериалами. В частности, в [4] исследовались свойства излучения антенны на основе планарного волновода из метаматериала без потерь. Но в действительности такие материалы обладают потерями, т.е. мнимой частью диэлектрической и магнитной проницаемостей.

В данной работе решается задача поиска типов волн для планарного бесконечного волновода на основе метаматериала, обладающего потерями (рис. 1). Параметры волновода:  $a=50\text{мм}$  - ширина,  $\epsilon_1'=-2$ ,  $\mu_1'=-1$  – действительные части проницаемостей. Мнимые части проницаемостей изменяются от 0 до 0.33.

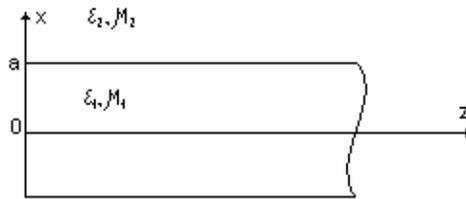


рис.1

Расчеты проводятся для четных  $TM$  - волн. Поля определяются с помощью электрического вектора Герца. Используя граничные условия и условие непрерывности продольного волнового числа, получаем дисперсионное уравнение:

$$k_1 a = k_2 a \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \operatorname{tg}(k_1 a) \quad (1),$$

где

$$\begin{aligned} k_1 &= \sqrt{k_0^2 \epsilon_1 \mu_1 - h^2} \\ k_2 &= \sqrt{h^2 - k_0^2 \epsilon_2 \mu_2} \end{aligned} \quad (2),$$

комплексные корни которого находятся методом Мюллера [5]. На графиках (рис.2 и рис.3) представлены результаты расчета зависимости продольного волнового числа  $h$  от частоты.

Классификация типов волн производится по значению продольного волнового числа  $h$ , согласно [6]. В отсутствие потерь, каждая волна, при некоторых частотах расщепляется на две моды (два типа волн)- прямую и обратную (в точках А и В на рис. 2). При наличии потерь расщепление волн не происходит. И существует всегда две обратные волны.

Изначально, на низких частотах, все волны являются обратными (пунктирная линия на графике). Но некоторые моды (1b, 2b на рис. 3) на определенных частотах переходят в прямые (сплошная линия на графике). Эти прямые волны, как правило, существуют только в некотором диапазоне частот, превращаясь далее в антиповерхностные волны (штрихпунктирная линия на графике). Такие волны физически не реализуемы и имеют лишь математический

смысл [7]. Так же наблюдается переход обратных волн в антиповерхностные. Кроме того, основная волна в таком волноводе является антиповерхностной. В некоторых точках (С,D) (рис. 3), где поверхностные волны превращаются в антиповерхностные, мнимая часть волнового числа равна 0. Такие волны распространяются без потерь, несмотря на потери в метаматериале, и их поля сосредоточены в основном вне волновода.

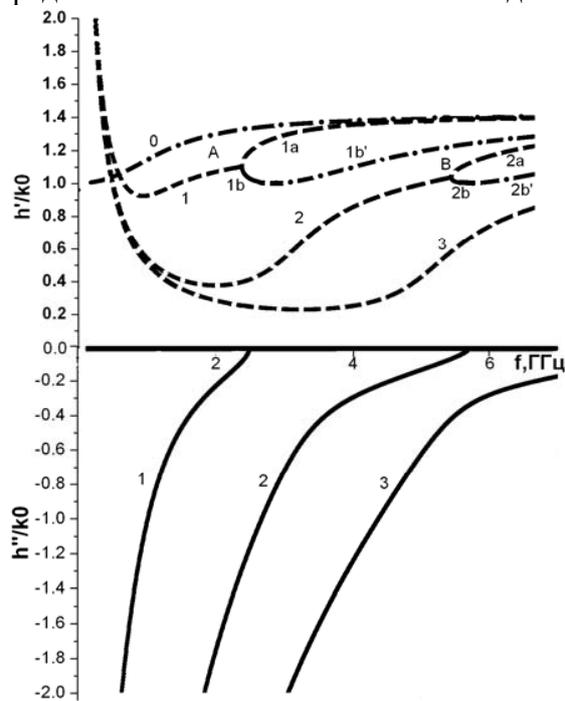


рис. 2.  $\varepsilon_1' = -2, \mu_1' = -1$

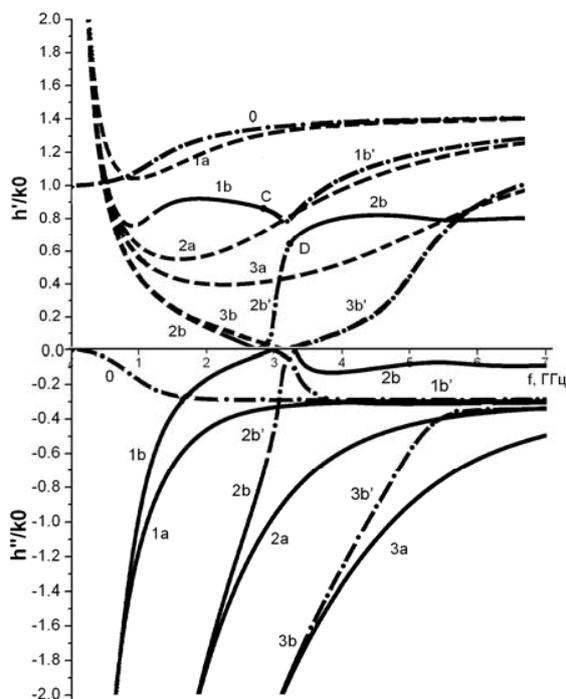


рис.3.  $\varepsilon_1' = -2, \varepsilon_1'' = 0.27; \mu_1' = -1, \mu_1'' = 0.27$

При достаточно больших мнимых частях проницаемостей наблюдается объединение типов волн (1b и 2b на рис. 3). Две прямые волны вначале объединяются антиповерхностной волной, которая с увеличением потерь исчезает.

С ростом частоты фазовая скорость (т.е. действительная часть продольного волнового числа, нормированная на волновое число в вакууме) обычно возрастает, начиная с некоторого момента, когда мнимая часть  $h$  становится достаточно малой, чтобы эти волны могли распространяться. Однако, при больших потерях в метаматериале, для моды 2b (рис. 3) такой зависимости не наблюдается: фазовая скорость остается почти постоянной при увеличении частоты.

Таким образом, исследованы основные типы волн в планарном волноводе из метаматериала с потерями и показано, что в таком волноводе могут существовать прямые и обратные, поверхностные и антиповерхностные волны. Так же показано, что на некоторых частотах существуют волны, распространяющиеся без потерь.

### Литература

1. Веселаго В.Г. // Успехи Физических наук. 1967. Т. 92. С. 517
2. Lagarkov A.N., Semenenko V.N., Chistyayev V.A. et al. // Electromagnetics. 1997. V.17. P. 3.213
3. Smith D.R., Padilla W.T., Vier D.C. et al. // Phys. Rev. 2000. V. 84. P. 584.
4. Балабуха Н.П., Башарин А.А., Семенов В.Н. // Радиотехника и электроника. 2009. Т. 54. №8. С. 946.
5. Muller D.E. // Mathematical Tables and Aids to Computation. 1965. Т.10. P.208.
6. Шевченко В.В. // Радиотехника и электроника. 1969. Т.10. С.1768.
7. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М.: Радио и связь, 1988.

## СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие .....

### Подсекция ОПТИКИ

Антошков А. А. Модификация оптических свойств фторированных полимеров методом сверхкритической флюидной импрегнации в-дикетонатов европия .....	6
Вебер А. А. Лазерный виброметр на основе обработки спекл-картины от удаленного объекта .....	6
Гук М. С. Исследование спектров фотолюминесценции и Рамановского излучения кристаллов $Cu_2ZnSnS_4$ .....	8
Дубровкин А. М. Локальный провал в интенсивности лазерного излучения при прохождении кристаллически-структурированной полимерной пленки.....	10
Зарезин А. Б. Исследование фотофизических процессов с участием суперпарамагнитных наночастиц .....	12
Кондратьев Н. М. Подавление фазовых шумов в многослойных интерференционных покрытиях .....	14
Куликов В. А. Экспериментальное и теоретическое поведение корреляций фазовых искажений при распространении лазерного излучения через жидкостную ячейку .....	16
Лапин Б. П. Генерация ТЕ- и ТМ-мод с помощью анизотропных эллиптических навитых волокон.....	19
Лесник И. И. Использование метода отражательной эллипсометрии для исследования слоевых систем.....	22
Ляпин А. А. Спектроскопические свойства $CaF_2$ -керамики, активированной ионами Er .....	25
Ляшедько А. Д. Изучение термооптических искажений в твердотельных лазерных системах высокой средней мощности .....	26
Мухин В. И. Взаимосвязь структуры наноструктурированных материалов на основе оксигидроксида алюминия с их свойствами в терагерцовом диапазоне частот .....	27
Мыслицкая Н. А. Образование j-агрегатов цианинового красителя, адсорбированного на поверхности анодированного серебра .....	29
Попов И. А. Комплекс лазерных технологий в изготовлении многоострийных автоэмиссионных катодов из монолитного стеклоуглерода .....	31
Скорынин А. А. Дифракционное деление фазомодулированных оптических импульсов при брэгговской дифракции в геометрии Лауэ .....	33
Собур Д. А. Создание амальгамной лампы низкого давления для генерации озона.....	36
Трушина А. П. УФ-фотовозбуждение <<столкновительных>> комплексов кислорода $X-O_2$ как источник синглетного кислорода .....	38
Хунджуа Д. А. Изучение трансформации гуминовых веществ микромицетами с помощью спектральных методов.....	40
Шарапова П. Р. Динамика модельной атомной системы в сильном неклассическом электромагнитном поле.....	42
Шолохов Е. М. Гольмиевые волоконные лазеры двухмикронного диапазона .....	43

**Подсекция  
РАДИОФИЗИКИ**

Астахов О. В. Эффект синхронизации и фазовая мультистабильность в ансамблях осцилляторов с древовидной топологией связи.....	46
Берёзин М. С. Влияние амплитудной модуляции волновых воздействий на поступательное перемещение малых частиц.....	48
Бузова М. А. Организация физического эксперимента по изучению явления дифракции на электрически протяженных поверхностных рассеивателях .....	50
Великовский Д. Ю. Акустооптическое взаимодействие в двуосных кристаллах моноклинной структуры .....	51
Ворончев Н. В. Метод приготовления негауссова квантового состояния механического объекта с использованием оптомеханической нелинейности.....	53
Гурковский А. Г. Подавление тепловых шумов диэлектрических покрытий оптических зеркал с помощью двойных зеркал.....	54
Жостков Р. А. Распространение интенсивных акустических сигналов в стратифицированной атмосфере .....	56
Иваницкий И. О. Акустическая голография пьезопреобразователей: сравнение методов Фурье-акустики и интеграла Рэлея .....	58
Копцов Д. В. Исследование релаксации распределения электрических зарядов на поверхности кварца.....	61
Крюков Р. В. Использование нелинейных эффектов третьего порядка для целей акустической томографии.....	63
Кузнецов С. А. Экспериментальное и численное исследование спектров металло-диэлектрических решеток .....	65
Михеев Л. И. Акустооптический модулятор неполяризованного света.....	67
Муромец А. В. Исследование поверхностного возбуждения объемной акустической волны в кристалле ниобата лития.....	69
Селезнев Александр Андреевич Общерелятивистский анализ простейших лазерных детекторов гравитационных волн .....	71
Тарабукина Лена Дмитриевна Статистический анализ характеристик ОНЧ и СНЧ компонент естественного радиошума от молниевых разрядов .....	72
Хохлов Николай Евгеньевич Магнитооптический обратный эффект Фарадея в плазмонных пленках.....	73
Шамаева Александра Александровна Основы построения подсистемы оценки покрытия в сети Wi-Fi .....	75
Ширгина Н. В. Учет дифракционных эффектов в архитектурной акустике.....	76

Юхневич Т. В. Продольные смещения изображений на выходе широкоапертурных акустооптических фильтров .....	77
--	----

### Подсекция

## СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ И ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Анисимов М. А. Анизотропия магнитосопротивления в гексабориде празеодима.....	80
Бакурский С. В. Параметры джозефсоновских структур с ферромагнитными прослойками для создания квантового бита .....	82
Винокуров П. В. Исследование перезарядки уровней квантовых ям в гетероструктурах кремний- германий .....	84
Галеева А. В. Явления переноса в сложных оксидах переходных металлов .....	85
Гиро А. В. Особенности образования радиационных дефектов в кремнии, имплантированном низкоэнергетическими ионами водорода.....	86
Глушанин С. В. Особенности гидростатического отклика слоистых пьезокомпозигов на основе монокристалла $0.67\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3-0.33\text{PbTiO}_3$ .....	89
Глотов А. В. Фундаментальные исследования МОС-гидридных $\text{AlGaSiAs}/\text{GaAs}(100)$ гетероструктур .....	90
Журавлева А. В. Плазменный разряд в растворе $\text{H}_2\text{SO}_4$ на поверхности $\text{GaAs}$ и $\text{InAs}$ .....	92
Колотинский Н. В. Разработка интерфейса ввода данных для программного комплекса по анализу устройств сверхпроводящей электроники (PSCAN).....	95
Кузьмичев С. А. Определение констант электрон-фононного взаимодействия из температурных зависимостей сверхпроводящих щелей в соединении $\text{MgB}_2$ .....	99
Лаврухина З. В. Термоэлектрические свойства и зонная структура слоистых кристаллов $\text{BiTeI}$ и $\text{BiTeBr}$ .....	101
Масюков Н. А. Электронный транспорт в нитриде индия.....	103
Павелко А.А. Релаксация диэлектрической проницаемости при низких температурах в мультиферроике $\text{Bi}_{0.80}\text{Tb}_{0.20}\text{FeO}_3$ .....	104
Порохов Н. В. Напыление буферных слоев $\text{CeO}_2$ , $\text{YSZ}$ , $\text{Y}_2\text{O}_3$ на $\text{Ni}(\text{W})$ подложку методом лазерной абляции для ВТСП-лент второго поколения .....	105
Усанова А. А. Сверхпроводимость фуллеридов состава $\text{A}_{\{n\}}\text{Hg}_{\{x\}}\text{C}_{\{60\}}$ ( $\text{A}=\text{K}, \text{Rb}; n=2, 3; x \ll 1$ ), синтезированных из амальгам.....	108
Шаныгина Т. Е. Исследование двухщелевой сверхпроводимости в соединении $\text{FeSe}$ .....	110

**Подсекция  
ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ НАНОЭЛЕКТРОНИКИ**

Алехин А. И. Динамика рассеяния света на продуктах пикосекундной импульсной лазерной абляции кремниевых мишеней.....	114
Антонова О. В. Влияние размера образца аммония тетрафенилбората на образование экситонных состояний.....	116
Афонина С. М. Оптическое переключение в фотонных кристаллах на основе пористого кремния для устройств нанопотоники.....	118
Бачурин К. Е. Влияние топографии каталитической поверхности на рост углеродных нанотрубок .....	119
Гайдученко И. А. Исследование оптических свойств наноструктурированного кремния, полученного методом лазерной абляции .....	121
Гончар К. А. Эффекты локализации света в фотолюминесценции и рамановском рассеянии в кремниевых наноструктурах .....	123
Дадинова Л. А. Морфология нанодисперсных магнитных частиц.....	124
Домкин К. И. Дисперсионный анализ частиц методом лазерной дифракции на приборе “ASNALISSETTE 22” .....	126
Емельянов А. В. Исследование процессов передачи и релаксации энергии в системе кремниевых нанокристаллов методом фотолюминесцентной спектроскопии с временным разрешением .....	128
Кошелев С. В. Электрические явления при взаимодействии ионизирующих излучений с наноструктурами.....	129
Миргородский И. В. Исследование оптических свойств слоев кремния методом комбинационного рассеяния света .....	131
Наумчик Е. В. Фотоприемники ультрафиолетового излучения на основе синтетического алмаза	133
Осипов А. А. Исследование особенностей андерсоновской локализации в двумерной системе с диагональным беспорядком.....	136
Паринова Е. В. Влияние ионно-плазменной обработки на электронно-энергетическое строение и фазовый состав монокристаллических пластин кремния КЭФ и КДБ .....	137
Пентегов И. С. Изучение свойств нанокристаллического диоксида олова методом ЭПР .....	139
Поливникова Т. Н. Особенности процесса электронного обмена ионов с атомными цепочками .....	141
Руднева В. Е. Структурные и оптические свойства низкотемпературных мос-гидридных гетероструктур algaas/gaas(100) на основе твердых растворов вычитания .....	143
Сысоев И. Д. Расчет электропроводности структур, содержащих кремниевые нанокристаллы в оксидной матрице .....	145
Труханов В. А. Влияние легирования на вольтамперные характеристики органических солнечных фотоэлементов .....	146

Форш Е. А. Частотные зависимости проводимости нанокристаллических слоев оксида индия .....	148
Швыдун Н. В. Фотолюминесцентные и структурные свойства образцов кремниевых нанокристаллов в матрице диоксида кремния, сформированных в процессе термического отжига тонких пленок SiO <sub>x</sub> с различными значениями параметра стехиометрии x .....	149
Юзеева Н. А. Электронный транспорт в РНЕМТ структурах с квантовой ямой AlGaAs/InGaAs/GaAs на различном расстоянии от поверхности.....	151

### Подсекция ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Аскеров А. С. Развитие модели Valence Force Field для расчёта фононных свойств гетероструктур из SI/GE.....	154
Белякова Ю. О. Непертурбативная модель для инвариантного заряда КХД и конфайнмент кварков.....	155
Вакилова Г. Н. Сравнение неравновесных моделей затвердевания многокомпонентных систем..	157
Воронина Ю. С. Нахождение регуляризованной функции Грина методом эффективных поверхностных зарядов.....	160
Думанов Е. В. Collective elementary excitations of 2D magnetoexcitons in the Bose-Einstein Condensation state with wave vector $k=0$ .....	161
Жуков Е. В. Динамические аспекты бозе-эйнштейновской конденсации атомов и молекул.....	162
Зиновьев Д. А. Нелинейные уравнения, линеаризуемые с помощью обобщенных подстановок Коула-Хопфа. Точно интегрируемые модели процессов в сферически симметричных самогравитирующих системах.....	164
Камбарова Ж. Т. Гиперболическое электростатическое зеркало.....	166
Колесников А. А. Соотношение неопределенности и фотонная статистика для одномодового сжатого света .....	167
Левкович-Маслюк Ф. Л. Точный спектр планарной AdS/CFT из Y-системы функциональных уравнений..	169
Обухов А. А. Вариационный принцип для уравнения Кана-Хилларда.....	171
Подлесный И. В. Zeeman and Overhauser effects in the frame of combined magnetoexciton–cyclotron resonance in quantum wells.....	173
Рудин В. А. Наблюдаемые особенности 2D- диссипативного туннелирования .....	174
Сексембаев Ж. Б. О спектре излучения каналированных частиц в непроводящих кристаллах.....	175
Семенчук С. А. Особенности межзонного поглощения света в квантовых ямах в электрическом и магнитном полях.....	178

Сысоева А. А.	
Численное исследование роста двумерного зародыша твёрдой фазы в модели фазового поля.....	179
Труханова М. И.	
О динамике дипольного момента в двумерных системах частиц .....	181

### Подсекция ФИЗИКИ МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ

Агаропова А. V.	
Исследование влияния магнитного поля на процесс травления ферромагнитных пленок .....	184
Арефьев А. И.	
Исследование влияния процессов гидрирования и азотирования на магнитокалорический эффект интерметаллических соединений $R_2Fe_{17}$ .....	187
Буравцова В. Е.	
Магнитооптические свойства наномультислойных структур гранулированный нанокомпозит – полупроводник.....	189
Гимаев Р. Р.	
Методика определения параметров кристаллического поля с помощью вращательного магнитометра.....	191
Гладких Д. В.	
Магнитная восприимчивость магнитной жидкости в сдвиговом течении .....	192
Гладков А. А.	
Влияние концентрации магнитных частиц на демпферные свойства магнитоэластиков .....	194
Дейген Д. М.	
Исследование природы и свойств спиновых центров в диоксиде титана, легированного хромом.....	195
Душенко С. А.	
Одноосная и однонаправленная анизотропия в системе $femn/co$ .....	197
Захаров К. В.	
Базовые и примесные свойства системы $La_{1-x}Pb_xMnO_3$ .....	199
Зверев В. И.	
Методика определения «истинной» температуры Кюри ферромагнитных материалов с учетом воздействия размагничивающего поля .....	202
Ильин И. С.	
Морфология и приповерхностные магнитные свойства аморфных лент на основе железа и кобальта .....	203
Каюмов И. Р.	
Распространение нелинейной волны колебаний намагниченностей в зародыше слабоферромагнитной фазы в ортоферритах.....	205
Куникин Станислав Александрович	
Температурная зависимость магнитной восприимчивости магнитной жидкости на основе вакуумного масла.....	206
Лысцева Линара Юрьевна	
Влияние дополнительного внутреннего слоя железа на спиновый транспорт в туннельных магнитных контактах.....	208
Никошин Александр Владимирович	
Исследование зависимости процессов перемагничивания микропроводов из сплавов на основе Fe и Co от их длины.....	210
Оганесян Алла Рачиковна	
Форма капли магнитной жидкости в магнитном поле.....	212

Пивкина Марина Николаевна	
Исследование магнитных свойств сверхрешеток Mo/Fe/Co .....	213
Пиле С. Э.	
Влияние условий синтеза на свойства нанокompозитов на основе наночастиц ферромагнитных металлов .....	215
Простякова А. А.	
Неустойчивость тонкого слоя магнитной жидкости во внешнем магнитном поле, направленном под углом к поверхности слоя .....	217
Прядченко Д. В.	
Построение математической модели остаточной намагниченности локального участка ферромагнитной детали для создания коэрцитиметрических приборов прогнозирующих надёжность металлических конструкций .....	219
Рожновская А. А.	
Изучение магнитных свойств тонкопленочных Fe/Ta/Fe магнитных систем магнитооптическим методом .....	220
Тараканов О. Н.	
Влияние магнетохимической обработки на морфологию и магнитные свойства тонких ферромагнитных пленок .....	222
Шутов В. В.	
Новые низкоразмерные металлооксиды на основе нитратов меди и никеля .....	225

**Подсекция  
ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА, часть 1**

Афашоков В. З.	
Фазообразование в жидко-твердом сплаве системы bi-cd под действием постоянного электрического тока .....	228
Бекмырза К. Ж.	
Исследование центров люминесценций в приповерхностных слоях кристалла k <sub>2</sub> so <sub>4</sub> , методом импульсной спектрометрии с наносекундным разрешением .....	230
Борисов В. С.	
Генерация электрической энергии в зоне контакта твердой и жидкой компонентов дисперсных электрически активных систем .....	232
Бочаров К. В.	
Влияние легирования диспрозием на энергетическое распределение дефектов в хлориде серебра .....	235
Вахитов И. Р.	
Исследование структурных и магнитных свойств рутила, имплантированного ионами железа .....	237
Евлашин С. А.	
Рост кремниевых структур при помощи метода магнетронного распыления .....	239
Зёма А. В.	
Оптимизация свойств защитных покрытий для прокатного инструмента при помощи ионной имплантации .....	241
Клековкина В. В.	
Расчеты величин сверхтонких полей на 3d- и 4d-примесных центрах в кристалле никеля методом Корринги–Кона–Ростокера .....	243
Курмашева Д. М.	
Влияние твердофазной аморфизации на спектральные характеристики молибдата гадолиния в видимой и ИК областях спектра .....	245
Мороз Н. В.	
Модификация структуры транспортных каналов в стеклах системы Ag <sub>2</sub> GeS <sub>3</sub> –AgI .....	247

Мулявко Г. Т. Резонансная дифракция синхротронного излучения в кристаллах, модулированных ультразвуковыми волнами.....	249
Орлов М. А. Теоретический анализ особенностей рентгеновского метода фазового контраста Цернике при использовании преломляющих линз и зонных пластинок .....	250
Плетнева В. А. Влияние температуры на реологические характеристики раствора полимера и ПАВ.....	251
Порохова А. В. Комплексные исследования наномагнетита, диспергированного в неполярный органический растворитель с помощью синхротронного излучения и нейтронов .....	253
Рахманова М. И. Вхождение ионов титана в структуру синтетического и природного алмаза .....	255
Салимов И. Э. Особенности оптических и структурных характеристик композитов из нанокристаллов и органических молекул .....	257
Свиридов А. В. Оценка точности метода трехмерной катодолюминесцентной нанотомографии в РЭМ при определении толщин слоев политипов SiC.....	258
Сердюков А. А. Режимы стабильности плазменно-дугового осаждения и свойства углеродного осадка .....	260
Смелова Е. М. Влияние примесей кобальта(Co) на атомную структуру и квантовые свойства золотых нанопроводов .....	262
Супрядкина И. А. Исследование из первых принципов образования водород – вакансионных комплексов в палладии .....	264
Торопова А. И. Структурные особенности нанодисперсных алмазов в растворе .....	265
Шапкин А.А. Мессбауэровские исследования процессов бактериального восстановления Fe(III).....	266

**Подсекция  
ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА, часть 2**

Васильева Е. А. Зависимость автоэмиссионных характеристик нанографитных катодов от уровня давления остаточных газов .....	268
Голов Р. В. Изучение процессов обмена энергией электронного возбуждения между молекулами органолюминофоров и плазмонами тонких серебряных пленок .....	271
Далиев Ш. Х. Влияние примесей редкоземельных элементов на генерационные характеристики МДП-структур.....	273
Дашковский В. А. Лазерное воздействие на диэлектрические частицы в различных средах .....	274
Ермалицкая К. Ф. Селективность испарения вещества многокомпонентных сплавов расфокусированным импульсным лазерным излучением .....	276

Жанботин А. Ж.	
Сдвиг спектра люминесценции мезопористого коллоидного кремния .....	278
Кузьменков А. В.	
Применение метода ЦКЛ в РЭМ для диагностики изоляции р-і-n диодов .....	280
Леонов Глеб Кириллович	
Влияние вида плотности состояний на асимптотическое поведение прыжковой проводимости в сильных электрических полях .....	281
Лобанов Сергей Владимирович	
Изучение осциллирующего точечного диполя из системы периодически упорядоченных диэлектрических столбиков .....	282
Павлова Ирина Николаевна	
Соударение гранулярных частиц с учетом вращательной степени свободы .....	283
Романов Андрей Вячеславович	
Электрофизические свойства композитных материалов на основе эпоксидного клея с углеродными и ферритовыми включениями .....	285
Рубачёва Анастасия Дмитриевна	
Магнитные и магнитооптические свойства магнитного полупроводника GaN:Cr .....	286
Саймбетов Ахмет Куанышбаевич	
Кремний-литиевые детекторы ядерного излучения больших размеров .....	288
Самохвалов Евгений Андреевич	
Исследование ферромагнитных полупроводников $Pb_{1-x-y}Sn_xCr_yTe$ методом ЭПР .....	289
Смирнов Максим Николаевич	
Изучение явления низкотемпературного охрупчивания в 12% хромистых сталях методом мессбауэрской спектроскопии .....	291
Стратан Михаил Игоревич	
Магнитные свойства ферромагнитных полупроводников $Ge_{1-x-y}Mn_xGd_yTe$ .....	292
Титов Яков Дмитриевич	
Магнитные свойства новых разбавленных магнитных полупроводников $Pb_{1-x-y}Mg_xYb_yTe$ .....	294
Тихонов Евгений Васильевич	
Теоретический расчет частот колебательных и вращательных переходов в органических полупроводниках на основе молекул фталоцианинов .....	295
Терентьев Артем Вадимович	
Упругие и магнитные свойства тонких керамических пластин при распространении лэмбовских волн .....	297
Меньших Николай Леонидович	
Типы волн планарного волновода из метаматериала с потерями .....	298